

修士論文

アニーリングマシンを用いた
荷電粒子の飛跡再構成法の開発とその応用

早稲田大学大学院
先進理工学研究科 物理学及应用物理学専攻
寄田研究室

5321A064 南 樹里

2023年2月24日

概要

素粒子物理学における標準模型はこれまでの多くの実験結果を説明することが出来ているが、標準模型では説明出来ない課題も多く残っている。これらの課題を解決するために様々な理論が考案されており、実験による検証が進められているが、標準模型を超える物理は未だ発見されていない。

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 (LHC) を用いて実験が行われている。ATLAS 実験は LHC で行われている実験の一つであり、2012 年に標準模型で唯一の未発見粒子であったヒッグス粒子を発見した。現在は、標準模型の精査とともに標準模型を超える新物理の探索が進められている。

LHC では 2029 年頃から現行の加速器をアップグレードした HL-LHC 実験が予定されている。HL-LHC 実験では、積分ルミノシティは現行の 300fb^{-1} から $3000 - 4000\text{fb}^{-1}$ まで増加する予定であり、新粒子探索感度の向上が期待されている。また、加速器のアップグレードに伴って ATLAS 検出器もより高性能なものにアップグレードされる予定である。このような加速器の高輝度化や検出器の高精細化により必要な計算資源の量は年々増加し、今後の研究開発状況次第では計算資源量が不足する可能性も示唆されている。そのため、新たな技術を用いて現状よりも高速かつ高性能に計算を行うことが出来ないか検証が進められている。

本研究では、アニーリングマシンを用いた荷電粒子の飛跡再構成を検証する。アニーリングマシンは組み合わせ最適化問題を高速に解くことが期待されている技術であり、近年急速に発展している。様々な企業によって研究開発が進められており、幅広い分野への応用が期待されている。本研究で扱う荷電粒子の飛跡再構成は、粒子が検出器に落とした膨大なヒットの中から、同じ粒子が落としたヒットの組み合わせを選び出す問題であるため、組み合わせ最適化問題と捉えることが出来る。アニーリングマシンで問題を解くためには、解きたい問題を QUBO 形式に落とし込む必要がある。本研究では、2つのヒットを繋げた doublet をビットにした QUBO と、3つのヒットを繋げた triplet をビットにした QUBO の2種類について検討した。QUBO は、QUBO に入れる doublet のカットや QUBO のパラメータの調整によって最適化を行うことで、再構成効率やアニーリング時間を大幅に向上させることが出来た。最適化した QUBO を用いることで、LHC 環境下においてパイルアップ 40 において efficiency 90% 以上で再構成することが可能であった。また、実データに対してもモンテカルロサンプルと同等の再構成効率を得られ、パイルアップ 40 において現行の飛跡再構成 (offline) に対して efficiency 80% 以上で再構成することが出来た。さらに、HL-LHC 環境における飛跡再構成を検証し、高パイルアップ環境下でも飛跡再構成が可能であることを確認した。

また、アニーリングマシンの新物理探索への応用可能性を検討した。標準模型を超える理論で予測される粒子の中には、通常とは異なる特徴を残す事象が存在する。このような事象は通常の方法では再構成が難しく、それぞれに特化したアルゴリズムが求められる。本研究では、超対称性理論における長寿命チャージノ探索に着目した。超対称性理論においてチャージノとニュートラリーノの質量差が小さい場合、チャージノは長寿命となり検出器途中で崩壊し、短い飛跡 (消失飛跡) を残す。このような飛跡は ATLAS の標準の飛跡再構成では再構成が難しい。本研究では、2通りの再構成手法を検証した。1つ目は、通常の飛跡を再構成した後に残ったヒットを用いて消失飛跡を再構成する手法であり、2つ目は、通常の飛跡と消失飛跡を同時に再構成する手法である。これらの2通りの手法において、それぞれに特化した QUBO を構築し、結果を比較した。また、現行解析における結果と比較し、現行解析と同等の再構成効率を得られることを確認した。

目次

1	序論	7
1.1	標準模型	7
1.2	標準模型を超える物理	8
2	ATLAS 実験	9
2.1	LHC	9
2.2	ATLAS 実験	9
2.2.1	ATLAS 座標系	10
2.2.2	ATLAS 検出器の構造	10
2.2.3	トリガーシステム	13
2.3	HL-LHC	14
2.3.1	検出器のアップグレード	15
2.3.2	HL-LHC における計算資源	16
3	荷電粒子の飛跡再構成	18
3.1	現行の飛跡再構成手法	18
3.2	現状の飛跡再構成効率	19
4	量子コンピュータ	22
4.1	量子ゲート方式	22
4.2	量子アニーリング方式	22
4.2.1	量子アニーリング	22
4.2.2	シミュレーテッドアニーリング	23
4.2.3	現在開発されているアニーリングマシン	24
5	アニーリングマシンを用いた荷電粒子の飛跡再構成	26
5.1	QUBO の設定	26
5.1.1	doublet をビットにした QUBO	26
5.1.2	triplet をビットにした QUBO	29
5.2	QUBO の最適化	31
5.2.1	doublet のカット	32
5.2.2	ヒットを共有する doublet のペア	33
5.2.3	ヒットを共有しない doublet のペア	35
5.2.4	QUBO の最適化の結果	37
5.3	LHC 環境における飛跡再構成	38
5.3.1	使用するサンプルと設定	38
5.3.2	LHC 環境下での飛跡再構成の結果	38
5.4	HL-LHC 環境における飛跡再構成	42
5.4.1	使用するサンプルと設定	42
5.4.2	HL-LHC 環境下での飛跡再構成の結果	43
5.5	doublet model と triplet model の比較	44
5.6	まとめと考察	45

6	新粒子探索への応用	47
6.1	超対称性理論	47
6.2	長寿命チャージノ探索	47
6.3	消失飛跡の再構成手法	49
6.4	アニーリングマシンを用いた飛跡再構成の結果	51
6.5	まとめと考察	52
7	結論と今後の展望	55
8	謝辞	58
A	使用したデータの分布	59
B	QUBO の分割	60
C	再構成効率の依存性	62
C.1	再構成効率のトラックパラメータ依存性	62
C.2	再構成効率の AE のパラメータ依存性	63

図目次

1.1	標準模型における素粒子	7
2.1	LHC の概略図 [2]	9
2.2	ATLAS 検出器の全体像 [3]	9
2.3	内部飛跡検出器の構造 [4]	11
2.4	内部飛跡検出器の断面図 [4]	11
2.5	カロリメータの構造 [4]	12
2.6	ミューオン検出器の構造 [4]	13
2.7	ATLAS のトリガーシステム [5]	13
2.8	LHC の稼働スケジュール [6]	14
2.9	Run2 における積分ルミノシティ・平均パイルアップ数 [7]	15
2.10	ITk のレイアウト [8]	16
2.11	HL-LHC における計算資源 [9]	17
2.12	HL-LHC における CPU リソースの内訳 [11]	17
3.1	各トラックパラメータの定義	18
3.2	現行の飛跡再構成による飛跡再構成効率 [11]	19
3.3	HL-LHC の飛跡再構成効率 [12]	20
3.4	飛跡再構成に必要な時間 [12]	21
4.1	量子アニーリングの模式図	23
4.2	シミュレーテッドアニーリングの模式図	23
5.1	doublet をビットにした QUBO	26
5.2	doublet の各パラメータの定義	27
5.3	connected doublets の各パラメータの定義	27
5.4	unconnected doublets の各パラメータの定義	27
5.5	triplet をビットにした QUBO	29
5.7	doublet の各変数の分布	32
5.8	connected doublet の各変数の分布	34
5.9	QUBO パラメータの調整	34
5.10	QUBO パラメータの調整	35
5.12	unconnected doublet の各変数の分布	36
5.13	QUBO パラメータの調整	36
5.14	QUBO パラメータの調整	37
5.15	QUBO の最適化による efficiency・purity の変化	37
5.16	QUBO の最適化によるアニーリング時間の変化	37
5.17	アニーリングマシンによる飛跡再構成の結果	39
5.18	パイルアップなしの場合における飛跡再構成の結果	39
5.19	パイルアップなしの場合における飛跡再構成の結果	40
5.20	パイルアップごとの efficiency・purity	40
5.21	パイルアップごとのアニーリング時間・doublet 数	41
5.22	実データに対する飛跡再構成の結果	41
5.23	実データに対する結果	42
5.24	TML 検出器の構造	42
5.25	HL-LHC における飛跡再構成の結果	43
5.26	HL-LHC における飛跡再構成の結果	44

5.27 triplet model と doublet model の比較	44
5.28 triplet model と doublet model の比較	45
6.1 MSSM における素粒子	47
6.2 チャージノの崩壊の様子 [21]	48
6.3 現行解析の消失飛跡の再構成効率	48
6.4 チャージノ対生成事象のファインマンダイアグラム	49
6.5 通常飛跡に対する再構成効率	51
6.6 消失飛跡に対する再構成効率	52
6.7 4層飛跡に対する efficiency	53
A.1 パイルアップごとのヒット数、着目している飛跡数	59
A.2 パイルアップごとのヒット数、着目している飛跡数	59
A.3 パイルアップごとのヒット数、着目しているトラック数	60
B.1 分割数と efficiency · purity	60
B.2 分割数ごとの doublet 数 · アニールリング時間	61
B.3 オーバーラップと efficiency · purity	61
B.4 オーバーラップごとの doublet 数 · アニールリング時間	62
C.1 efficiency のトラックパラメータ依存性	62
C.2 efficiency のトラックパラメータ依存	63
C.3 timeout ごとの efficiency · purity	63
C.4 ビット数とアニールリング回数、アニールリング時間の関係	64
C.5 GPU の種類による比較	65
C.6 GPU の数による比較	66

表目次

2.1	LHC と HL-LHC における違い	15
2.2	内部飛跡検出器の違い	16
3.1	トラックパラメータ	18
4.1	現在開発されている主なアニーリングマシン	24
5.1	doublet model で用いるカット	28
5.2	p_T のカットの条件	28
5.3	$\Delta\eta$ のカットの条件	28
5.4	doublet model におけるパラメータ	29
5.5	triplet model で用いるカット	30
5.6	triplet model におけるパラメータ	31
5.7	doublet のカット条件	33
5.8	doublet のカットの変更前の doublet 数	33
5.9	doublet のカットの変更後の doublet 数	33
5.10	doublet のカット条件	34
5.11	unconnected doublet のカット条件	36
5.12	作成したモンテカルロサンプルの条件	38
6.1	doublet model で用いるカット	50
6.2	消失飛跡用 QUBO におけるパラメータ	50
6.3	同時に再構成する場合に用いるカット	50
6.4	同時再構成用 QUBO におけるパラメータ	51

1 序論

1.1 標準模型

素粒子物理学は、この世の中に存在する物質の最小単位は何か、また、それらを統一する物理法則は何かを解明する学問である。現在、素粒子物理学において素粒子と考えられているのは、標準模型で説明される 17 種類の粒子である。標準模型に含まれる粒子を図 1.1 に示す。

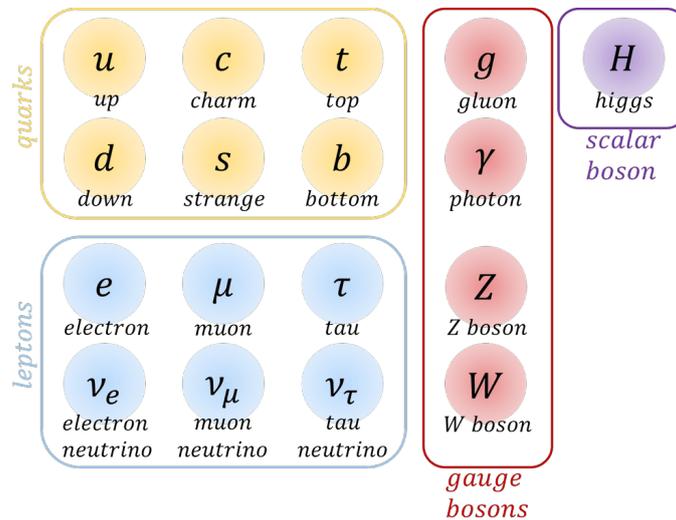


図 1.1: 標準模型における素粒子

自然界には 4 つの相互作用 (強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用) が存在すると考えられており、標準模型は重力相互作用を除く、弱い相互作用・電磁相互作用・強い相互作用を記述するモデルである。17 種類の粒子は、物質を構成するフェルミオンと相互作用を媒介するゲージボソン、質量の起源とされるヒッグス粒子に大別される。各粒子について簡単に説明する。

(1) フェルミオン

スピン $\frac{1}{2}$ を持ち、クォークとレプトンに大別される。それぞれ第一世代から第三世代まで存在する。

(a) クォーク

カラー荷をもち、強い相互作用を行う。表の上段のアップクォーク、チャームクォーク、トップクォークは電荷 $+\frac{2}{3}$ 、下段のダウンクォーク、ストレンジクォーク、ボトムクォークは電荷 $-\frac{1}{3}$ をもつ。通常、クォークは単体では存在せず、2 つか 3 つの結合として存在する。このようにクォークが複数結合したものはハドロンと呼ばれ、クォークが 2 つ結合したものは中間子 (メソン)、クォークが 3 つ結合したものはバリオンと呼ばれる。

(b) レプトン

カラー荷をもたず、強い相互作用をしない。電荷 -1 をもつ上段の電子、ミュオン、タウ粒子と、電荷を持たない電子ニュートリノ、ミュオンニュートリノ、タウニュートリノに分類される。

(2) ゲージボソン

ゲージボソンは相互作用を媒介する粒子であり、スピン 1 をもつ。グルーオンは強い相互作用を媒介する粒子であり、質量 0 である。光子は電磁相互作用を媒介する粒子であり、質量 0 で

ある。 W^\pm 、 Z^0 ボソンは弱い相互作用を媒介する粒子であり、 W ボソンは約 80 GeV、 Z ボソンは約 91 GeV の質量をもつ。[1]

(3) ヒッグス粒子

スピン 0 であり、質量は約 125 GeV である。2012 年にヒッグス粒子が発見されたことによって、標準模型を構成する粒子が全て実験によって発見されることとなった。

1.2 標準模型を超える物理

標準模型は、これまでの多くの実験結果を説明することが出来ているが、標準模型では説明できない課題もいくつか残っている。以下に、標準模型では説明できない課題をいくつか示す。

- 力の大統一

電磁相互作用と弱い相互作用は電弱相互作用によって統一されているが、強い相互作用との統一は未だ出来ていない。電弱相互作用と強い相互作用を統一した理論として大統一理論 (Grand Unified Theory: GUT) がある。これは、3 つの力を統一する有力な理論であるが、実験的な証拠はまだ得られていない。さらに、電弱相互作用のエネルギースケールは 10^2 GeV であるが、GUT のエネルギースケールは 10^{16} GeV であり、このエネルギースケールの差は階層性問題と呼ばれており、未解決の問題である。

- 暗黒物質の存在

暗黒物質は宇宙物理学における観測から存在が予想されている粒子である。現在の観測によれば、宇宙のエネルギー密度の 4 分の 1 を暗黒物質が占めていると考えられているが、標準模型の中にそのような粒子は無く、新物理の存在が示唆される。

これらの課題の他にも、ニュートリノの質量の存在、物質と反物質の非対称性、重力相互作用の統一などの課題が存在する。これらの課題を解決するため、標準模型を超える様々な理論が検討されている。この内の一つである超対称性理論は現在有力視されている理論の一つであり、6.1 で詳細を説明する。現在、様々な実験によって標準模型を超える新物理の探索が行われており、ATLAS 実験はその内の 1 つである。

2 ATLAS 実験

2.1 LHC

LHC(Large Hadron Collider)は欧州合同原子核研究機構(CERN)によって建設された世界最大の陽子-陽子衝突型加速器である。図 2.1 に LHC の概略図を示す。スイスとフランスの国境付近に位置し、地下 100m に円周約 27km の加速器と 4 つの衝突点が存在する。4 つの衝突点では、ATLAS、CMS、ALICE、LHCb の 4 つの検出器が置かれている。

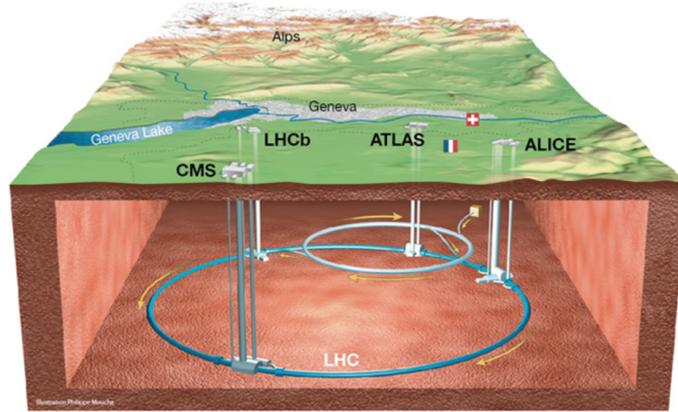


図 2.1: LHC の概略図 [2]

2.2 ATLAS 実験

ATLAS 実験は LHC で行われている実験の内の一つであり、標準模型の精査と標準模型を超える新物理の探索を目標に実験が行われている。図 2.2 に ATLAS 検出器の構造を示す。

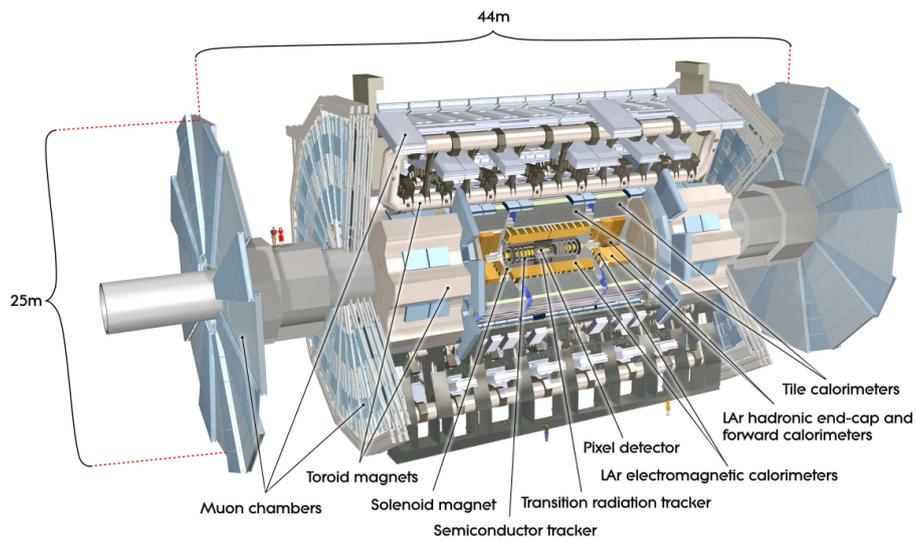


図 2.2: ATLAS 検出器の全体像 [3]

直径 25m、長さ 44m、総重量 7000t の大型検出器である。検出器は円筒形をしており、これを樽に見立てて中心付近をバレル部、樽の底面部分をエンドキャップ部と呼ぶ。

2.2.1 ATLAS 座標系

ここでは、ATLAS 検出器で用いられている座標系について説明する。ATLAS 実験では、直交座標系と円筒座標系が用いられる。直交座標系では、検出器の中心を原点として、LHC のリングの中心方向を x 軸方向、鉛直上向きを y 軸方向、ビーム軸に沿った方向を z 軸方向と定めている。このとき、 z 座標は右手系を構成する方向にとる。また、円筒座標系では、式 (2.1) と式 (2.2) で定義される R と方位角 ϕ を用いる。

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

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right), \quad \phi = [-\pi, \pi] \quad (2.2)$$

また、 z 軸からの角度を θ とし、 $\theta = [0, \pi]$ で定義する。このとき、 θ の代わりに式 (2.3) で変換される擬ラピディティ η を用いることが多い。

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.3)$$

また、X-Y 平面での運動量が保存されることから、以下の式 (2.4) で定義される横運動量 p_T を用いる。

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.4)$$

これらの変数を用いて、 (p_x, p_y, p_z) の代わりに (p_T, η, ϕ) を用いるのが一般的である。また、各オブジェクト間の距離を表す指標として以下の式 (2.5) で定義される値を用いる。

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

2.2.2 ATLAS 検出器の構造

検出器は、内側から、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ている。各検出器について簡単に説明する。

(1) 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は ATLAS 検出器の最内層に位置し、 $|\eta| < 2.5$ の範囲をカバーしている。荷電粒子の飛跡の再構成・電荷の測定・運動量の測定が主な役割である。図 2.3、図 2.4 に内部飛跡検出器の構造を示す。

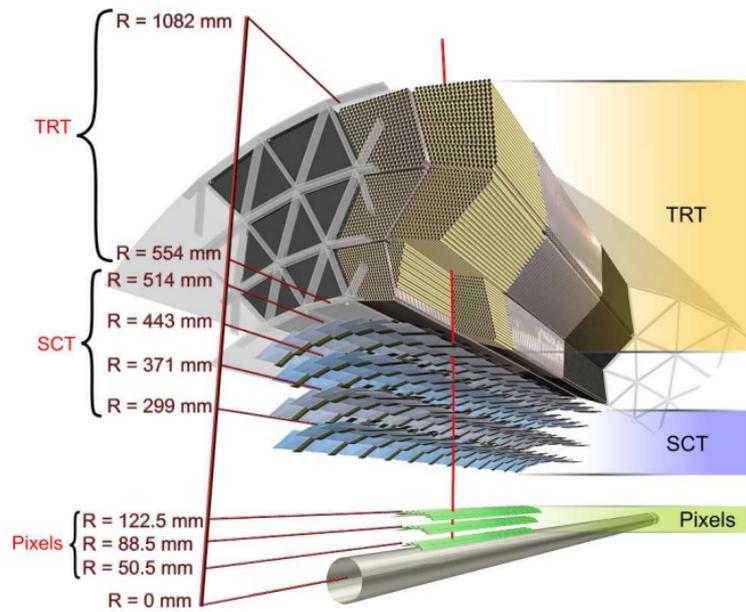


図 2.3: 内部飛跡検出器の構造 [4]

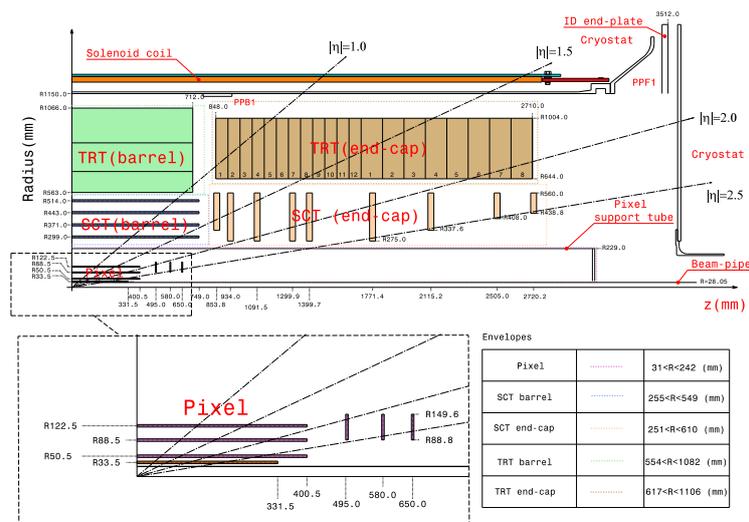


図 2.4: 内部飛跡検出器の断面図 [4]

内部飛跡検出器は、内側から、Pixel 検出器・シリコンストリップ検出器 (SCT)・遷移放射検出器 (TRT) から構成される。各検出器について簡単に説明する。

(a) Pixel 検出器

シリコン半導体検出器であり、バレル部に IBL+Pixel3 層の 4 層、エンドキャップ部 (片側) に 3 層から構成されている。2 次元での読み出しであり、動径・方位角方向に $10\mu\text{m}$ 、z 軸方向に $115\mu\text{m}$ の位置分解能をもつ。

(b) SCT

シリコン半導体検出器であり、バレル部に 4 層、エンドキャップ部 (片側) に 9 層から構

成される。各モジュールの中には $80\mu\text{m}$ おきにストリップセンサーが配置されている。ストリップセンサーの読み出しは 1 次元であるが、各センサーを ϕ 方向に 40mrad ずらして配置することによって 2 次元での読み出しが可能になっている。動径・方位角方向に $17\mu\text{m}$ 、 z 方向に $580\mu\text{m}$ の位置分解能をもつ。

(c) TRT

荷電粒子が異なる物質間を移動する際に発生する遷移放射を利用した検出器である。 $|\eta| < 2.0$ の領域をカバーしており、 $130\mu\text{m}$ の位置分解能をもつ。

内部飛跡検出器の外側、カロリメータの内側には超伝導ソレノイド磁石が配置されており、2T の磁場がかかっている。磁場により荷電粒子の飛跡を曲げることでその曲率から運動量の測定を行っている。

(2) カロリメータ

図 2.5 にカロリメータの構造を示す。

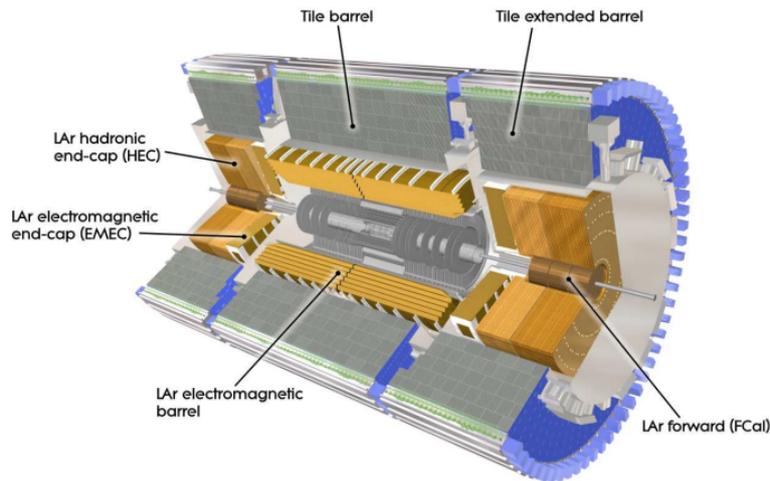


図 2.5: カロリメータの構造 [4]

カロリメータは電磁カロリメータ・ハドロンカロリメータからなり、電子や光子、ジェットのエネルギー測定を行う。

- 電磁カロリメータ

鉛と液体アルゴンの層を交互に配置した構造をしており、荷電粒子が鉛を通ることで制動放射や電子対生成を起こし、放出された光子を液体アルゴンの層で吸収することでエネルギーを測定する。 $|\eta| < 3.2$ の領域をカバーしている。

- ハドロンカロリメータ

$|\eta| < 1.7$ のバレル領域をカバーするタイルカロリメータと $1.5 < |\eta| < 3.2$ のエンドキャップ領域をカバーするハドロンエンドキャップカロリメータからなる。タイルカロリメータは吸収層として鉄、検出層としてプラスチックシンチレータが交互に配置されている。ハドロンエンドキャップカロリメータは吸収層として銅、検出層として液体アルゴンが用いられている。

(3) ミューオン検出器

図 2.6 にミューオン検出器の構造を示す。

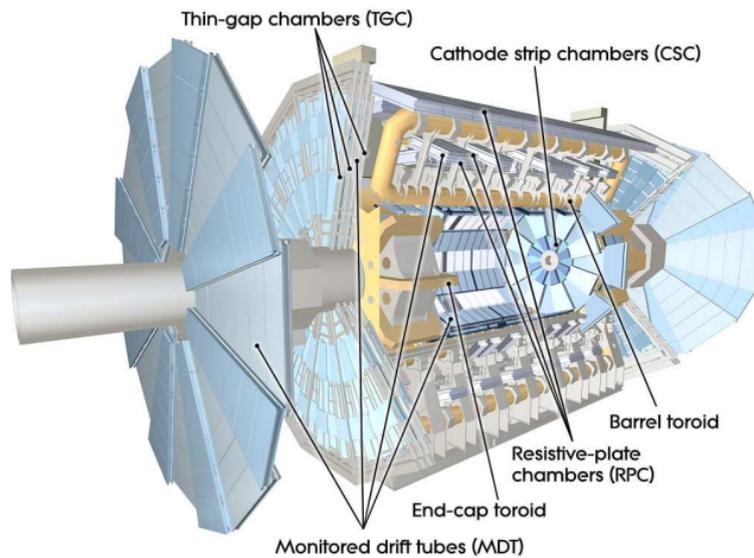


図 2.6: ミューオン検出器の構造 [4]

ミューオンは比較的寿命が長く、透過力が高いため、ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層に設置されている。検出器は MDT(Monitored Drift Tubes)、CSC(Cathod Strip Chambers)、RPC(Resistive Plate Chambers) の4つの構造からなり、RPC・TGC はトリガーの判定、MDT・CSC は飛跡の測定に用いる。

最後に、ニュートリノはこれらのどの検出器とも相互作用しないため、検出された他の粒子の情報をもとに運動量保存則からそのエネルギーを求める。

2.2.3 トリガーシステム

次に、ATLAS 実験で用いられているトリガーシステムについて説明する。図 2.7 にトリガーシステムの概要を示す。

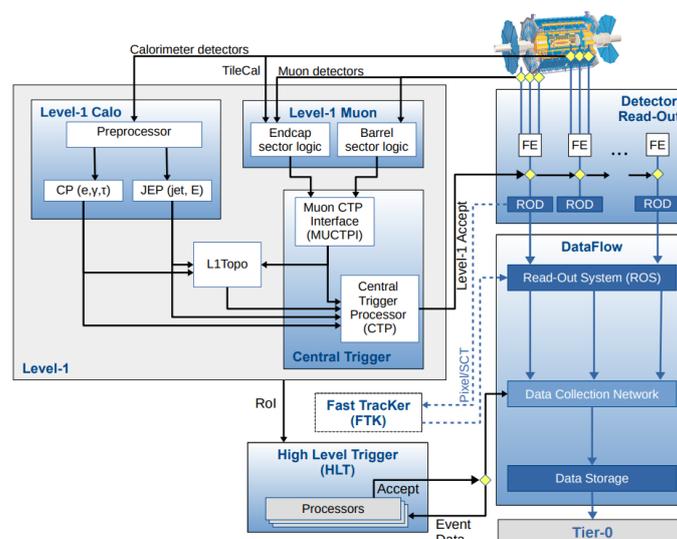


図 2.7: ATLAS のトリガーシステム [5]

ATLAS 実験では、約 40kHz(約 25ns おき) で陽子陽子衝突が起きるため、処理速度と計算資源の観点から全ての事象を保存することは困難である。そこで、興味のある事象のみを記録するためにトリガーシステムが用いられている。ATLAS では 2 段階のトリガーが採用されている。1 段階目はハードウェアベースの Level 1 trigger であり、2 段階目はソフトウェアベースの High Level Trigger(HLT) である。各トリガーの詳細について説明する。

- L1 trigger

まず、カロリメータとミュオン検出器の情報を用いて 1 段階目のトリガーをかける。この段階で 40MHz から 100kHz 程度まで落とされる。L1 trigger では、1 イベントにつき $2.5\mu\text{m}$ の処理が要求されている。カロリメータとミュオン検出器の情報から、電子、ミュオン、光子、ジェット、タウ、 E_T^{miss} を再構成し、興味のある事象のみを HLT へ送る。また、この段階で Region of Interest(RoI) を定義し、この情報は後段の HLT trigger で用いられる。

- HLT trigger

HLT trigger では、約 1kHz 程度まで落とされる。L1 trigger で定義した RoI に基づいて、内部飛跡検出器の情報を用いて事象の再構成を行い、選別を行う。最終的に残った事象がストレージに保存される。

2.3 HL-LHC

図 2.8 にこれまでと今後の LHC の稼働スケジュールを示す。



図 2.8: LHC の稼働スケジュール [6]

LHC は 2010 年から運転を開始しており、Run1(2010~2012) は重心系エネルギー 7~8 TeV で運転した。その後長期シャットダウン(2012~2015)があり、Run2(2015~2018)では重心系エネルギー 13 TeV で運用された。Run2 における積分ルミノシティと平均パイルアップ数を図 2.9 に示す。

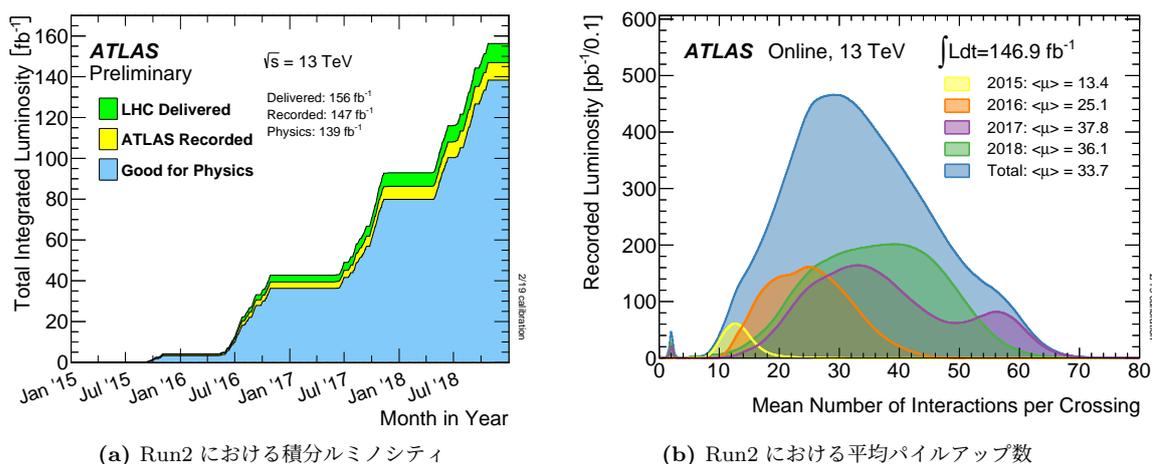


図 2.9: Run2 における積分ルミノシティ・平均パイルアップ数 [7]

Run2 では約 139 fb^{-1} のデータを取得し、物理解析に利用できることとなった。また、平均パイルアップ数は約 30 程度であり、最大パイルアップ数は 70 程度となっている。その後は、2 度目の長期シャットダウン (2018~2022) を経て、現在は Run3(2022~) の最中である。今後は、3 度目の長期シャットダウン (2026~2029) が予定されており、2029 年頃からは加速器がアップグレードされた High Luminosity LHC(HL-LHC) 実験が開始される予定である。

表 2.1 に LHC と HL-LHC における違いを示す。

表 2.1: LHC と HL-LHC における違い

	LHC(Run2)	LHC(Run3)	HL-LHC
重心系エネルギー [TeV]	13	13.6	14
瞬間ルミノシティ(設計値)[$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.0×10^{34}	1.0×10^{34}	7.5×10^{34}
積分ルミノシティ [fb^{-1}]	150	300	3000-4000
パイルアップ	~40	~70	~200

HL-LHC では、瞬間ルミノシティの設計値は約 7.5 倍となり、積分ルミノシティは現行の約 300 fb^{-1} から約 $3000 - 4000 \text{ fb}^{-1}$ まで増加する予定である。ただし、加速器の高輝度化によってパイルアップ数も増加し、現行の ~ 70 から ~ 200 程度まで達すると予想されている。

2.3.1 検出器のアップグレード

LHC のアップグレードによる、高エネルギー化・高パイルアップ化によって現行の検出器では現状と同等の性能を維持することが難しい。そこで、検出器も高放射線耐性・高速読み出し・高位置分解能をもつ新しい検出器にアップグレードする予定である。現状の内部飛跡検出器は、Inner Tracker(ITk) に総入れ替えされる予定である。図 2.10 に ITk のレイアウトを示す。

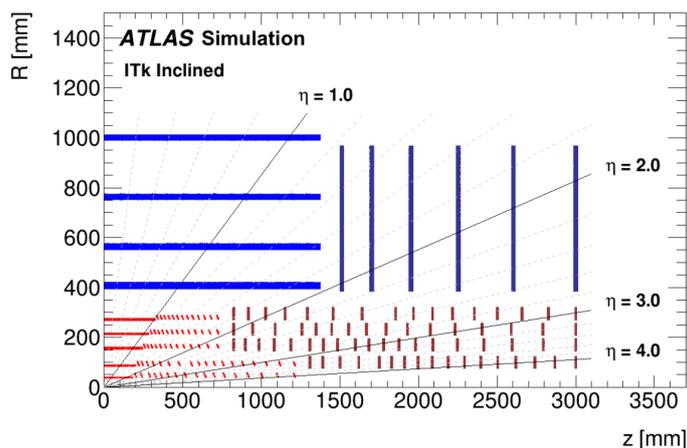


図 2.10: ITk のレイアウト [8]

現行の内部飛跡検出器と ITk の違いを表 2.2 に示す。

表 2.2: 内部飛跡検出器の違い

	現行	ITk
カバー領域	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 4.0$
モジュール数 (ピクセル)	2000	9164
モジュール数 (ストリップ)	4088	17888
読み出しチャンネル数 (ピクセル)	~ 9M	~ 5000M
読み出しチャンネル数 (ストリップ)	~ 6M	~ 50M

ITk は全てシリコン製の検出器であり、パイルアップ $\langle \mu \rangle = 200$ の環境でも現行の検出器と同等かそれ以上の性能で再構成出来るように設計されている。構造は検出器中心付近にあるピクセル検出器と底面付近にあるストリップ検出器からなる。ピクセル検出器は、2次元読み出し可能な半導体検出器であり、バレル領域・エンドキャップ領域 (片側) に5層ずつ配置される。バレル領域で約7,000枚、エンドキャップ領域で約3,000枚のモジュールから構成される。ストリップ検出器は、バレル領域に4層、エンドキャップ領域に6層からなる。1次元読み出しのストリップを ϕ 方向に $40mrad$ ずらして配置することで2次元読み出しを可能にしている。現行の SCT が4,088枚のモジュールで構成されているのに対して ITk のストリップ検出器では17,88枚のモジュールが利用される予定である。

また、トリガーシステムもアップグレードされる予定であり、L1 trigger は現行の100kHz程度から1MHz程度に増強する予定である。また、処理時間に関しても現行の $2.5\mu s$ から $10\mu s$ に増強する予定である。

2.3.2 HL-LHC における計算資源

上述のような加速器の高輝度化や検出器の高精細化によって今後必要な計算資源の量はますます増加すると考えられている。HL-LHC 実験において必要になると予想される CPU 量を図 2.11 に示す。

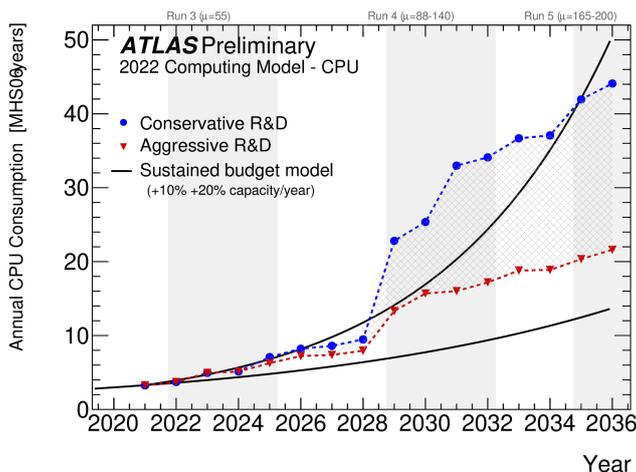
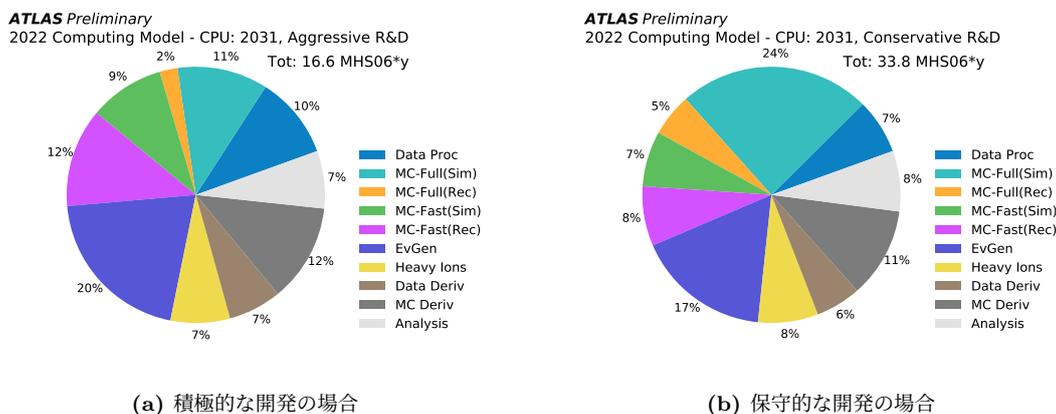


図 2.11: HL-LHC における計算資源 [9]

ここで、赤と青はそれぞれ積極的な研究開発と保守的な研究開発の2段階の研究開発の状況によって必要となる計算資源量を示したものである。保守的な研究開発では、ATLAS 実験における現在の人的資源や人員のレベルが維持されると仮定しており、積極的な研究開発では、ATLAS における現在の人的資源が増加し、また現状の人員がより高い割合で研究開発に貢献することを仮定している。また、黒の実線はそれぞれ今後年間 10% と 20% で CPU を調達した場合に必要な計算資源量を示している。このことから、今後、研究開発の状況次第では必要な計算資源量が調達可能な量を上回り、計算資源が不足する可能性があることを示唆している。そのため、現状の技術を超える新しい技術の応用可能性が検証されている。その内の一つが 4 章で説明する量子コンピューティングである。

また、図 2.12 に、2 段階の研究開発の状況ごとの必要な CPU リソースの内訳を示す。



(a) 積極的な開発の場合

(b) 保守的な開発の場合

図 2.12: HL-LHC における CPU リソースの内訳 [11]

この内、モンテカルロサンプルの作成には多くの CPU が必要になり、積極的な開発の場合で 34%、保守的な開発で 44% を占めている。その中でも、事象の再構成に必要な CPU はそれぞれ 14%、13% となっている。本研究では、事象の再構成の中でも、荷電粒子の飛跡再構成に着目した。今回は、現状よりも高速かつ高性能な飛跡再構成に向けて、まずは新技術による飛跡再構成が可能かアルゴリズムの検証を行った。

3 荷電粒子の飛跡再構成

3.1 現行の飛跡再構成手法

ここでは、まず現在使われている飛跡再構成の手順を説明する。まず、飛跡は表 3.1 で示す 5 つのトラックパラメータを持つ。

表 3.1: トラックパラメータ

パラメータ	変数
d_0	X-Y 平面上での飛跡と衝突点との最小距離
z_0	R-Z 平面上で d_0 をとるときの z 座標
ϕ	X-Y 平面での飛跡の角度, $\phi \in [-\pi, \pi)$
θ	R-Z 平面での飛跡の角度, $\theta \in [0, \pi]$
$\frac{q}{p_T}$	電荷を p_T で割ったもの

各パラメータの定義を図 3.1 に示す。

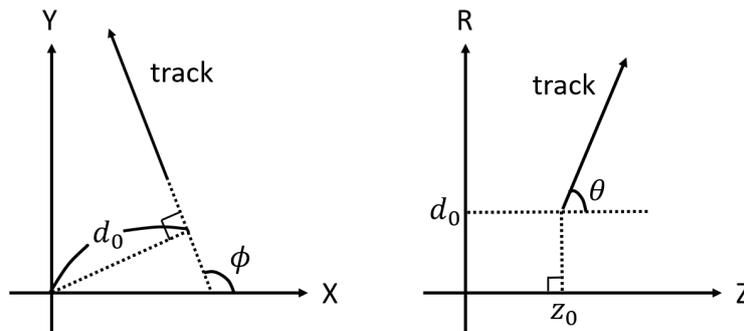


図 3.1: 各トラックパラメータの定義

飛跡は内部飛跡検出器を用いて再構成される。現在 ATLAS で用いられている飛跡再構成アルゴリズムには inside-out と outside-in の 2 種類が存在する。

- inside-out

inside-out は検出器の内側から外側に向かって飛跡を再構成する方法である。飛跡の再構成は、スペースポイントの作成、seeding、track finding、ambiguity solving、TRT extension の順で行われる。

- (1) スペースポイントの作成

まず、シリコンヒットから 3 次元のスペースポイントを作成する。pixel 検出器は 2 次元での読み出しであるため、各クラスターから直接スペースポイントの計算を行う。SCT では、シングルストリップは 1 次元での読み出しのため、 $40[mrad]$ 傾けて配置された 2 つのセンサーからスペースポイントを再構成する。

- (2) seeding

次に、異なる層に配置された 3 つのヒットから飛跡の seed を作成する。seed のインパクトパラメータは一樣な磁場中でのらせん運動を仮定して算出する。このとき、seed はそのスペースポイントの位置により、全て pixel、全て SCT、pixel に 1 つ+SCT に 2 つ、

pixel に 2 つ + SCT に 1 つの 4 種類に分類される。seed には、各分類ごとに異なる運動量・インパクトパラメータの要件がかけられ、選別される。

(3) track finding

seed を元に、飛跡の候補を探索する。ここでは Kalman フィルター [10] を用いて飛跡候補を見つける。

(4) ambiguity solving

再構成された飛跡の候補に対して、ヒット数やホールの数、フィットの χ^2 などの条件を元に飛跡のスコアを算出する。算出されたスコアに対してカットをかけることで飛跡の選別を行う。

(5) TRT extension

残った飛跡候補に対して TRT への外挿を行う。

こうして再構成された飛跡に対してフィットが行われ、最終的なトラックパラメータが算出される。

• outside-in

outside-in では、検出器の外側から内側に向かって飛跡の再構成を行う。これは、K メソンなどの長寿命の粒子による飛跡は検出器途中から生成されるため、上述の方法では再構成されにくく、それらの飛跡を再構成することが目的である。まず、TRT のみを用いて作成した飛跡を SCT・Pixel に内挿し、SCT・Pixel のヒット情報を元に飛跡の再構成を行う。このとき、Pixel・SCT にヒットが無かった場合は TRT のみの飛跡として保存される。

3.2 現状の飛跡再構成効率

図 3.2 に現行の飛跡再構成における再構成効率を示す。ここで、使用しているモンテカルロサンプルは Run2 における環境をシミュレーションしたものである。

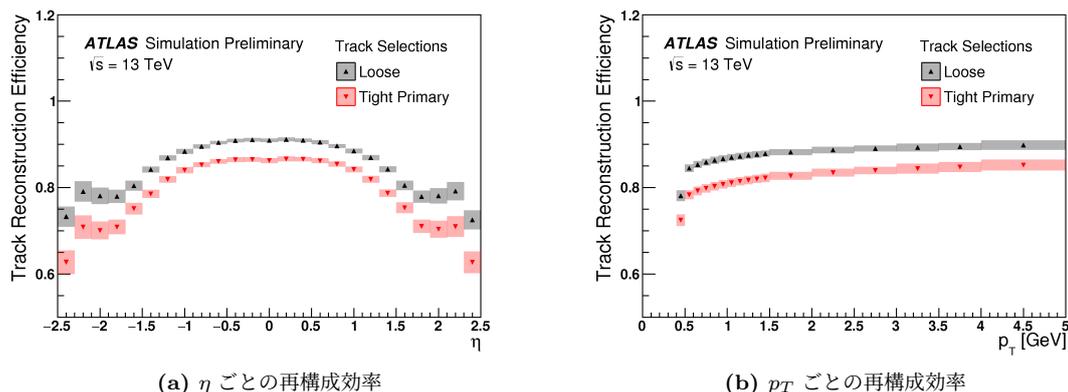


図 3.2: 現行の飛跡再構成による飛跡再構成効率 [11]

このとき、再構成された飛跡には Loose、Tight の 2 種類のカットがかかっている。各カットの条件を以下に示す。

Loose

- $p_T > 400$ MeV

- $|\eta| < 2.5$
- ピクセルと SCT のクラスターの合計が7つ以上
- シェアされているクラスターは同じ層内で1つ以下
- ピクセルと SCT を合わせたホール数が2つ以下
- ピクセルのホール数が1つ以下

Tight(Loose の条件に追加して)

- ピクセルと SCT のクラスターの合計が9つ以上 ($|\eta| < 1.65$ のとき)
- ピクセルと SCT のクラスターの合計が11つ以上 ($|\eta| > 1.65$ のとき)
- Pixel の最内層 or 内側から2層目のどちらかに最低1ヒット
- ピクセルにホール数が無い

再構成効率は η や p_T に依存し、Tight の場合、Loose に比べて $1.5 < |\eta| < 2.5$ において10%程度、 $|\eta| < 1.5$ において5%程度低くなっている。ただし、Tight の方が fake の飛跡の割合は低くなっている。 $|\eta| < 1.0$ で efficiency が低くなっているのは、粒子が通過する層の数が増えることによるものである。 $p_T > 5$ GeV では efficiency はほぼ一定であり、Loose の場合で90%程度、Tight で85%程度の再構成効率で再構成が可能である。また、HL-LHC における飛跡の再構成効率を図 3.3 に示す。

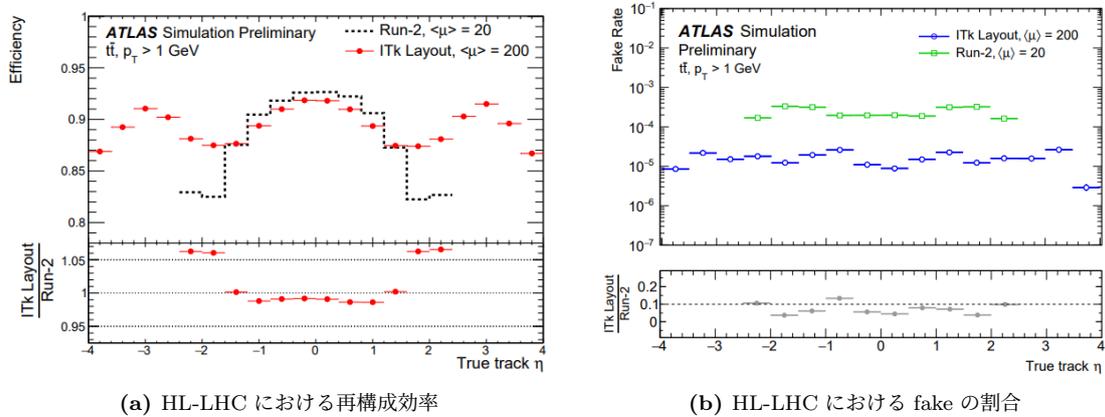


図 3.3: HL-LHC の飛跡再構成効率 [12]

ここで、モンテカルロサンプルは $\langle \mu \rangle = 200$ の環境における $t\bar{t}$ 事象を用いており、飛跡は主に低運動量のパイオンが占めている。また、比較として、Run2 の $\langle \mu \rangle = 20$ における efficiency を重ね描いている。飛跡の再構成効率は $|\eta| < 1.0$ において90%程度であり、高パイルアップ環境下でもある程度の効率を維持して再構成出来ていることが分かる。

また、HL-LHC におけるパイルアップごとの飛跡再構成に必要な時間を図 3.4 に示す。モンテカルロサンプルは $t\bar{t}$ 事象を用いている。ここで、縦軸は ATLAS 実験においてベンチマークとして用いられている CPU である HS06 を1つ使用した場合に必要な計算時間として示している。また、比較として、Run2 における $\langle \mu \rangle = 20, 60$ の場合の現行の飛跡再構成に必要な時間を示している。飛跡再構成アルゴリズムの改良と全シリコン検出器への移行によって、飛跡再構成に必要な時間は改善されている。

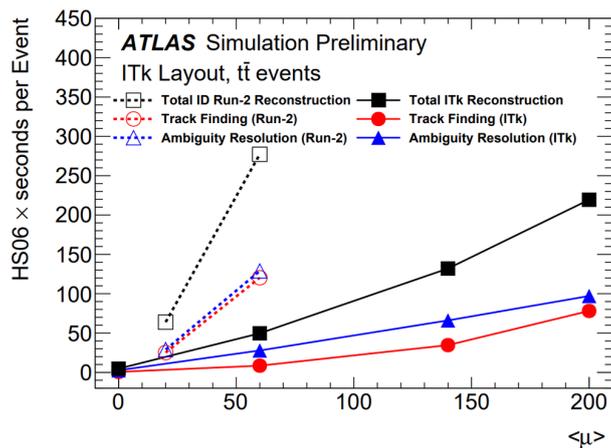


図 3.4: 飛跡再構成に必要な時間 [12]

飛跡再構成に必要な時間はパイラップに依存して2次関数的に増加する。飛跡再構成の内、ambiguity solving、track finding にはそれぞれ約半分程度の時間が必要になることが分かる。本研究では、track finding の部分に着目し、新技術を応用可能か検証を行った。

4 量子コンピュータ

量子コンピュータとは、量子力学の性質を用いて計算を行うコンピュータのことである。通常のコンピュータのビットが0か1の決まった値を取るのに対して量子ビットの状態は確率的に決まる。量子コンピュータは、通常のコンピュータと比較して高速な計算が可能ではないかと期待されており、現在様々な機関や企業によって研究開発が進められている技術である。本研究では、この技術に着目した。量子コンピュータは、そのアルゴリズムの違いによって、主に量子ゲート方式と量子アニーリング方式の2種類の計算方式が存在する。

4.1 量子ゲート方式

量子ゲート方式では、問題ごとに対応した量子回路を作成する。グローバーのアルゴリズムやショアのアルゴリズムなどいくつかの問題では、量子コンピュータが従来のコンピュータと比較して高速に計算可能であることが理論的に証明されている。量子ゲート方式は現在研究開発の段階にあり、超伝導方式、シリコン方式、イオントラップ方式、光量子方式など、様々な方式が検討されている。現在開発されている実機の内、最も量子ビット数の多いものはIBM社のマシンであり、433量子ビットである。ただし、量子ビットの制御や大規模化にはまだまだ課題が多く、実用化には数十年規模の時間がかかると考えられている。

4.2 量子アニーリング方式

4.2.1 量子アニーリング

量子アニーリング方式は組み合わせ最適化問題と呼ばれる問題に特化したアルゴリズムである。量子ゲート方式と比較すると、比較的実用化が進んでいる方式である。本研究では、こちらの計算方式に着目した。

組み合わせ最適化問題

組み合わせ最適化問題とは、いくつかの選択肢の中から最も良い選択枝を選び出す問題である。有名な組み合わせ最適化問題には、巡回セールスマン問題や最大カット問題などが知られている。このような問題では、変数の数が増えるにつれて選択枝の数は指数関数的に増加し、問題の規模が大きくなることで現実的な時間で解くことが困難になる。このような組み合わせ最適化問題に対する解法はいくつか考えられており、その内の一つが量子アニーリングである。

量子アニーリングは組み合わせ最適化問題に対する汎用近似解法として考案されたものである。まず、問題を式(4.1)のようなイジングモデルで表現する。

$$H = \sum_i h_i \sigma_i + \sum_{i \neq j} J_{ij} \sigma_i \sigma_j, \quad \sigma \in \{-1, 1\} \quad (4.1)$$

このとき、 $\sigma \in \{-1, 1\}$ を $\sigma' = \frac{\sigma+1}{2}$ により $\sigma' \in \{0, 1\}$ に変数変換したものは QUBO (Quadratic Unconstrained Binary Optimization) と呼ばれ、アニーリングマシンへの入力はこの形式で行われることが多い。

量子アニーリングによる最小エネルギー探索の模式図を図4.1に示す。



図 4.1: 量子アニーリングの模式図

イジング模型における変数 σ は各量子ビットのスピンの向きに対応する。第一項の係数 h_i は一つの量子ビット自身にかかる磁場の強さを表しており、第二項の係数 J_{ij} は2つの量子ビット間の相互磁場の強さを表す項である。この系のハミルトニアンを式 (4.2) で表現する。

$$H(s) = A(s)H_0 + B(s)H_p \quad (4.2)$$

ここで、 H_0 は初期ハミルトニアンであり、 H_p は求めたい問題のハミルトニアンである。s は変動のペースを表す変数であり、アニーリング時間 t_f と時間 t を用いて $s = \frac{t}{t_f} \leq 1$ で定義される。 $A(s)$ と $B(s)$ はそれぞれゆっくり減少・増加する関数である。時間が増加すると H_0 から H_p への変化が行われ、最終的に H_p の基底状態で安定する。

量子アニーリングマシンでは、まず系全体に強い横磁場をかけることで各量子ビットのスピンの重ね合わせの状態を作る。この段階で量子ビットの測定を行うと、各量子ビットの状態は等確率で出力される。この状態から、徐々に横磁場を弱めていくことで、断熱効果により系は基底状態に留まりつつ状態が遷移していく。最終的に横磁場が0になると、求めたいハミルトニアンの基底状態で安定する。この段階で測定を行うと、求めたい解が出力される確率が最も高くなる。

4.2.2 シミュレーテッドアニーリング

現在開発されている量子アニーリングマシンは、ビット数が限られており、結合も疎結合であることが多い。また、超伝導方式の場合、量子ビットを極低温で動作させる必要があり、大規模化が困難である。そこで、デジタル回路など量子ではない古典の回路を用いて組み合わせ最適化問題を解くことが出来る技術が開発されている。

このアルゴリズムの一つであるシミュレーテッドアニーリングについて説明する。シミュレーテッドアニーリングによる最小エネルギー探索の模式図を図 4.2 に示す。

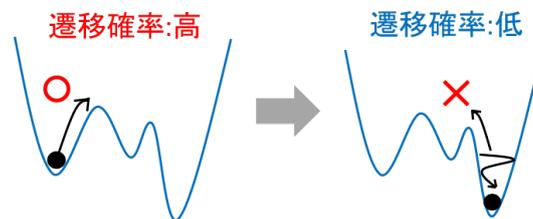


図 4.2: シミュレーテッドアニーリングの模式図

シミュレーテッドアニーリングでは、各ビットの組み合わせを少しずつ変化させていくことでエネルギーの低い状態へ遷移する。ただし、これだけでは解が局所解に陥ってしまう可能性が高い。そのため、必ずしもエネルギーが下がらなくてもある確率で遷移を行う。この確率は、金属の焼きなましにおける「温度」に対応するパラメータで制御される。金属の焼きなまし法では温度を徐々に下げていくが、シミュレーテッドアニーリングでは、遷移確率を徐々に弱めていく。初期段階ではこの確率

を高くし、エネルギーが高くなる方向への遷移を許すことで広い範囲での探索を行い、徐々に遷移確率を狭くしていくことで、局所解に陥ることを防ぎつつ最小エネルギーを探索する。また、シミュレーテッドアニーリング以外にも、イジング模型の最小エネルギーを求める様々なアルゴリズムが開発されている。

4.2.3 現在開発されているアニーリングマシン

表 4.1 に現在開発されている主なアニーリングマシンをまとめる。

表 4.1: 現在開発されている主なアニーリングマシン

開発元	D-Wave[13]	富士通 [14]	Fixstars[15]	日立 [16]	東芝 [17]	NEC[18]	NTT[19]
名称	Advantage	Digital Annealer	Amplify Annealing Engine	CMOS annealing machine	Simulated Bifurcation Machine	vector annealing サービス	コヒーレントイジングマシン
最大ビット数	5000 以上	100,000	262,000 以上	100,000	10,000,000	300,000	100,000
結合方式	ペガサスグラフ	全結合	全結合	全結合	全結合	全結合	全結合

この内、D-Wave のみが量子アニーリングに基づくアニーリングマシンであり、それ以外は GPU や FPGA を用いたシミュレーテッドアニーリングや独自のアニーリングアルゴリズムによるアニーリングマシンである。量子アニーリングマシンとして利用されることが多い D-Wave について簡単に説明する。D-Wave は 2011 年に世界初の商用量子コンピュータとしてカナダの D-Wave System 社から発表された量子アニーリングマシンであり、超伝導量子ビットによって量子アニーリングを行う。結合はペガサスグラフであり、1 量子ビットに最大で 12 量子ビットが結合している構造をとる。全結合の問題を解く場合の求解可能な問題サイズは 124×124 までである。

上の図のように、量子アニーリングマシンは他のアニーリングマシンと比較するとビット数が少なく、結合も疎結合であるために、求解可能な問題のサイズが制限されている。そこで、本研究では、全結合かつビット数の多い Fixstars Amplify Annealing Engine(AE) を用いて原理検証を行った。まず、AE に関連するサービスである Fixstars Amplify について紹介する。上で紹介したアニーリングマシンはそれぞれ入力方式が異なるが、これらの内のいくつかのアニーリングマシンを統合して利用可能なサービスが Fixstars Amplify である。

Fixstars Amplify

複数のアニーリングサービスを統合して利用可能なクラウドサービスである。各アニーリングマシンはそれぞれ異なる入力方法を持っているが、それらを統一し、コードの変更を最小限に各アニーリングマシンに投げることを可能にしている。現在は、Fixstars Amplify Annealing Engine、D-Wave、富士通デジタルアニーラ、東芝 SQBM+、日立 CMOS アニーリングマシン、Gurobi optimizer、IBM Quantum、Qulacs の 8 種類のマシンが利用可能である。

次に、今回使用したアニーリングマシンである Fixstars Amplify Annealing Engine について説明する。

Fixstars Amplify Annealing Machine

最大ビット数は 262,000 以上であり、各ビット間には全結合である。GPU は NVIDIA A100 を利用しており、シミュレーテッドアニーリングに基づいて動作する。2022 年 6 月に Fixstars Amplify のアップデートが行われ、GPU のアップデート (NVIDIA V100 から NVIDIA A100)、最大ビット数

の拡張 (100k から 262k)、マルチ GPU 機能が追加された。アップデートの結果への影響については Appendix C-2 に記述している。GPU のアップグレードによって、特に問題のビット数が 10,000 を超える場合に、アニーリング時間が高速化していることを確認した。また、マルチ GPU 機能では、主に 2 種類の使い方が存在する。一つ目に、1 つの問題を複数 GPU で強調動作して解く方法であり、二つ目は複数の問題を複数 GPU で並列に解く方法である。本研究で扱う問題は、少ないアニーリング回数でも正しい解を求めることができ、また、分割が可能な問題であるため、後者の利用法を活用している。また、マシンのパラメータとして timeout と呼ばれるパラメータを持つ。これは、アニーリング時間を指定するものであり、指定した時間内で可能な限りアニーリングを行うように動作する。ただし、解の精度はある一定以上が保証されるため、指定時間以内にアニーリングが終わらない場合には、指定した時間を超えてアニーリングを行う場合がある。基本的に 1 回目のアニーリングでは高速に解の探索を行い、2 回目以降のアニーリングではより時間をかけてより厳密な解を探索する。本研究では、2 回のアニーリングで十分な性能が得られることが確認されたため、基本的に 2 回以上のアニーリングを行うように timeout の設定を行った。

本研究は原理検証のため、現時点で全結合かつビット数の多い FixstarsAE を利用した。ただし、今回行った QUBO の開発は各ハードウェアに依存しない共通のアルゴリズム開発である。また、アニーリングマシンは年々発展しており、上で紹介したアニーリングマシンを共通の入力で利用できるようなサービスによって、マシンの変更は比較的容易であると考えられる。そのため、より実装に向けた段階では、アニーリングマシンの最適化を行うことが必要となると考えられる。

5 アニーリングマシンを用いた荷電粒子の飛跡再構成

5.1 QUBO の設定

アニーリングマシンへの入力は QUBO 形式で行う。本研究では、2つのヒットを繋げた doublet をビットにしたモデルと、3つのヒットを繋げた triplet をビットにしたモデルの2つのモデルを検討・比較した。

5.1.1 doublet をビットにした QUBO

まず、2つのヒットを繋げた doublet をビットにした QUBO(doublet model) について説明する。図 5.1 に doublet モデルのイメージ図を示す。

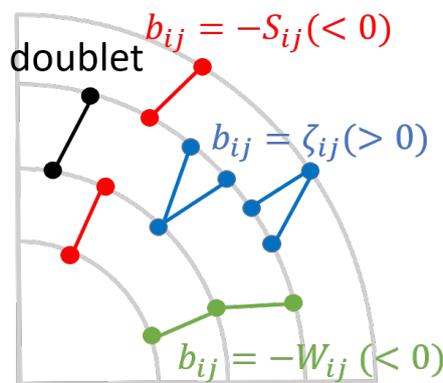


図 5.1: doublet をビットにした QUBO

doublet model では、以下の流れで QUBO を作成する。

(1) hit のカット

今回のアルゴリズムでは、 $|\eta| < 1.0$ の領域に限定してトラッキングを行う。これは、原理検証のため、問題の単純化のためにまずはバレル領域に限定した再構成を行うためである。また、 $|\eta| < 1.0$ で切ること、途中からエンドキャップ領域に行くような飛跡を除き、飛跡に含まれる全ヒットがバレル領域に含まれることを要求している。さらに、問題の単純化のため、同じ粒子が同じ層に2ヒット以上残した場合、1ヒットのみを残して他のヒットは削除する。

(2) doublet の作成・カット

(1) で残ったヒットを用いて doublet の作成を行う。doublet は、 ϕ が一定内の領域にあるヒット同士を結ぶことで作成する。作成した doublet に対して、表 5.1 で示すカットをかける。

(3) doublet のペアの作成・カット

(2) で残った doublet 繋げて doublet のペアを作成する。doublet のペアに対しては、表 5.1 で示すカットをかける。

(4) QUBO の作成

(2)(3) を通過した doublet、doublet のペアを用いて QUBO を作成する。

doublet model で用いる各パラメータを図 5.2, 図 5.3, 図 5.4 に示す。

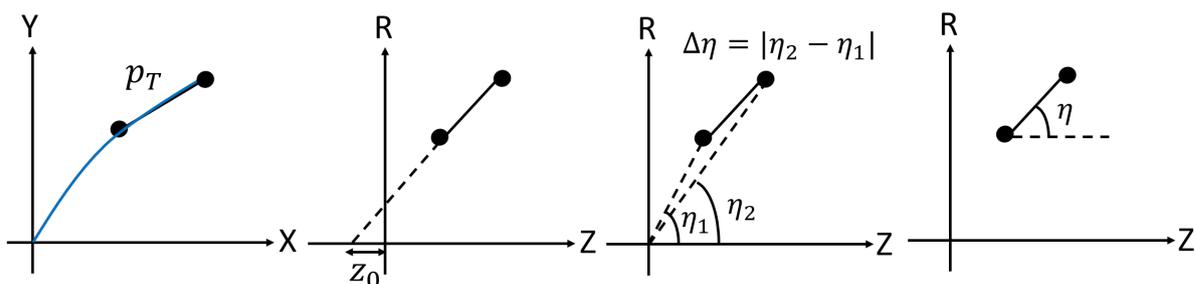


図 5.2: doublet の各パラメータの定義

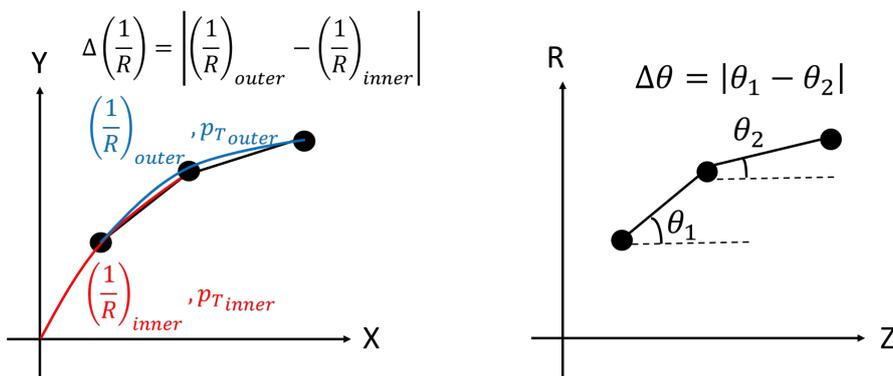


図 5.3: connected doublets の各パラメータの定義

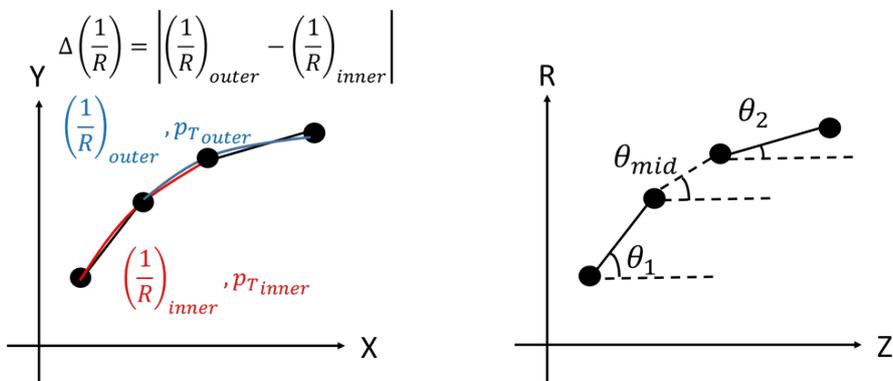


図 5.4: unconnected doublets の各パラメータの定義

QUBO は 5.2 章で説明する方法によって最適化を行っている。最適化後の最終的な doublet, doublet のペアのカットの条件を表 5.1 に示す。

表 5.1: doublet model で用いるカット

	変数	LHC	HL-LHC
doublet	N_{holes}	≤ 1	≤ 1
	p_T	$Layer$ ごとのカット	< 0.75
	$z_0[mm]$	< 200	< 27.5
	$\Delta\eta$	$Layer$ ごとのカット	-
	$ \eta $	< 1.1	-
connected doublets	$p_{T_{outer}}$	> 0.2	> 0.75
	$\Delta(\frac{1}{R})$	$< 2.0 \times 10^{-3}$	-
	$\Delta\theta$	< 0.1	-
unconnected doublets	$p_{T_{inner}}$	> 0.4	> 0.75
	$p_{T_{outer}}$	> 0.4	-
	$p_{T_{inner}}p_{T_{outer}}$	> 0	> 0
	$\Delta(\frac{1}{R})$	$< 2.0 \times 10^{-4}$	-
	$\sqrt{(\theta_i - \theta_{mid})^2 + (\theta_j - \theta_{mid})^2}$	0.05	-

p_T と $\Delta\eta$ の詳細なカットの条件と表 5.2 と表 5.3 に示す。ここで、表中の N_{Layer} は doublet を構成する 2 つのヒットの内、内側にあるヒットが何層目にあるかを示している。

表 5.2: p_T のカットの条件

N_{Layer}	条件
1	> 0.2
2	> 0.3
3-7	> 0.4

表 5.3: $\Delta\eta$ のカットの条件

N_{Layer}	条件
1-4	< 1.0
5	< 0.3
6	< 0.2
7	< 0.1

以上のカットを通過し残った doublet を用いて QUBO を構築する。doublet モデルの QUBO を書き下したものを (5.1) 式に示す。

$$H = \sum_i^N a_i D_i - \sum_i^N \sum_{j<i}^N S_{ij} D_i D_j - \sum_i^N \sum_{j<i}^N W_{ij} D_i D_j + \sum_i^N \sum_{j<i}^N \zeta_{ij} D_i D_j \quad (5.1)$$

ここで、右辺第一項は 1 つの doublet にかかる重みであり、各 doublet のホールの数 H_i を用いて (5.2) 式のように定義する。ここでは、doublet に含まれるホール数が少ない方がエネルギーが下がりやすくなるように設定している。

$$a_i = C_9 (H_i + 1)^{C_{10}} \quad (5.2)$$

右辺第二項は離れている doublet のペアにかかる重みであり、(5.3)、(5.4)、(5.5) 式で定義される。ここでは、doublet のペアが X-Y 平面で曲率が近く、R-Z 平面で直線に近い方がエネルギーが下がるように設定している。

$$S_{ij} = C_8 \{ C_7 (1 - P_{ij}^{R C_5}) + (1 - C_7) (1 - P_{ij}^{\theta C_6}) \} \quad (5.3)$$

$$P_{ij}^{\theta} = \frac{\sqrt{(\theta_i - \theta_{mid})^2 + (\theta_j - \theta_{mid})^2}}{C_{\theta}} \quad (5.4)$$

$$P_{ij}^R = \frac{|(\frac{1}{R})_1 - (\frac{1}{R})_2|}{C_R} \quad (5.5)$$

右辺第三項はヒットを共有する doublet のペアにかかる重みであり、条件を満たしたペアに対して (5.6) 式のように定義する。この項も、第2項と同様に、X-Y 平面で曲率が近く、R-Z 平面で直線に近いほどエネルギーが下がるようにしている。

$$W_{ij} = C_3 \{ C_2 e^{-\left(\frac{\Delta(\frac{1}{R})}{C_R}\right) C_1} + (1 - C_2) e^{-\left(\frac{\Delta\theta}{C_\theta}\right) C_1} \} \quad (5.6)$$

条件を満たさなかったペアに対しては一律に C_4 のペナルティを与えている。また、右辺第四項は始点や終点を共有する doublet のペアの項であり、(5.7) 式で定義する。

$$\zeta_{ij} = C_{11} \quad (5.7)$$

LHC、HL-LHC 環境において利用するパラメータの値を以下の表 5.4 に示す。

表 5.4: doublet model におけるパラメータ

パラメータ	LHC	HL-LHC
C_1	1.0	2.0
C_2	0.8	0.0
C_3	1.5	0.7
C_4	2.0	0.0
C_5	2.0	2.0
C_6	0.5	2.0
C_7	1.0	0.5
C_8	1.5	0.4
C_9	1.0	1.0
C_{10}	1.0	2.0
C_{11}	5.0	5.0

5.1.2 triplet をビットにした QUBO

次に、triplet をビットに設定した QUBO モデル (triplet model) について説明する。図 5.5 に triplet モデルのイメージ図を示す。

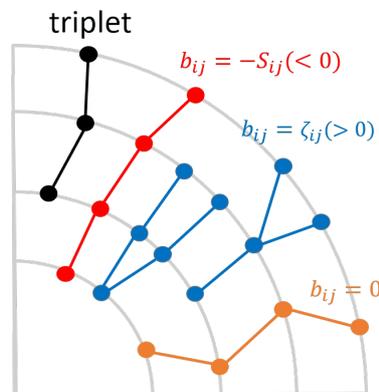


図 5.5: triplet をビットにした QUBO

triplet model では、以下の流れで QUBO を作成する。

- (1) hit のカット
doublet model と同様に、 η の領域のカットと double hit の削除を行う。
- (2) doublet の作成・カット
(1) で残ったヒットを用いて doublet の作成を行う。doublet は、 ϕ が一定内の領域にあるヒット同士を結ぶことで作成する。作成した doublet に対して、ホールの数でカットをかける。
- (3) triplet の作成・カット
(2) で残った doublet を繋げて triplet を作成する。triplet に対しては、X-Y 平面での $\frac{1}{R}$ と R-Z 平面での $\Delta\theta$ でカットをかける。
- (4) quaruplet の作成・カット
(3) で残った triplet を繋げて quadruplet を作成する。quadruplet に対しても、X-Y 平面での $\Delta(\frac{1}{R})$ と $S(T_i, T_j)$ でカットをかける。
- (5) QUBO の作成
(3)(4) を通過した triplet、quadruplet を用いて QUBO を作成する。

LHC、HL-LHC 環境におけるそれぞれの doublet, triplet, quadruplet のカットの条件を表 5.5 に示す。

表 5.5: triplet model で用いるカット

	変数	LHC	HL-LHC
doublet	N_{holes}	≤ 1	≤ 1
triplet	$\frac{1}{R}[mm^{-1}]$	$< 1.7 \times 10^{-3}$	$< 8 \times 10^{-4}$
	$\Delta\theta$	< 0.13	< 0.1
quadruplet	$\Delta(\frac{1}{R})[m^{-1}]$	$< 5.0 \times 10^{-4}$	$< 1.0 \times 10^{-4}$
	$S(T_i T_j)$	> 0.2	> 0.2

以上のカットを通過し残った triplet を用いて QUBO を構築する。triplet モデルの QUBO を書き下したものを (5.8) 式に示す。

$$H = \sum_i^N a_i T_i - \sum_i^N \sum_{j<i}^N S_{ij} T_i T_j + \sum_i^N \sum_{j<i}^N \zeta_{ij} T_i T_j \quad (5.8)$$

ここで、右辺第一項は 1 つの triplet にかかる重みであり、各 triplet の d_0 、 z_0 を用いて (5.9) 式のように定義する。ここでは、triplet の d_0 、 z_0 が 0 に近く、検出器の中心付近から出ているほどエネルギーが下がりやすくしている。

$$a_i = C_1(1 - e^{-\frac{d_0}{c_{d_0}}}) + C_2(1 - e^{-\frac{z_0}{c_{z_0}}}) \quad (5.9)$$

右辺第二項は 2 つの triplet が間の 2 点を共有する場合の係数であり、以下の (5.10)、(5.11)、(5.12) 式で定義する。ここでは、triplet に含まれるホール数が少なく、また、X-Y 平面で曲率が近く、R-Z 平面で直線に近い方がエネルギーが低くなるように設定している。

$$S_{ij} = C_3 \frac{C_4(1 - P_{ij}^R) + (1 - C_4)(1 - P_{ij}^\theta)}{(1 + H_i + H_j)C_5} \quad (5.10)$$

$$P_{ij}^R = \frac{|(\frac{1}{R})_i - (\frac{1}{R})_j|}{C_R} \quad (5.11)$$

$$P_{ij}^\theta = \frac{\max(\delta\theta_i, \delta\theta_j)}{C_\theta} \quad (5.12)$$

右辺第三項は2つの triplet が始点や終点を共有する場合の係数であり、以下の (5.13) 式で定義する。

$$\zeta_{ij} = C_6 \quad (5.13)$$

また、LHC、HL-LHC 環境において用いたパラメータの値を以下の表 5.6 に示す。

表 5.6: triplet model におけるパラメータ

パラメータ	LHC	HL-LHC
$C_{d_0}[mm]$	1.0	1.0
$C_{z_0}[mm]$	0.5	0.5
$C_R[m^{-1}]$	1	0.1
$C_\theta[rad]$	1	0.1
C_1	0.05	0.5
C_2	0.2	0.2
C_3	1.0	1.0
C_4	0.5	0.5
C_5	1.0	2.0
C_6	0.8	1.0

以下に、考えられる doublet model、triplet model のメリット・デメリットをまとめる。

- doublet model
 - メリット：QUBO 作成までの過程が少なく、QUBO 構築の時間が比較的短い。自由度が高いことによって、特殊な飛跡への応用が期待できる。
 - デメリット：doublet のもつ情報量が少ないため、厳しいカットをかけることが難しい。そのため、QUBO のビット数が増え、アニーリング時間が長くなる。
- triplet model
 - メリット：triplet のもつ情報量が多いため、より厳しいカットがかけられる。そのため、通常の飛跡に対する精度が良く、ビット数の削減によるアニーリング時間の短縮が期待できる。
 - デメリット：QUBO 作成までの過程が長く、QUBO 構築の時間が比較的長い。また、自由度が低いため、特殊な飛跡への応用可能性が期待しづらい。

5.2 QUBO の最適化

ここでは、doublet model における QUBO の最適化の流れを説明する。QUBO の最適化は、doublet や doublet のペアのカット条件、QUBO のパラメータを、1 イベントを用いて大まかに調整した後、統計を増やしてより詳細なカット条件を調べる、という流れで行った。doublet、doublet のペアのカット条件は、正解の doublet と不正解の doublet のトラックパラメータの分布を比較し、閾値を設定した。QUBO のパラメータに関しては、一旦全てのパラメータを固定し、一つずつ値を変化させて

いくことで最適化を行った。サンプルとしてパイプアップ 20 のイベントを用いており、パイプアップ 20 のモンテカルロサンプル 1 イベントを用いて大まかにパラメータの調整を行った後、同じパイプアップ 20 のモンテカルロサンプル 100 イベントを用いて、各変数の分布や詳細なパラメータの調整を行うことでより精密な QUBO の改善を行っている。ここでは、QUBO の最適化の過程を doublet のカット、ヒットを共有する doublet のカット・パラメータの調整、ヒットを共有しない doublet のカット・パラメータの調整の 3 段階に分けて記述する。

QUBO の最適化の説明の前に、本研究における結果の評価方法について説明する。本研究では、正解の飛跡と 50% 以上のヒットを共有した飛跡を再構成出来た正解の飛跡と定義した。このとき、正解の飛跡の定義としては、モンテカルロサンプルの場合は真の飛跡 (truth)、実データの場合は、現行の飛跡再構成で再構成された飛跡 (offline) を正解としている。結果の評価には、以下の (5.14) 式、(5.15) 式で定義する *efficiency* と *purity* を用いた。

$$efficiency[\%] = \frac{\text{再構成出来た正解の飛跡}}{\text{正解の飛跡}} \quad (5.14)$$

$$purity[\%] = \frac{\text{再構成出来た正解の飛跡}}{\text{再構成された飛跡}} \quad (5.15)$$

最適化は、これらの *efficiency* と *purity* の値が高くなるように行っている。

5.2.1 doublet のカット

まず、カットに使用した各変数の分布を図 5.7 に示す。各変数の定義は 5.1 で示している。

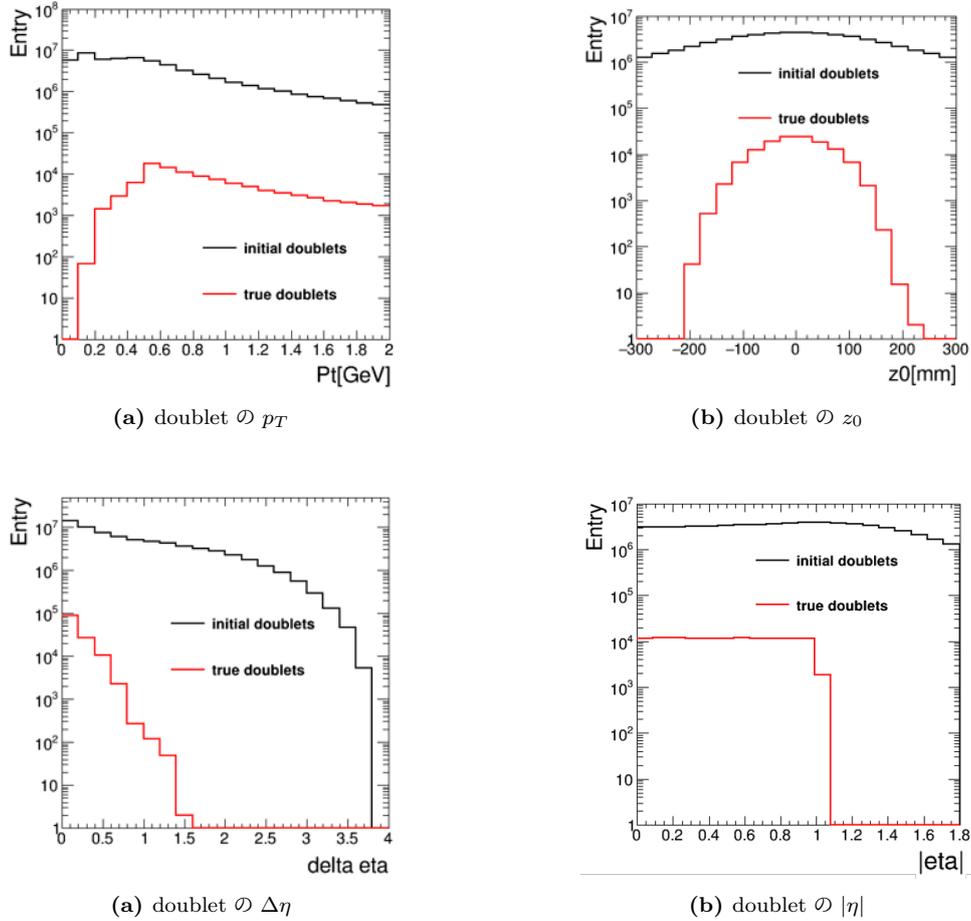


図 5.7: doublet の各変数の分布

表 5.7 に変更前後の doublet のカットの条件を示す。

表 5.7: doublet のカット条件

条件	変更前	変更後
1	$N_{holes} \leq 1$	$N_{holes} \leq 1$
2	$p_T > 0.2 \text{ GeV}$	Layer ごとの p_T カット
3	$z_0 < 200[mm]$	$z_0 < 200[mm]$
4		Layer ごとの $\Delta\eta$ カット
5		$ \eta < 1.1$

表 5.8 に変更前での doublet 数の変化を示す。値は 100 イベントの平均値を示している。

表 5.8: doublet のカットの変更前の doublet 数

条件	total doublets	real doublets	dropped doublets[%]	remaining doublets[%]
true doublets		1,304		
initial doublets creation	689,975	1,302	0.11	99.9
$N_{holes} \leq 1$	447,662	1,301	0.09	99.8
$p_T > 0.2 \text{ GeV}$	321,791	1,300	0.05	99.7
$z_0 < 200[mm]$	186,253	1,300	0.01	99.7

表 5.9 に変更後での doublet 数の変化を示す。

表 5.9: doublet のカットの変更後の doublet 数

条件	total doublets	real doublets	dropped doublets[%]	remaining doublets[%]
true doublets		1,304		
initial doublets creation	689,975	1,302	0.11	99.9
$N_{holes} \leq 1$	447,662	1,301	0.09	99.8
Layer ごとの p_T カット	243,065	1,300	0.10	99.7
$z_0 < 200[mm]$	145,879	1,300	0.01	99.7
Layer ごとの $\Delta\eta$	133,914	1,300	0.00	99.7
$ \eta < 1.1$	109,672	1,300	0.00	99.7

doublet のカットの最適化によって doublet 数を約 6 割に削減することが出来た。

5.2.2 ヒットを共有する doublet のペア

次に、ヒットを共有する doublet のペアの調整を行う。カットに使用した各変数の分布を図 5.8 に示す。

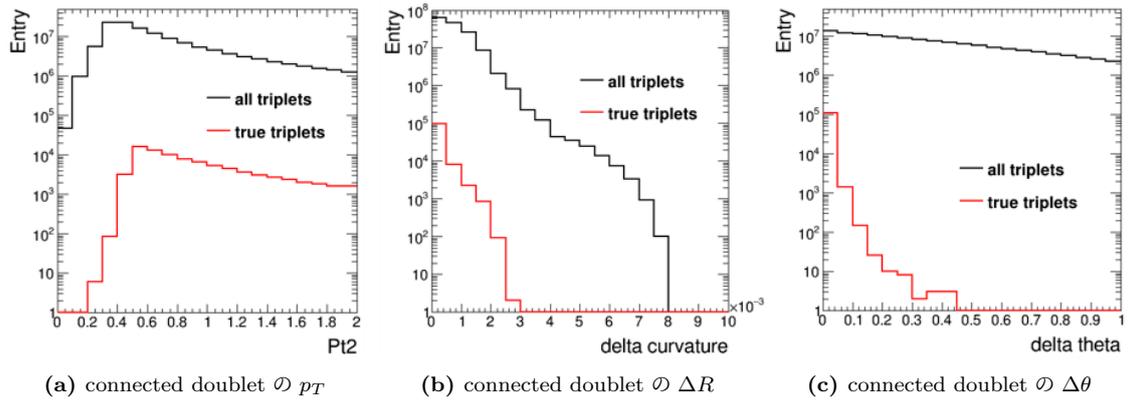


図 5.8: connected doublet の各変数の分布

表 5.10 に変更前後の connected doublet のカットの条件を示す。

表 5.10: doublet のカット条件

条件	変更前	変更後
$p_{T_{outer}}$	$> 0.2 \text{ GeV}$	$> 0.2 \text{ GeV}$
$\Delta \frac{1}{R}$	$< 5 \times 10^{-4}$	$< 2 \times 10^{-3}$
$\Delta\theta$	< 0.08	< 0.1

次に、QUBO パラメータの調整を行った。パラメータは一旦全てのパラメータを固定し、一つずつ調整する方法を取った。各パラメータは 5.1.1 で定義している。図 5.9、図 5.10 に各パラメータの調整の様子を示す。ここで、赤の点線は調整前の値、実線は調整後の値である。

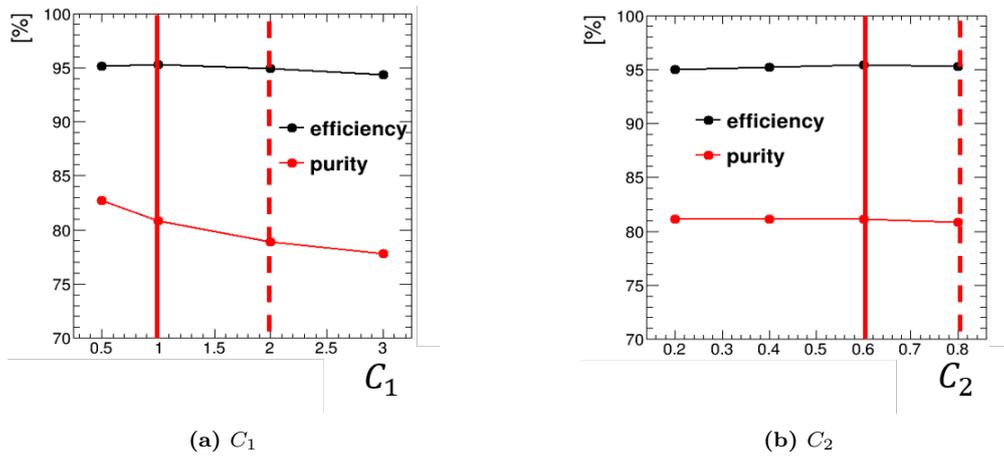


図 5.9: QUBO パラメータの調整

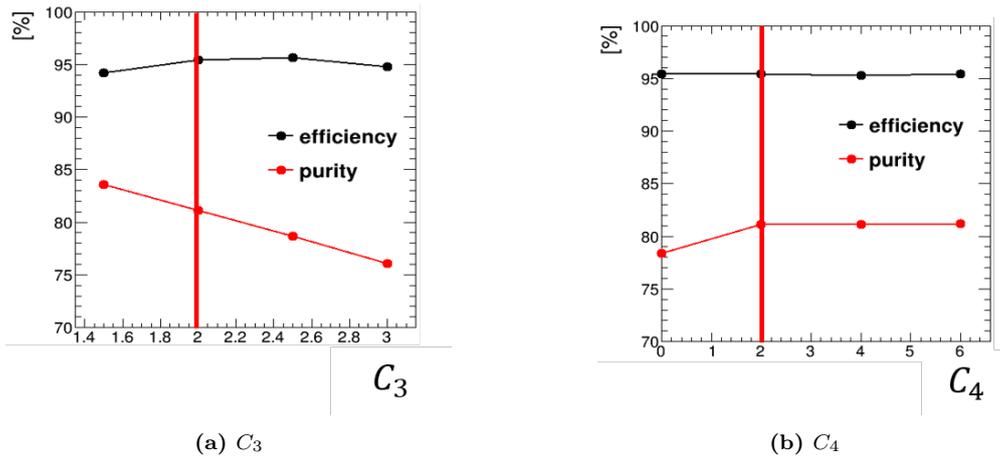
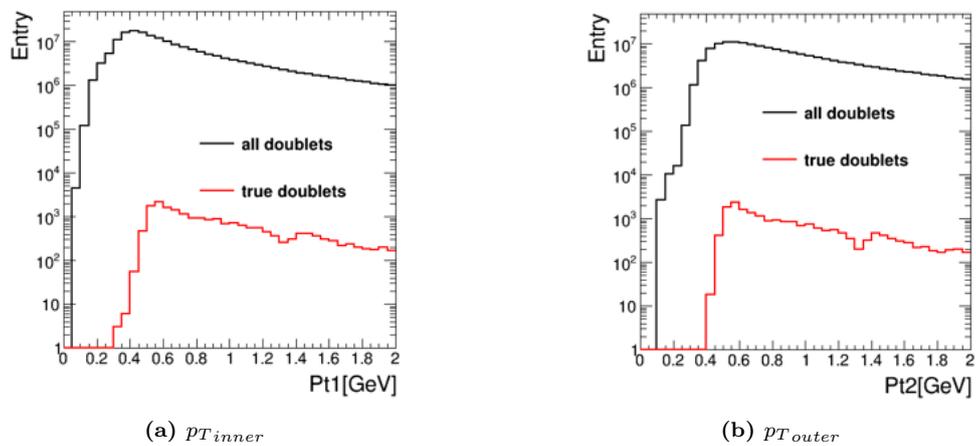


図 5.10: QUBO パラメータの調整

ここで、 C_3 が最も変更による影響が大きいパラメータであった。 C_3 はヒットを共有する doublet のペアの項全体にかかるパラメータであり、 C_3 を大きくすることは、関数全体のエネルギーが下がりにやすくなることに対応する。そのため、 C_3 を大きくすると $\Delta(\frac{1}{R})$ や $\Delta\theta$ が大きい場合 (正解の飛跡の特徴から遠い) でもエネルギーが低くなり、最終的に選ばれる飛跡数が多くなる (purity が低くなる)。

5.2.3 ヒットを共有しない doublet のペア

次に、ヒットを共有しない doublet のペアの調整を行う。カットに使用した各変数の分布を図 5.12 に示す。



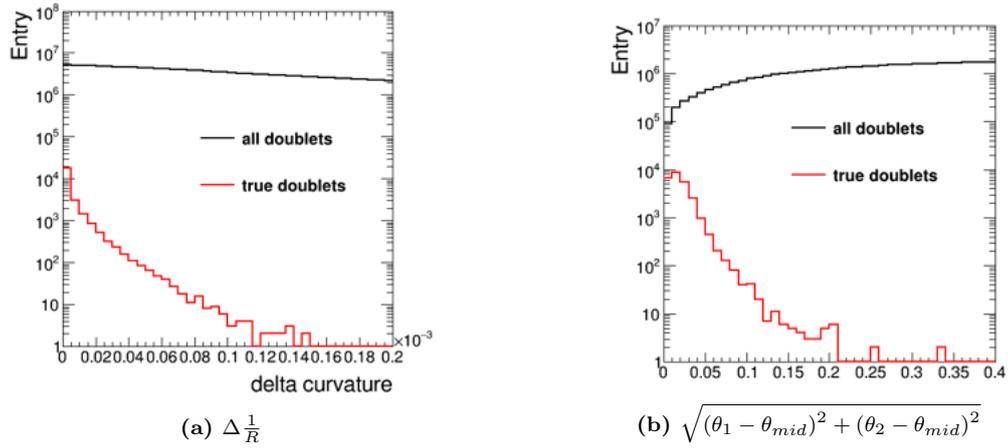


図 5.12: unconnected doublet の各変数の分布

表 5.11 に変更前後の unconnected doublet のカットの条件を示す。

表 5.11: unconnected doublet のカット条件

条件	変更前	変更後
$p_{T_{inner}}$	$> 0.2 \text{ GeV}$	$> 0.4 \text{ GeV}$
$p_{T_{outer}}$	$> 0.2 \text{ GeV}$	$> 0.4 \text{ GeV}$
$\Delta \frac{1}{R}$	$< 5 \times 10^{-4}$	$< 2 \times 10^{-4}$
$\sqrt{(\theta_1 - \theta_{mid})^2 + (\theta_2 - \theta_{mid})^2}$	< 0.08	< 0.05

次に、QUBO パラメータの調整を行った。図 5.13、図 5.14 に各パラメータの調整の様子を示す。ここで、赤の点線は調整前の値、実線は調整後の値である。

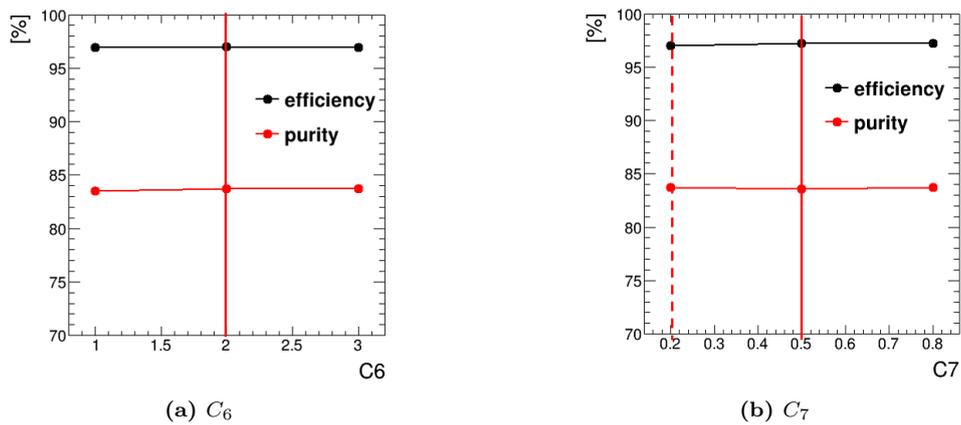


図 5.13: QUBO パラメータの調整

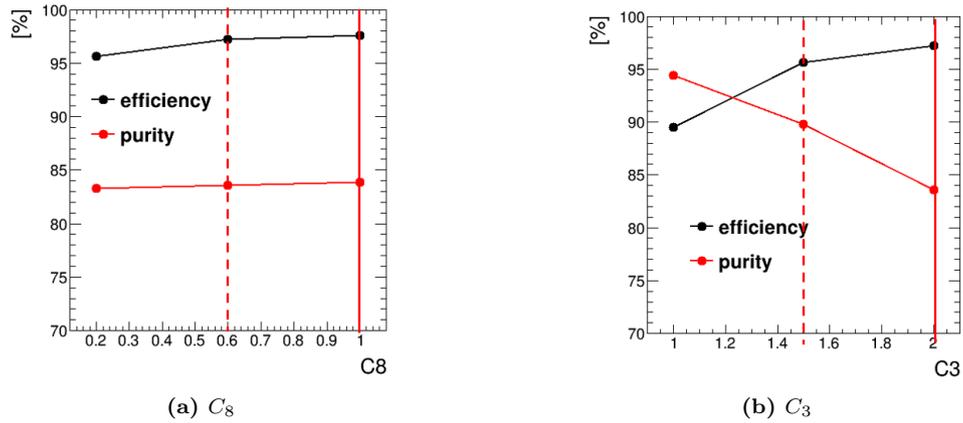


図 5.14: QUBO パラメータの調整

ここで、各パラメータを調整後、最も影響の大きかった C_3 を再度調整している。このとき、efficiency は 1% ほど下がるが、purity が 5% ほど向上したパラメータを採用した。

5.2.4 QUBO の最適化の結果

図 5.15、図 5.16 に最終的な最適化の結果を示す。

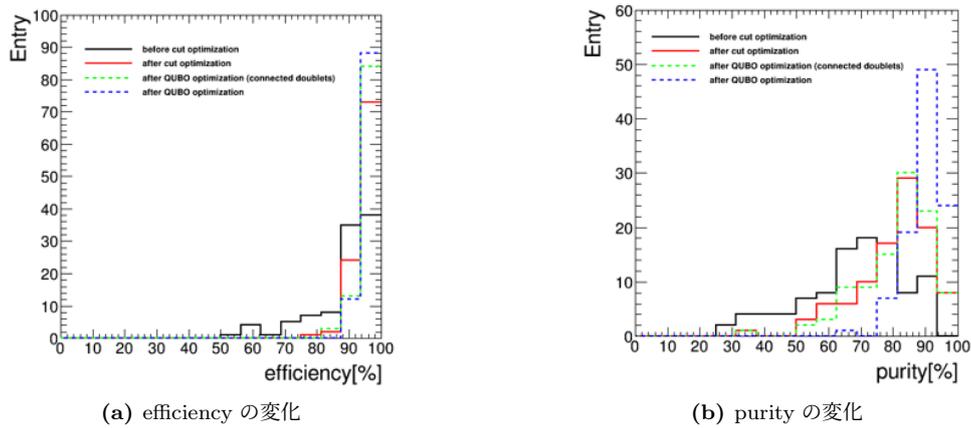


図 5.15: QUBO の最適化による efficiency・purity の変化

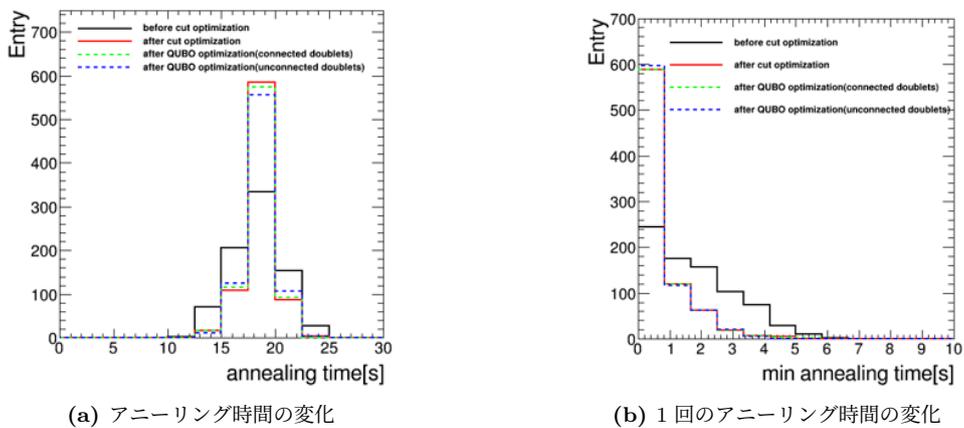


図 5.16: QUBO の最適化によるアニーリング時間の変化

ここで、黒は最適化前、赤は doublet のカット後、緑はヒットを共有する doublet のペアの調整、青はヒットを共有しない doublet のペアの調整後の結果である。全体として efficiency は約 17.2%、purity は約 12.1% 向上した。また、1 回のアニーリングにかかる時間は約 1.8[s] から約 0.6[s] に短縮した。これは、doublet 数の削減によって QUBO のビット数が減ったためと考えられる。以上の過程で最適化を行った QUBO を用いて、飛跡再構成の検証を行った。

5.3 LHC 環境における飛跡再構成

5.3.1 使用するサンプルと設定

まずは、LHC 環境における飛跡再構成を検証したこのとき使用したサンプルは、Particle Gun を用いて生成した μ^+ , μ^- 200 本/イベントにパイルアップを加えたイベントである。このときの作成したサンプルの条件を、5.12 に示す。

表 5.12: 作成したモンテカルロサンプルの条件

変数	条件
p_T	$0.5 < p_T < 10.0$ [GeV]、 $\frac{1}{p_T}$ [GeV] が一様
$ \eta $	< 1.0
$ v_x , v_y $	< 1.0 [mm]
$ v_z $	< 100.0 [mm]

$|\eta| < 1.0$ に限定しているのは、5.1 における hit のカットと同様、今回のアルゴリズムがバレル領域に限定されているため、途中からエンドキャップに行った飛跡が実際よりも短く見えてしまうことで、正しい再構成効率の評価が行えなくなってしまうためである。まずは、パイルアップ 20 のモンテカルロサンプルを用いて QUBO の最適化を行い、パイルアップ 0, 20, 40 の場合における結果を評価する。その後、最適化した QUBO を実データへ適用し再構成効率を評価する。また、結果の評価には、 $p_T > 0.5$ GeV かつ $N_{hits} \geq 5$ の飛跡を使用する。

5.3.2 LHC 環境下での飛跡再構成の結果

まず、パイルアップなしの場合における μ^\pm 200 本の 1 イベントに対する飛跡再構成の結果を図 5.17 に示す。ここで、結果は doublet model を用いた場合のものである。

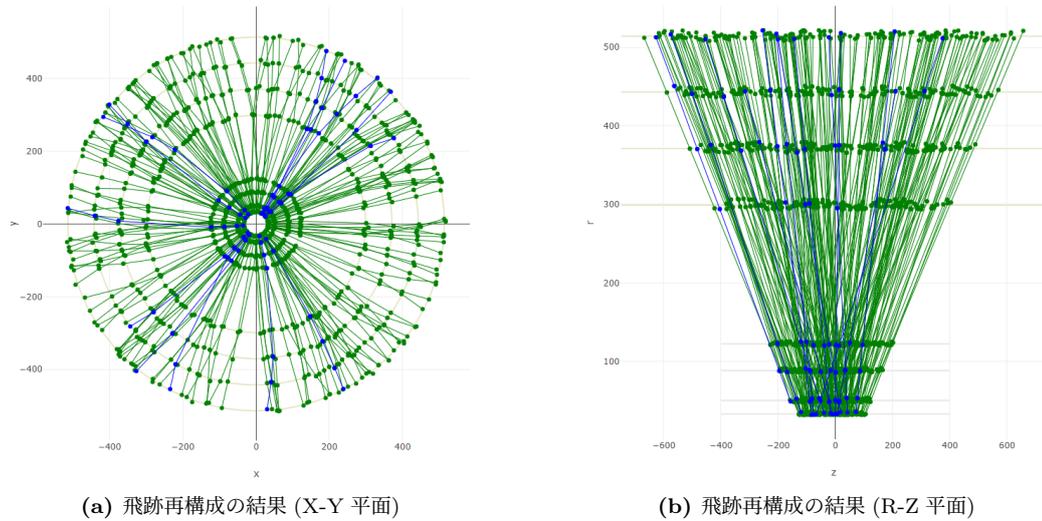


図 5.17: アニーリングマシンによる飛跡再構成の結果

ここで、緑は再構成出来た正解の飛跡、青は再構成出来なかった正解の飛跡を表している。このイベントにおける efficiency は 97.0%、purity は 100.0% であった。次に、パイルアップなしの場合における $\mu^{\pm}200$ 本 100 イベントに対する efficiency \cdot purity を図 5.18 に示す。

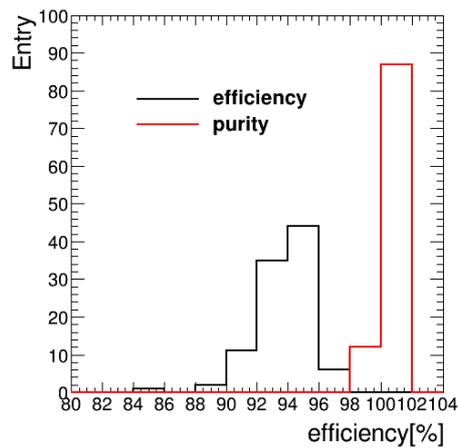


図 5.18: パイルアップなしの場合における飛跡再構成の結果

efficiency の平均は 95.1%、purity の平均は 99.9% であり、高い再構成効率で再構成することが出来た。

また、パイルアップなしの場合における QUBO のビット数とアニーリング時間を図 5.19 に示す。

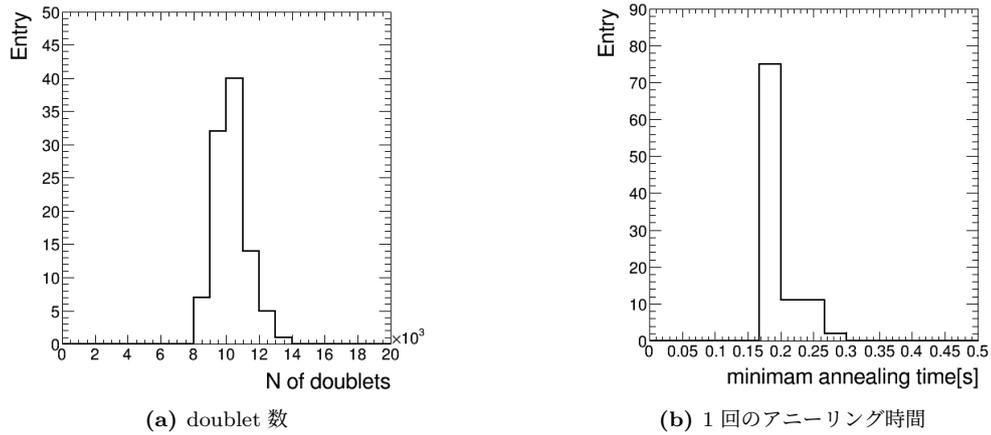


図 5.19: パイルアップなしの場合における飛跡再構成の結果

doublet 数は約 10,000 ビット前後であり、1 回のアニーリング時間は 0.15 ~ 0.3[s] 程度であった。

次に、パイルアップ 0,20,40 における efficiency・purity の値を図 5.20 に示す。ここで、値は 100 イベントの平均を示している。またこのとき、AE のビット数の制限により、QUBO は ϕ 方向に領域を 16 分割して問題を解いている。ただし、各領域の境界における再構成効率の低下を防ぐため、各領域の前後は 0.2 のオーバーラップをさせている。

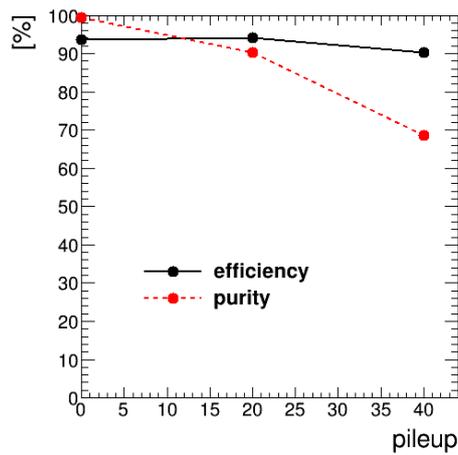
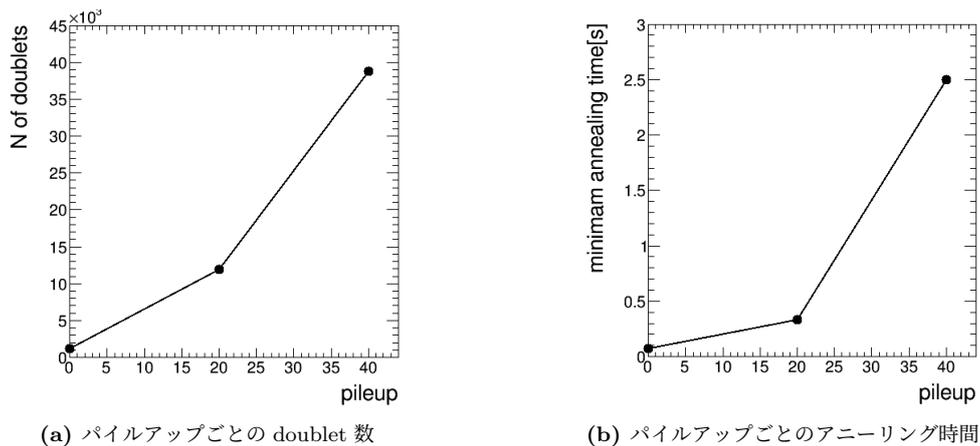


図 5.20: パイルアップごとの efficiency・purity

efficiency はパイルアップに依らずほとんど一定であり、パイルアップ 40 においても 90% 以上である。一方で、purity はパイルアップに依存して悪化し、パイルアップなしではほぼ 100% であったのに対して、パイルアップ 40 では 70% 程度まで減少している。

また、パイルアップ 0,20,40 における QUBO のビット数・アニーリング時間の変化を図 5.21 に示す。値は全て ϕ 方向に 16 分割 (オーバーラップ 0.2) して解いた QUBO の平均を示している。



(a) パイルアップごとの doublet 数

(b) パイルアップごとのアニーリング時間

図 5.21: パイルアップごとのアニーリング時間・doublet 数

doublet 数はパイルアップに依存して 2 次関数的に増加している。また、アニーリング時間は doublet 数に依存し、こちらもパイルアップに依存して 2 次関数的に増加していた。

次に、最適化した QUBO を用いて LHC で取得された実データに対しても再構成可能かを検証する。ここでは、現行の飛跡再構成 (offline) で再構成された飛跡を正解と定義した。パイルアップ 21, 40 の場合における offline に対する efficiency・purity を図 5.22 に示す。ここで、比較として、 $\pi^{\pm}10$ 本にパイルアップを加えた場合の offline に対する結果を重ねて示している。

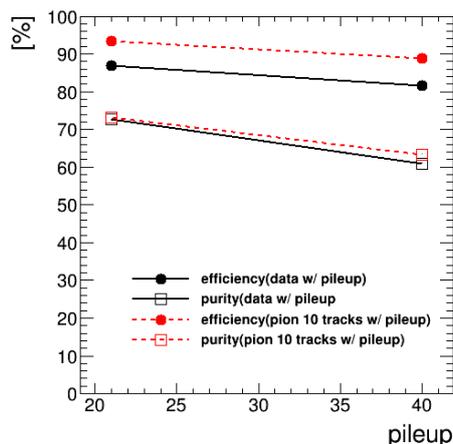


図 5.22: 実データに対する飛跡再構成の結果

パイルアップ 21 における実データに対する efficiency の平均は、86.9%、purity は 72.7%、パイルアップ 40 における efficiency の平均は 81.7%、purity は 60.9% であった。また、モンテカルロサンプルと比較するとほとんど同等の結果となっており、実データでもモンテカルロサンプルと同様に再構成可能であることが確かめられた。また、efficiency は実データの方がモンテカルロサンプルと比較すると約 5% 悪くなっている。これは、モンテカルロサンプルは電子やミュオン、ジェットや E_T^{miss} など何かしらのトリガーにかかったサンプルを利用しているのに対して、実データでは何のトリガーもかけておらずほとんどがパイルアップの事象のため、実データの方が再構成効率が悪くなっていると考えられる。

また、パイルアップ 21、40 の場合における QUBO のビット数、アニーリング時間を図 5.23 に示す。

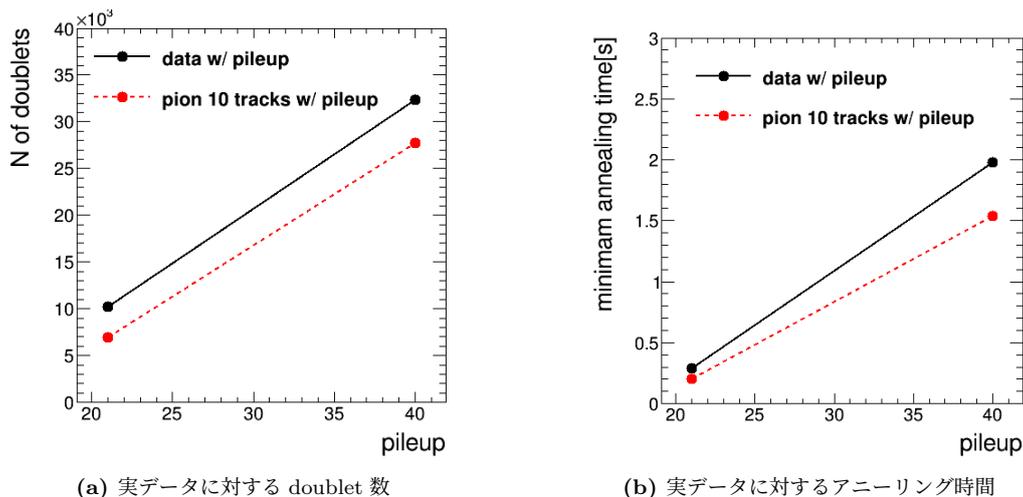


図 5.23: 実データに対する結果

モンテカルロサンプルを用いた場合と同様に、パイラップに依存して doublet 数・アニーリング時間は増加する。また、モンテカルロサンプルの場合と比較すると同じパイラップ数の場合における doublet 数・アニーリング時間は多くなっている。これは、先ほどの efficiency・purity に対する考察と同様に、実データでは何かしらのトリガーがかかった事象を用いているため、ヒット数が多く組み合わせが増えることによるものだと考えられる。

5.4 HL-LHC 環境における飛跡再構成

5.4.1 使用するサンプルと設定

HL-LHC 環境におけるデータセットは 2017 年に Kaggle で開催された TrackMLChallenge[20] で提供されたモンテカルロサンプルを利用する。これは、今後の加速器の高エネルギー化・高パイラップ化によって困難になる飛跡再構成に対応するため、飛跡再構成の新しいアルゴリズムを発見するために開催されたコンペティションである。ここで提供されたサンプルについて簡単に説明する。まず、検出器には図 5.24 に示す架空の TML 検出器を仮定している。

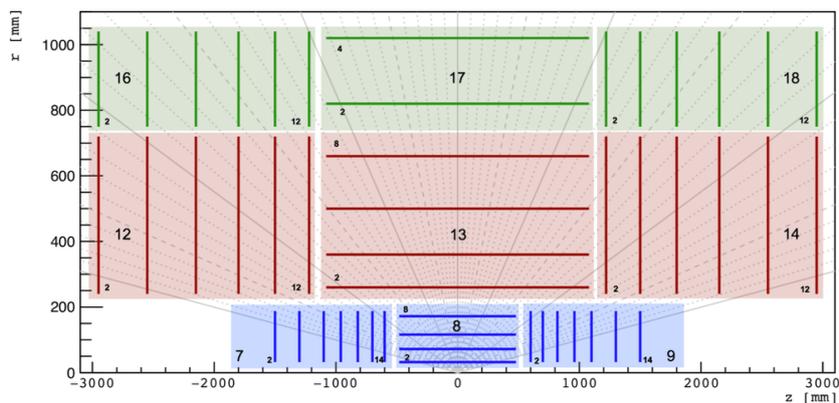


図 5.24: TML 検出器の構造

層の数は 10 層であり、サンプルは $\langle \mu \rangle = 140$ の高パイラップ環境を想定して作成されている。実際の HL-LHC 環境を想定してシミュレーションされており、1つの粒子が 1層に複数ヒットを残

す doublet hit が約 10% 程度、検出器を通過したがヒットを残さない missing hit が 1% 以下程度含まれている。また、検出器のノイズによるヒットが約 15% 程度含まれている。さらに、磁場の不均一性やマルチクーロン散乱による影響も再現されている。ただし、実際の環境とは異なる点もあり、一つのヒットは必ず一つの粒子にしか付随せず、一つのヒットを複数粒子がシェアすることはない。さらに、粒子は検出器の中心付近から出ており、衝突点の広がりによる影響が考慮されていない。

5.4.2 HL-LHC 環境下での飛跡再構成の結果

次に、HL-LHC 環境における飛跡再構成の結果を示す。HL-LHC では、検出器の構造の違いから、 $|\eta| < 1.0$ ではなく $|\eta| < 1.7$ でカットを行っている。また、 $p_T > 1.0$ GeV かつ $N_{hits} \geq 4$ 以上の飛跡を結果の評価に使用している。結果は全て doublet model を用いたものを示している。まず、HL-LHC 環境に置ける 20% の飛跡 (20% of HL-LHC) を用いた場合の 1 イベントの飛跡再構成の結果を図 5.25 に示す。

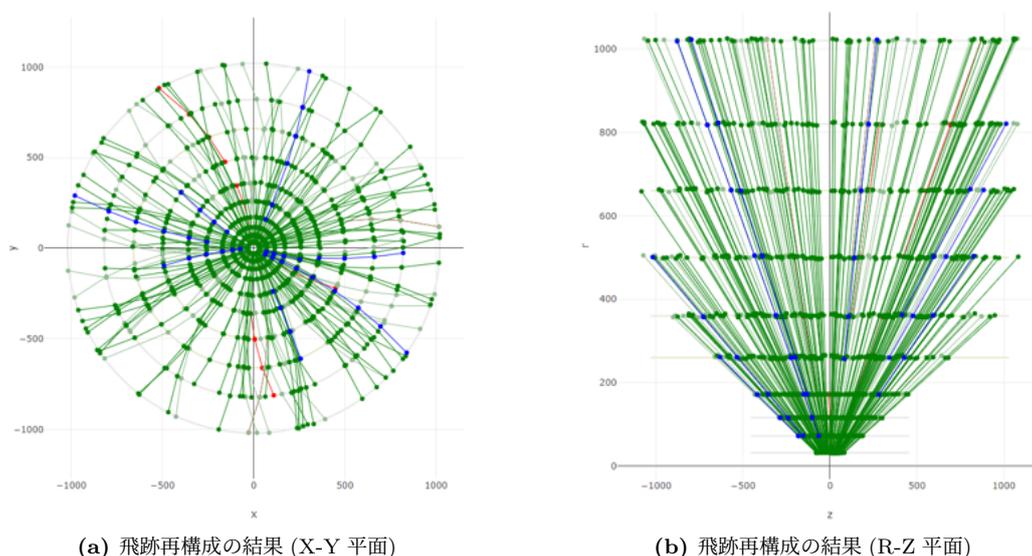


図 5.25: HL-LHC における飛跡再構成の結果

ここで、緑は再構成された正解の飛跡、青は再構成出来なかった正解の飛跡、赤は再構成された誤った飛跡である。このイベントにおける efficiency は 93.8%、purity は 93.1% である。

次に、同じイベントにおけるヒットの density ごとの efficiency · purity · アニーリング時間を図 5.26 に示す。ここで、QUBO は η 方向に 2 分割 (オーバーラップ 0.01)、 ϕ 方向に 8 分割 (オーバーラップ 0.1) している。また、アニーリング時間は、分割した各 QUBO の内の最大値を示している。

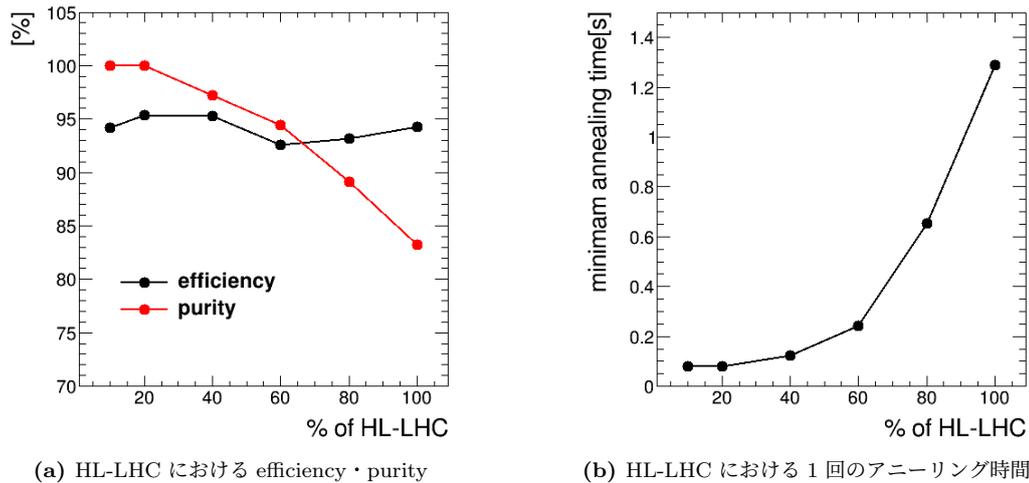


図 5.26: HL-LHC における飛跡再構成の結果

efficiency は各 density によらず 95% 程度で一定であり、purity は density に依存して悪化する。また、一回のアニーリング時間は density に依存して指数関数的に増加することが確認できた。

5.5 doublet model と triplet model の比較

ここでは、doublet model と triplet model の比較を行う。比較には HL-LHC のサンプルを用いた。図 5.27 に各 model ごとの efficiency・purity・アニーリング時間を示す。ここで、アニーリング時間は分割をしない場合の、一回のアニーリングに必要な時間を示している。

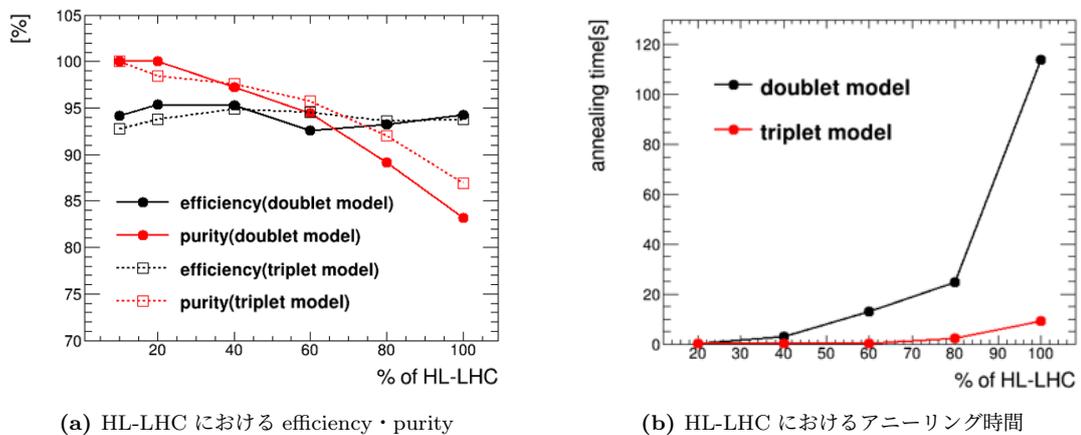


図 5.27: triplet model と doublet model の比較

efficiency は各 model に依らずほとんど一致しており、約 95% である。一方、purity については density が上がるにつれて triplet model の方が良くなる結果となった。これは、triplet の方が曲率や R-Z 平面での角度などの情報量が多く、triplet や quadruplet を用いてより詳細なカットがかけられるため、事前に不要なビットを削減したことで purity が向上したと考えられる。また、1 回のアニーリング時間は doublet model の方が長くなっている。これは、doublet は triplet と比較して情報量が少ないことから、事前に厳しいカットをかけることが出来ず、ビット数が増えたためだと考えられる。また、図 5.28 に各 model ごとの QUBO 作成の時間・ビット数を示す。

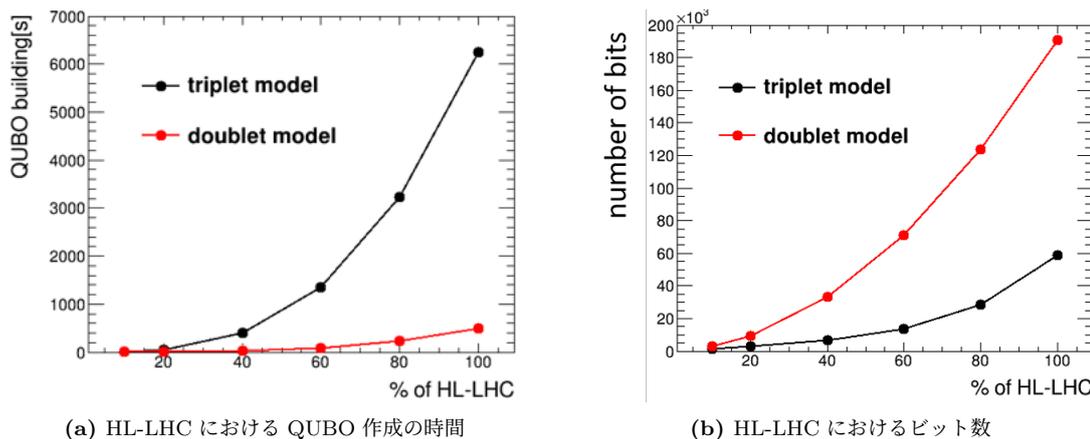


図 5.28: triplet model と doublet model の比較

QUBO 作成の時間は triple model の方がかなり長くなっている。これは、triplet model の場合、doublet の作成→triplet の作成→quadruplet の作成と 3 つの段階で曲率や角度などのパラメータを計算しなければならないのに対して、doublet model では doublet の作成→doublet のペアの作成と 2 つの段階で計算が完了するからではないかと考えられる。

5.6 まとめと考察

LHC 環境では、パイルアップ 40 までは 90% 以上の efficiency で再構成することが出来た。一方で、purity はパイルアップに依存して減少する傾向がみられ、パイルアップ 40 では約 70% 程度であった。実際の飛跡再構成では、track finding 後に再構成された飛跡に対してトラックパラメータを用いてカットをかけることで誤った飛跡を取り除くため、今回の結果においても再構成された飛跡に対してトラックパラメータにより選別を行うことで、最終的な purity は現状よりも向上させることが出来ると考えられる。また、track finding 後の purity を現状よりも向上させるためには、doublet や doublet のペアのカットをより厳しくする、QUBO 中の X-Y 平面での曲率、R-Z 平面での角度によってエネルギーを下げる項の条件をきつくし、より厳しい条件を満たした飛跡のみエネルギーが下がるように改善するなどの案が考えられる。

また、実データに対しても上手く再構成することが出来ており、パイルアップ 40 において offline に対して 80% 以上の efficiency で再構成することが出来た。一方で、 μ^\pm のモンテカルロサンプルを用いた場合を比較すると、同じパイルアップの場合でも実データの方が efficiency が低く出ている。これには、2 つの理由が考えられる。一つ目に、offline を正解としていることにより、offline で再構成出来なかった真の飛跡を再構成出来た場合や offline で間違えて再構成された飛跡を再構成しなかったことにより、efficiency や purity が低く出ているためである。そのため、同じ offline と比較している π^\pm 10 本にパイルアップを加えたサンプルとの比較では、実データとモンテカルロサンプルで同等の結果が得られている。この影響により、実データにおける真の飛跡に対する efficiency や purity は実際はもう少し高いと予測される。二つ目に、今回は μ^\pm サンプル (パイルアップ 20) を用いて最適化を行ったため、 μ^\pm の残すシンプルな飛跡に対して QUBO が最適化されたためと考えられる。実データに含まれる飛跡はほとんどがパイオンなどのハドロンによるものであり、マルチクローン散乱の効果により途中で曲がるなどより複雑な飛跡になると考えられる。そのため、そのような飛跡に対して改めて最適化や QUBO の調整を行うことで、今回の結果を改善出来ると考えられる。

HL-LHC 環境における飛跡再構成では、100% のヒットを用いた場合においても 95% 程度の efficiency で再構成することが出来た。ただし、今回用いたモンテカルロサンプルは衝突点の広がり

慮されていないなど実際とは異なる設定も含まれているため、今後はより現実的な環境を想定したサンプルを用いた再構成を行っていく必要があると考えられる。また、doublet model と triplet model の比較では、それぞれのメリット・デメリットを確認することが出来た。

また、本研究で扱った QUBO は、ある doublet が近くの doublet としか結合しないスパースな問題であったため、領域による分割が有効であった。今回扱ったパイルアップ 0 から 40 までの範囲では、16 分割した各 QUBO は数万ビットから最大で 10 万ビット程度である。量子アニーリングマシンとして用いられることの多い D-Wave の場合、最大ビット数 5,000 ビットのため今回の問題を解くためにはかなりの分割が必要となると予想される。そのため、本研究においては、よりビット数の多い AE が適していたと考えられる。

6 新粒子探索への応用

この章では、アニーリングマシンの新粒子探索への応用可能性について検討する。標準模型を超える理論で予測される新粒子の中には、通常とは異なる特徴を持つ信号を残すイベントが存在する。このような信号は通常的手法では再構成が困難な場合が多い。本研究では、超対称性理論で予想されている長寿命チャージノ探索への応用検証を行った。

6.1 超対称性理論

標準模型を超える理論として有力なものに、超対称性理論が存在する。超対称性理論では、標準模型におけるフェルミオンに対応するボソン、ボソンに対応するフェルミオンのパートナー粒子の存在を仮定している。超対称性理論の内、標準模型からの拡張を最小にしたものは最小超対称性標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) と呼ばれる。MSSM において存在が予想されている粒子を図 6.1 に示す。

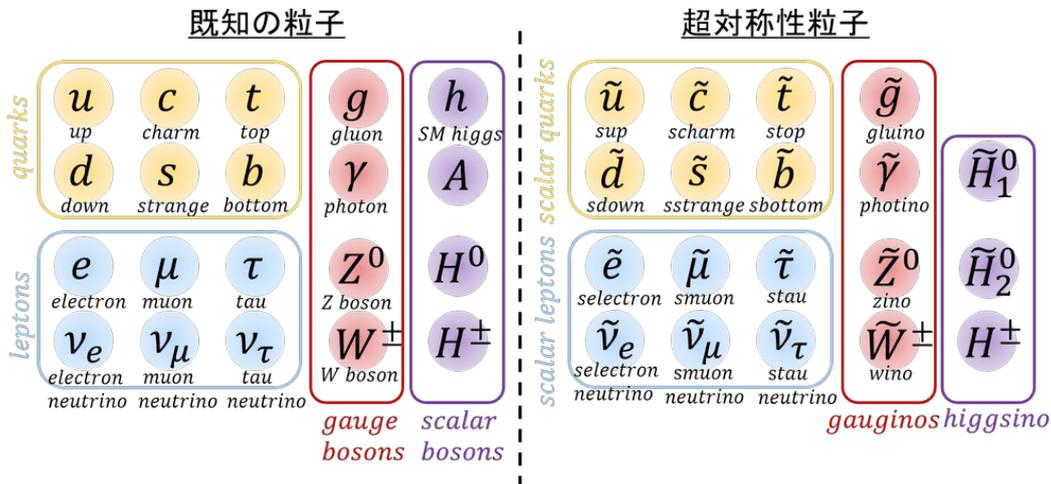


図 6.1: MSSM における素粒子

ここでは、クォークに対応するスカラークォーク、レプトンに対応するスカラーレプトン、ゲージボソンに対応するゲージノ、ヒッグスボソンに対応するヒグシーノが存在する。また、電弱ゲージノとヒグシーノは混合することで中性のニュートラリーノと電荷をもつチャージノと呼ばれる質量固有状態をもつ。ニュートラリーノは \tilde{Z}^0 , $\tilde{\gamma}$, \tilde{H}_1^0 , \tilde{H}_2^0 の4つの粒子の混合状態であり、その質量固有状態は質量が小さい順に $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$ が存在する。また、チャージノは \tilde{W}^\pm , \tilde{H}^\pm の2種類の粒子の混合状態であり、質量が小さい順に $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm$ が存在する。

超対称性理論は標準模型における課題である階層性問題、力の大統一、暗黒物質の存在を解決する理論として有力視されており、ATLAS 実験でも超対称性粒子の発見に向けた探索が行われている。

6.2 長寿命チャージノ探索

本研究では長寿命チャージノ探索への応用を検証した。チャージノ $\tilde{\chi}_1^\pm$ とニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が小さい場合、チャージノは長寿命となり、検出器の途中で崩壊し途中で消えたように見える短い飛跡 (消失飛跡) を残す。図 6.2 に崩壊の様子を示す。

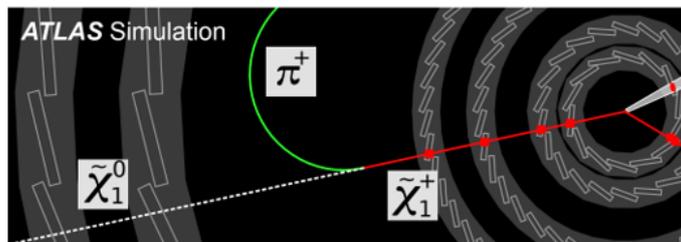


図 6.2: チャージノの崩壊の様子 [21]

長寿命のチャージノは内部飛跡検出器の中を進み、検出器の途中で崩壊し、中性のニュートラリーノと荷電パイオンに崩壊する。中性のニュートラリーノは検出器と相互作用しないため検出されず、大きな E_T^{miss} として再構成される。荷電パイオンは低運動量であり、検出器にヒットを残さないか、大きく曲がるような飛跡を残す。ATLAS の標準の飛跡再構成では、Pixel と SCT のヒットの合計が 7 ヒット以上の飛跡しか再構成されないため、チャージノの残した消失飛跡は再構成されない。また、計算リソースの観点から再構成される飛跡は $p_T > 0.5$ GeV からとなっており、低運動量のパイオンも再構成されない。現行の解析では、標準の飛跡再構成を行った後に残ったヒットを用いて、ヒット数の要求を下げた消失飛跡に特化した飛跡再構成を走らせることで消失飛跡の再構成を行う。ATLAS で行われた消失飛跡探索 (現行解析と呼ぶ) では、Pixel の 4 層目から SCT の 1 層目の間で崩壊した信号 (4 層飛跡) を用いている。図 6.3 に現行解析における消失飛跡の再構成効率を示す。

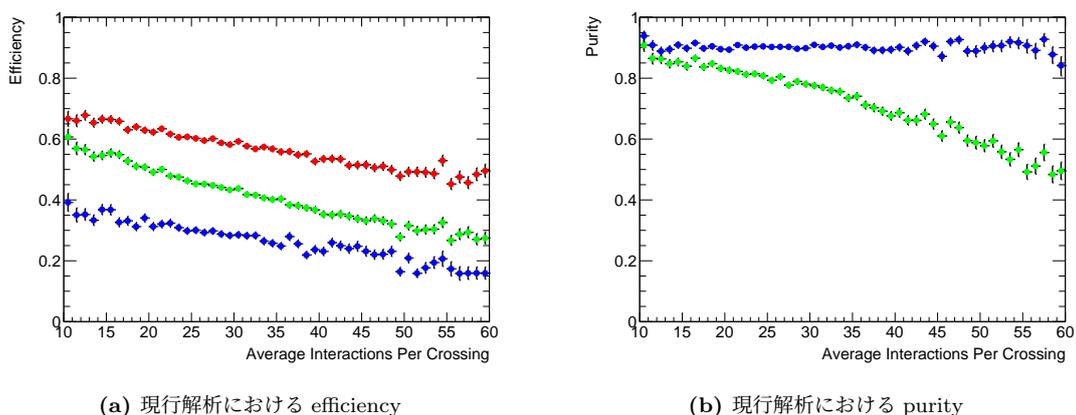


図 6.3: 現行解析の消失飛跡の再構成効率

ここで、efficiency の図における赤はカットなしの場合、緑は 4 層全ヒットを要求した場合、青は現行解析で用いられているカットを全て要求した場合となっている。efficiency はパイルアップに依存して減少し、パイルアップ 40 において、カットなしの場合の efficiency は 60% 弱であり、4 層全ヒットを要求すると約 40% に、全カットを通過することを要求すると約 30% 程度である。また、purity の図における緑はカットなしの場合、青は 4 層全ヒットを要求した場合の値となっている。purity はカットなしの場合はパイルアップに依存して減少するが、4 層全ヒットを要求することでほとんど 100% となっている。本研究では、アニーリングマシンを用いて現行解析と同等かそれ以上の efficiency で再構成することを目指す。

6.3 消失飛跡の再構成手法

本研究では、チャージノ対生成される事象を用いてアニーリングマシンによる消失飛跡の再構成が可能か原理検証を行う。今回用いた信号事象のファインマンダイアグラムを図 6.4 に示す。このとき、質量は 240 GeV、寿命は 0.2 ns のものを用いた。

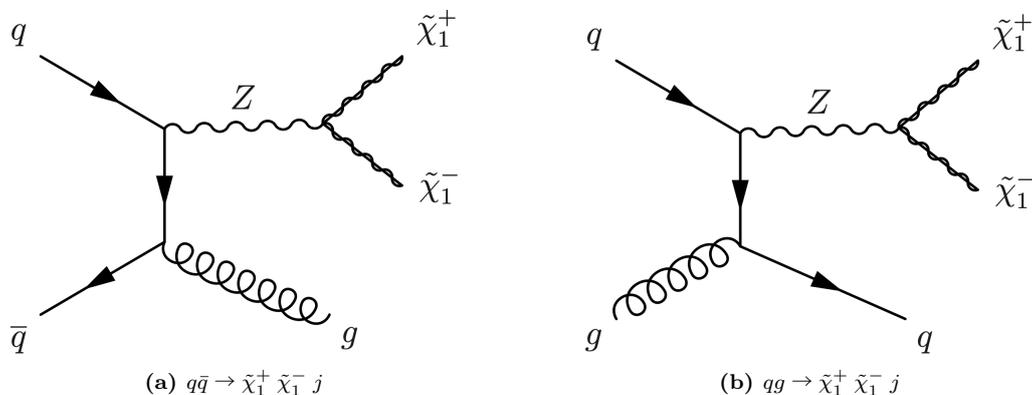


図 6.4: チャージノ対生成事象のファインマンダイアグラム

本研究では、この内 Pixel 検出器の 3 層目から SCT の 1 層目の手前の中で崩壊した信号 (3 層・4 層飛跡) を 1 本以上含む事象に対する再構成効率を調べた。

今回は、下記の 2 種類の再構成手法について検討を行った。

- (1) 通常の飛跡を再構成後に、消失飛跡を再構成
通常の飛跡用に最適化した QUBO を用いて通常飛跡 ($N_{Hits} \geq 5$) の再構成を行った後、飛跡に使用されたヒットを削除する。残ったヒットを用いて消失飛跡用に最適化した QUBO を用いて消失飛跡を再構成する。
- (2) 通常の飛跡と消失飛跡を同時に再構成
通常の飛跡、消失飛跡を同じ QUBO を用いて同時に再構成する。

まずは、方法 (1) における消失飛跡用に最適化した QUBO について説明する。ここで、QUBO の model はより自由度が高い doublet model を利用する。最適化は、通常飛跡用 QUBO に変更を加えるという流れで行った。消失飛跡は、通常の飛跡と比較して p_T が高い傾向にある。そのため、飛跡は直線に近くなると考えられるため、doublet、doublet のペアの p_T のカットを厳しくしている。変更後の doublet, doublet のペアのカットの条件を表 6.1 に示す。

表 6.1: doublet model で用いるカット

	変数	通常飛跡用	消失飛跡用
doublet	N_{holes}	≤ 1	≤ 1
	p_T GeV	<i>Layer</i> ごとのカット	> 0.6
	$z_0[mm]$	< 200	< 120
	$\Delta\eta$	<i>Layer</i> ごとのカット	< 0.7
	$ \eta $	< 1.1	< 1.0
connected doublets	p_T GeV	< 0.2	< 4.0
	$\Delta(\frac{1}{R})$	$< 2.0 \times 10^{-3}$	$< 9.0 \times 10^{-4}$
	$\Delta\theta$	< 0.1	0.025
unconnected doublets	p_{T_1}	> 0.4	> 10.0
	p_{T_2}	> 0.4	> 10.0
	$p_{T_1}p_{T_2}$	> 0	なし
	$\Delta(\frac{1}{R})$	$< 2.0 \times 10^{-4}$	$< 6.0 \times 10^{-5}$
	$\sqrt{(\theta_i - \theta_{mid})^2 + (\theta_j - \theta_{mid})^2}$	0.05	0.025

また、カットの変更に合わせて、QUBO のパラメータも変更した。変更後の各パラメータの値を以下の表 6.2 に示す。ただし、表には通常飛跡用 QUBO から変更があったパラメータのみ記載している。

表 6.2: 消失飛跡用 QUBO におけるパラメータ

パラメータ	通常飛跡用	消失飛跡用
C_3	1.5	3.0
C_8	1.5	1.5

次に、方法 (2) における通常飛跡と消失飛跡を同時に再構成出来るように調整した QUBO について説明する。こちらも方法 (1) と同様に、通常の飛跡用 QUBO に変更を加えるという方針で調整を行った。同時に再構成する場合、doublet・doublet のペアのカットはより緩いカットを必要とする通常飛跡用のカットを利用する。また、消失飛跡を再構成しやすくするため、Pixel4 層目より内側にある、ヒットを共有する doublet のペアの内、以下の表 6.3 に示す条件を満たすペアに対してのみ、表 6.4 に示すパラメータを設定した。

表 6.3: 同時に再構成する場合に用いるカット

	変数	通常飛跡用	消失飛跡用
connected doublets	p_T GeV	< 0.2	< 4.0
	$\Delta(\frac{1}{R})$	$< 2.0 \times 10^{-3}$	$< 9.0 \times 10^{-4}$
	$\Delta\theta$	< 0.1	0.025

表 6.4: 同時再構成用 QUBO におけるパラメータ

パラメータ	条件を満たす場合	条件を満たさない場合
C_3	3.0	1.5

6.4 アニーリングマシンを用いた飛跡再構成の結果

まず、通常飛跡に対する再構成効率を図 6.5 に示す。ここで、正解の飛跡はパイルアップを含む $N_{hits} \geq 5$ 、 $p_T > 0.5$ GeV を満たす全ての真の飛跡 (truth) としている。また、実線は方法 (1) の別々に再構成する場合の結果であり、点線は方法 (2) の同時に再構成する場合の結果である。

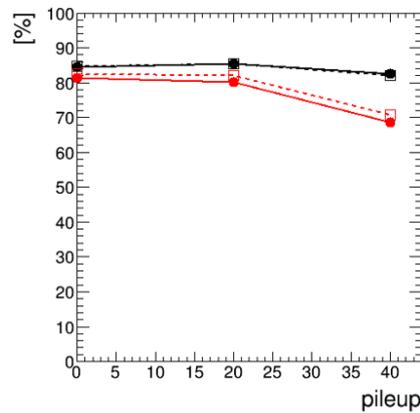


図 6.5: 通常飛跡に対する再構成効率

通常飛跡に対する再構成効率は方法 (1)(2) とともにほとんど同じ結果となっており、efficiency はパイルアップによらず常に 85% 程度であった。一方で、purity はパイルアップ 20 までは 80% 程度で一定であるが、パイルアップ 40 では 70% 程度まで減少している。これは、5 章で示した通常飛跡に対する efficiency や purity と同じような傾向がみられており、結果は妥当だといえる。

次に、消失飛跡に対する再構成効率を図 6.6 に示す。ここで、reconstruction efficiency を、式 (6.1) で定義する。アニーリングマシンによる再構成が可能な飛跡とは、Pixel に 3 ヒット以上残した飛跡のことを指し、方法 (1) の場合では、通常の飛跡再構成後で使用されたヒットを削除した後も 3 ヒット以上残っていることを要求する。方法 (2) では真の飛跡が Pixel に 3 ヒット以上残していることを要求する。そのため、信号の飛跡が Pixel3 層を通過している場合でも、検出器にヒットを残さず 2 ヒット以下になっている場合は、reconstruction efficiency の分母には含まれないことになる。

$$\text{reconstruction efficiency}[\%] = \frac{\text{再構成された正解の飛跡}}{\text{アニーリングによる再構成が可能な飛跡}} \quad (6.1)$$

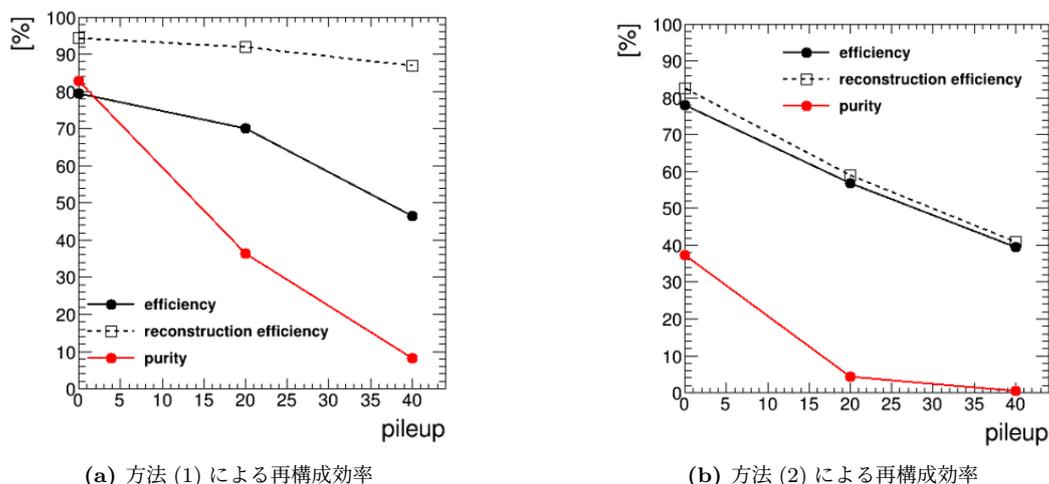


図 6.6: 消失飛跡に対する再構成効率

消失飛跡に対する efficiency は方法 (1) の方がどのパイルアップにおいても良い結果となっており、パイルアップ 40 における efficiency は 46.5% であった。また、方法 (1) では reconstruction efficiency はパイルアップ 40 でも 90% 程度であったが、方法 (2) では 40% 程度に留まっている。

6.5 まとめと考察

消失飛跡に対する efficiency・purity は方法 (1) の方が良くなっている。これは、5.2 章における QUBO の最適化の結果から、事前に不必要な doublet のカットを行うことが、efficiency・purity の改善に大きく寄与するためと考えられる。方法 (1) ではより消失飛跡に特化した doublet・doublet のペアのカットを行えたことで、再構成効率を上げることが出来たのに対し、方法 (2) では通常飛跡も同時に再構成出来る必要があり、厳しいカットをかけられなかったことによって消失飛跡に対する efficiency が低くなってしまっていると考えられる。また、方法 (1) では reconstruction efficiency は 90% 程度と高い再構成効率で再構成することが出来た。一方、efficiency は 50% 弱となっている。これは、通常の飛跡に対する purity が 70% と低いことから、通常の飛跡再構成の段階で信号のヒットが使われてしまい、そもそもアニーリングマシンによる再構成が不可能となってしまったことによると考えられる。そのため、通常飛跡に対する purity を上げることで、方法 (1) における efficiency はかなり改善できるのではないかと考えられる。また、4 層飛跡に限定した efficiency・purity を図 6.7 に示す。ここで、実線は方法 (1)、点線は方法 (2) による結果である。

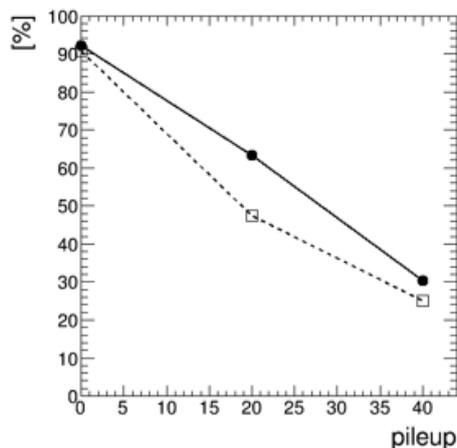


図 6.7: 4 層飛跡に対する efficiency

4 層飛跡に対する efficiency は、パイルアップ 20 までは現行解析とほぼ同等の再構成効率で再構成可能であった。一方、パイルアップ 40 ではアニーリングの方が若干悪い結果となっている。ただし、アニーリングマシンによる再構成では、現行解析で利用出来ていない 3 層飛跡を再構成することが出来ており、3 層・4 層飛跡を合わせた efficiency は現行解析とほぼ同等となっている。また、今回の結果では、4 層飛跡の方が 3 層飛跡よりも再構成効率が悪い結果となった。これは、4 層飛跡の場合、チャージーノから崩壊したパイオンが SCT にヒットを残し、そのヒットを間違って結んでしまうために efficiency が低くなってしまったためだと考えられる。

今回は、消失飛跡の残す飛跡が p_T が高く直線に近いことを利用して QUBO の最適化を行った。結果の改善には以下のアイデアが考えられる。

- 飛跡の孤立具合の利用
長寿命チャージーノの残す飛跡は、エネルギーが高く周辺に飛跡が存在する割合が少ない。そこで、周辺にいる飛跡の割合を doublet(triplet) のペアの条件に落とし込み、この変数を使用する方法が考えられる。
- 最も高い p_T を持つ飛跡の利用
これは方法 (1) に特化した手法である。信号事象はパイルアップと比較して高いエネルギーを持つため、通常の飛跡再構成において再構成された飛跡の内、 p_T の最も高いものは信号事象由来の飛跡である可能性が高い。そこで、最も p_T の高かった飛跡の z_0 を利用し、現在原点から計算している η や $\Delta\eta$ を z_0 から計算することで、他の衝突点由来の飛跡の doublet, triplet をより高い割合で落とすことが出来るのではないかと考えられる。
- triplet model の利用
これも方法 (1) に特化した手法である。今回は、通常の飛跡再構成、消失飛跡の再構成ともに doublet model を用いている。HL-LHC 環境における結果から doublet model は triplet model と比較して purity が低いことが確認出来ている。そこで、通常の飛跡再構成をより正確に再構成可能な triplet model を用いて purity を高く再構成し、消失飛跡の再構成にはより自由度の高い doublet model を用いて再構成する方法が考えられる。
- 低運動量荷電パイオンの利用
チャージーノがニュートラリーノに崩壊する際、低運動量のパイオンを放出する。パイオンの運動量が 500 MeV 以下の場合、通常の飛跡再構成では再構成されない。そこで、低運動量の

飛跡に特化した QUBO、もしくは、短い飛跡+低運動量飛跡を同時に再構成出来る QUBO を構築することで、ランダムにヒットを繋げてしまったような飛跡を削減することで改善が見込まれると考えられる。特に、今回の場合、SCT にあるパイオンのヒットを誤って再構成してしまったことによる efficiency の低下が大きいと考えられるため、パイオンをパイオンとして再構成できるアルゴリズムを構築することで efficiency を改善出来ると考えられる。

7 結論と今後の展望

2029 年から予定されている HL-LHC 実験では、計算資源不足が大きな課題となっている。本研究では、現在急速に発展しているアニーリングマシンを用いて荷電粒子の飛跡再構成が可能か原理検証を行った。飛跡再構成を組み合わせ最適化問題に落とし込み、doublet をビットにした QUBO、triplet をビットにした QUBO の 2 通りのモデルを設定した。LHC 環境では、doublet model を用いてパイルアップ 40 において $p_T > 0.5$ GeV の飛跡を efficiency 90% 以上で再構成することが出来た。また、同様の QUBO を実データに適用することでパイルアップ 40 において offline に対して 80% 以上の efficiency で再構成出来ることを確認した。さらに、HL-LHC 環境においても $p_T > 1.0$ GeV の飛跡を 95% 程度で再構成することが出来た。また、triplet model と doublet model を比較し、それぞれのメリット・デメリットを確認した。最後に、新物理探索への応用として長寿命チャージノ探索への応用を検討した。2 通りの再構成手法を検証し、それぞれに特化した QUBO を構築し、結果を現行解析と比較した。結果として、現行解析と同程度の efficiency を達成した。

今回の結果の改善には以下に挙げるアイデアが考えられる。

- QUBO のより厳密な最適化

本研究では、あらかじめ大まかな QUBO の関数の形を仮定し、QUBO に入れる doublet・doublet のペアのカット・各パラメータの調整をすることによって最適化を行っている。ただし、QUBO の形にはまだ多くの選択肢が残されていると考えられる。考えられる選択肢を以下に 3 つ示す。

- ビットの設定

本研究では doublet と triplet をビットにした QUBO を設定した。doublet をビットにした QUBO ではより自由度が高く、消失飛跡など特殊な飛跡への応用可能性が見込める。ただし、事前の選別に使用できるパラメータが限られており、QUBO のビット数が多くなってしまう。一方、triplet をビットにした場合では、事前の選別がより詳細に行えることから、ビット数を抑えられ、アニーリング時間を短縮できた。ただし、厳しいカットをかけていることによって、通常の飛跡には向いているが、消失飛跡など特殊な飛跡の再構成には向いていないのではないかと考えられる。その他の選択肢としてはヒットをビットにした QUBO や quadruplet をビットにした QUBO などが考えられる。ヒットをビットにした場合、QUBO 作成の時間の短縮や、doublet よりも自由度が高いため特殊な飛跡への応用可能性が期待できるが、doublet よりもさらに情報量が少なくなるため、QUBO の定式化には課題が残ると考えられる。quadruplet をビットにした場合、 $N_{hits} \geq 5$ 以上の通常の飛跡に対して triplet model よりも再構成効率を高めることができ、ビット数も抑えられると予想されるが、triplet model 以上に QUBO 作成の時間が長くなると予想される。

- 関数形の最適化

本研究で用いた QUBO の相互作用項の種類は、doublet model で 3 種類、triplet model で 2 種類であり、主に X-Y 平面での曲率 (の差) と R-Z 平面での角度 (の差) を用いて関数を設定している。これに関しては、今回利用したトラックパラメータ以外のパラメータ (飛跡の孤立具合など) を利用した QUBO や、より複雑なビットの組み合わせを新たな項として導入する (同じ層にいる doublet の項、離れている triplet の項など)、などといった改善が考えられる。

- パラメータの最適化

今回は、各 QUBO パラメータを全て固定し、1 つずつ変更していくことでパラメータの最適化を行った。より厳密な最適化を行うためには、全てのパラメータの組み合わせを全体的に検証することで最も良いパラメータが選択できると考えられる。

- アニーリングマシンの最適化

本研究では、Fixstars 社の開発したアニーリングマシンを利用した。これは、ビット数が多く、また全結合であったためである。ただし、アニーリングマシンはこの数年でもビット数や精度がかなり向上しており、アニーリング時間も各マシンによって異なると考えられる。また、アニーリングマシン以外にも、組み合わせ最適化問題に対する近似解法は様々考案されている。そのため、複数のマシンやアルゴリズムを用いて比較を行うことで今回の問題に最適な解法を選ぶことが出来ると考えられる。

また、本研究はアニーリングマシンによる飛跡再構成の原理検証として実験を行ったため、実用化に向けた詳細な検討は行っていない。より実用化に向けた研究のためには以下にあげる点においてより詳細な検証が必要になると考えられる。

- エンドキャップ領域への拡張・doublet hit の取り扱い

本研究では、問題の簡略化のためバレル領域に限定して飛跡再構成を検証した。実際の飛跡再構成ではエンドキャップ領域も含めて飛跡再構成を行うため、エンドキャップ領域への拡張が必要である。エンドキャップ領域への拡張に向けては、doublet や triplet の定義の見直し、QUBO の分割方法の見直しなどの課題が考えられる。また、同様に問題の簡略化のため、1つの粒子が同じ層に複数のヒットを残す場合 (doublet hit)、どちらか一方を残して削除をしている。より現実の問題に即した状況で検証するためには、doublet hit を残したまま再構成出来るようなアルゴリズムへの変更が必要となる。

- 実行時間の検証

本研究ではアニーリング時間をベースに時間の議論を行った。ただし、実際に使用するためには、インプットデータの読み込み、QUBO の作成、アニーリングマシンへの入力、アニーリング時間、アニーリングマシンからの結果の取得といった全体的な時間を議論する必要がある。現時点で最も時間がかかっているのは QUBO 作成の時間であり、実用化に向けた大きな課題となっている。この点に関しては、本研究で示した QUBO の作成時間は Python を用いた場合であり、より高速な言語 (C++ など) への変更やコードの最適化を実施することでかなりの改善が期待できるのではないかと考えている。また、AE が GPU をベースにしているため、同じく GPU を用いた QUBO の作成やスパコンの利用などといった改善案が考えられる。

- 計算資源の検証

本研究は、HL-LHC に向けて計算資源を削減できる可能性のある新技術としてアニーリングマシンを用いた検討を行った。現段階では、CPU を用いた現行の飛跡再構成と、GPU ベースのアニーリングマシンを同等に比較することは難しい。より実用化に向けては、必要な GPU 量や価格などを全体的に検討し、本当に計算資源量を削減できるのかを検証する必要がある。

また、本研究では飛跡再構成への応用をテーマに実験を行ったが、アニーリングマシンは組み合わせ最適化問題に落とし込むことの出来る全ての問題に対応可能であると考えられる。飛跡再構成以外のアニーリングマシンの応用可能性として以下のものが考えられる。

- 衝突点の再構成への応用

ATLAS 実験では、飛跡を再構成後、衝突点の再構成を行う。衝突点の再構成は、再構成された飛跡を同じ衝突点から来た飛跡のグループに分けるクラスタリングの問題と捉えることができる。そのため、組み合わせ最適化問題に落とし込むことが出来ると考えられ、アニーリングマシンの応用可能性が期待できる。また、今回構築した飛跡再構成用の QUBO と組み合わせることで、衝突点の情報を利用した飛跡再構成や、飛跡と衝突点を同時に再構成出来るような QUBO の構築といったアイデアが考えられる。これにより、再構成効率の向上やさらなる時間短縮が期待されると考えられる。

- 消失飛跡以外の新粒子探索への応用

本研究では、長寿命のチャージノが残す消失飛跡への応用検証を行った。消失飛跡以外にも、通常とは異なる信号を残す事象は存在する。一例として、displaced vertex があげられる。超対称性理論において予測されているモデルはいくつか存在するが、その中にはビームから離れた位置に崩壊点 (displaced vertex) を作る粒子の存在が予測されている。このような事象は ATLAS の標準の飛跡・衝突点の再構成では再構成されない。そのため、上述の衝突点の再構成と組み合わせたアルゴリズムによって、アニーリングマシンによる応用可能性が期待される。

8 謝辞

まず初めに、約3年間指導して下さった寄田浩平教授に感謝申し上げます。アニーリングマシンという新しい研究テーマで、修士論文に出来るかどうかも分かっていなかった中で、自分にこの研究テーマに携わる機会を与えて下さいました。ミーティングでは常に一緒に考えて下さり、サポートして下さいました。自分が面白いと思える研究テーマに携わることができ、2年間研究が出来たのは先生のおかげだと思っています。本当にありがとうございます。

また、田中雅士准教授にも感謝申し上げます。発表の場においていつも鋭い指摘を与えて下さり、自分の考えの至らなかつた点に気づくことが出来ました。ありがとうございます。

駒宮幸男上級研究員にも大変お世話になりました。学部4年生の頃のゼミでは、質問に対して丁寧に回答して下さり、発表の場においても質問によって気づきを与えて下さいました。

坂本敦子秘書には、事務手続きで大変お世話になりました。分からないことをいつも丁寧に教えて下さり、また、普段の会話を通していつも明るい気持ちにさせて下さいました。

ATLAS 実験の先輩である加地さんには、サンプルの作成から研究の進め方まで様々なことを教えて下さり、大変感謝しております。ATLAS ソフトウェアや消失飛跡探索の話に限らず、アニーリングマシンの話についても常に相談に乗って下さり、ありがとうございました。伊藤さんには、ATLAS ソフトウェアの技術的な話や SCT について教えて下さいました。同じく ATLAS の先輩である秋山さんも、消失飛跡探索について教えて下さり、また、自分の研究についても常に一緒に考えて下さりました。同期の山口くん、櫻井さん、中曽根くんには、ゼミで大変お世話になりました。また、常に研究に真摯に取り組んでいる姿は自分に刺激を与えて下さいました。後輩の荒川くんとは、同じアニーリングマシンに関する研究テーマとして話したり相談することができ、とても楽しかったです。GRAMS 実験の方々も、毎日研究室に来て実験をされている姿には大変刺激を受けました。本当にありがとうございます。

最後に、大学院まで通わせて下さり、金銭的にも精神的にもサポートして下さいました家族に感謝申し上げます。高校生の頃から興味を持っていた素粒子実験に携わることができ、ここまで来ることが出来たのは、家族の方々のサポートのおかげだと思っています。本当にありがとうございます。

A 使用したデータの分布

ここでは、今回用いたモンテカルロサンプル、実データの詳細を記載する。図 A.1 に μ^\pm 200 本のモンテカルロサンプルのヒット数、トラック数をパイルアップごとに示す。

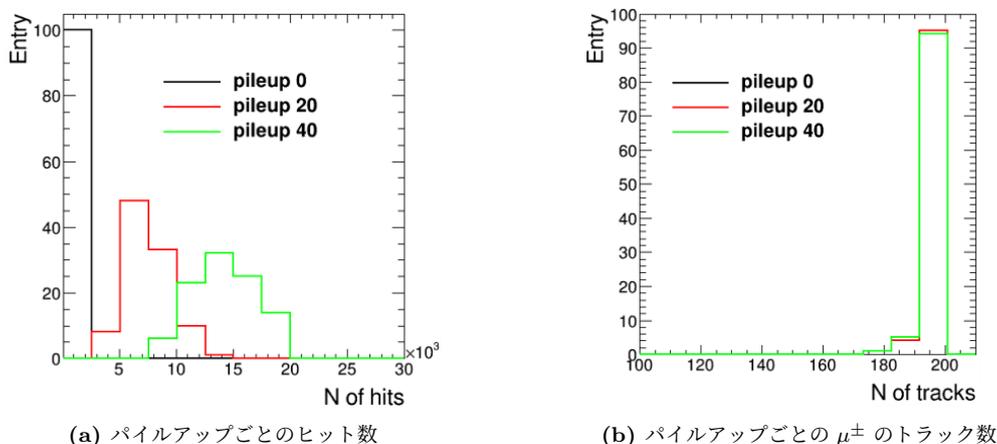


図 A.1: パイルアップごとのヒット数、着目している飛跡数

パイルアップが増えるにつれてヒット数は増加し、またイベントごとの分散も大きくなる。また、着目しているミュオンのトラック数はパイルアップに依らず一定である。トラック数が 200 本よりも少ないイベントが存在しているのは、ヒットのカットによって $N_{hits} \geq 5$ の条件を満たさなくなった飛跡が存在するためである。

次に、実データのヒット数、飛跡数の分布を図 A.2 に示す。ここで、参考としてパイオン 10 本にパイルアップを加えた場合のヒット数、トラック数も載せている。

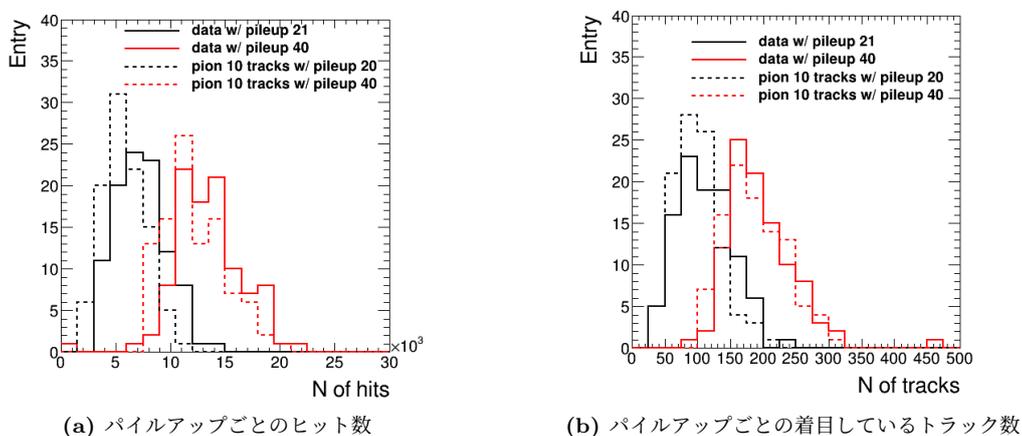
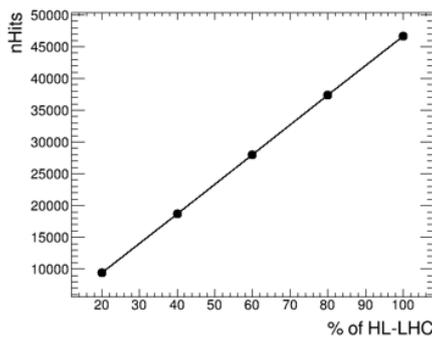


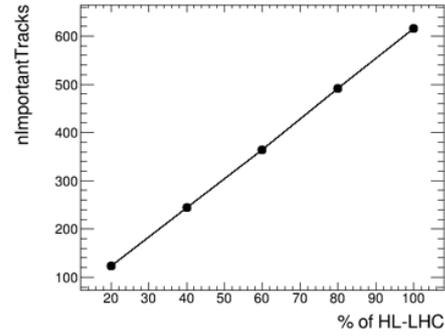
図 A.2: パイルアップごとのヒット数、着目している飛跡数

モンテカルロサンプル同様に、パイルアップごとにヒット数、トラック数は増加する。また、モンテカルロサンプルと比較すると、ヒット数、トラック数はほぼ同等であり、モンテカルロサンプルが実データを再現出来ていることが確認できた。

最後に、HL-LHC のサンプルにおけるヒット数、トラック数を図 A.3 に示す。



(a) パイルアップごとのヒット数



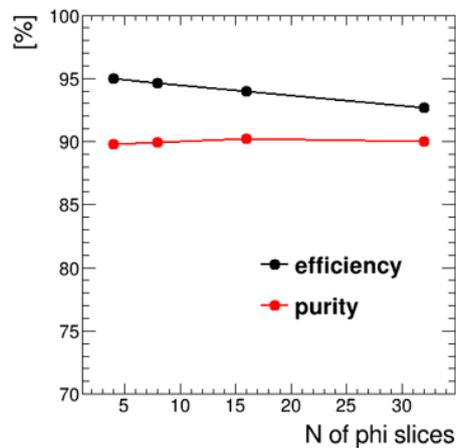
(b) パイルアップごとの着目しているトラック数

図 A.3: パイルアップごとのヒット数、着目しているトラック数

ヒット数、トラック数は density に応じて 1 次関数的に増加することが確認できた。

B QUBO の分割

ここでは、QUBO の分割による影響についてまとめる。パイルアップ 20 における $\mu \pm 200$ 本に対する各分割数ごとの efficiency \cdot purity を図 B.1 に示す。ここで、オーバーラップは 0.2 に固定している。

図 B.1: 分割数と efficiency \cdot purity

分割数が増えるにつれて efficiency は少しずつ減少しており、4 分割から 32 分割では約 2% 低下していた。これは、領域を分割することで領域をまたがる飛跡 (主に低運動量の飛跡) が再構成されづらくなることで efficiency が低下していると考えられる。

また、アニーリング時間 \cdot doublet 数を図 B.2 に示す。

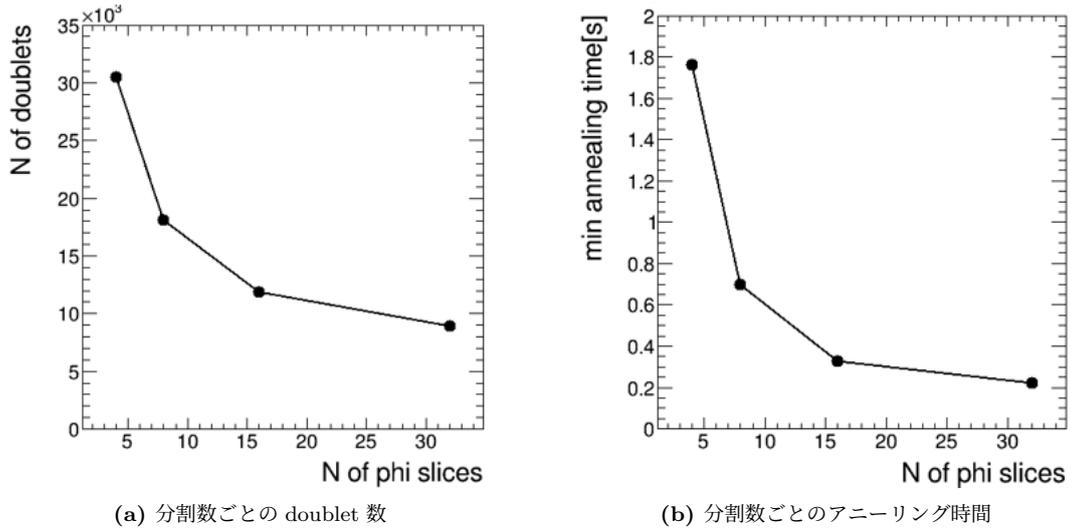


図 B.2: 分割数ごとの doublet 数・アニーリング時間

アニーリング時間、doublet 数は分割数を増やすことで削減することが出来ている。ただし、オーバーラップを 0.2 に固定していることから、32 分割以上では分割したメインの領域よりもオーバーラップ領域の方が大きくなり分割による恩恵が受けづらくなると考えられる。また、アニーリング時間も同様に 32 分割以上ではほぼ一定に収束するのではないかと考えられる。

次に、分割数 16 におけるオーバーラップごとの efficiency・purity を図 B.3 に示す。

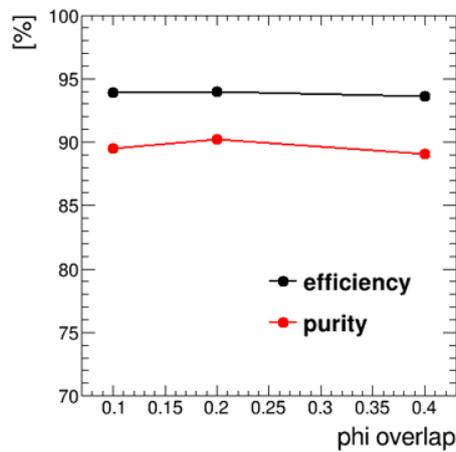


図 B.3: オーバーラップと efficiency・purity

オーバーラップの違いによる efficiency・purity の減少はほとんど見られなかった。また、アニーリング時間・doublet 数を図 B.4 に示す。

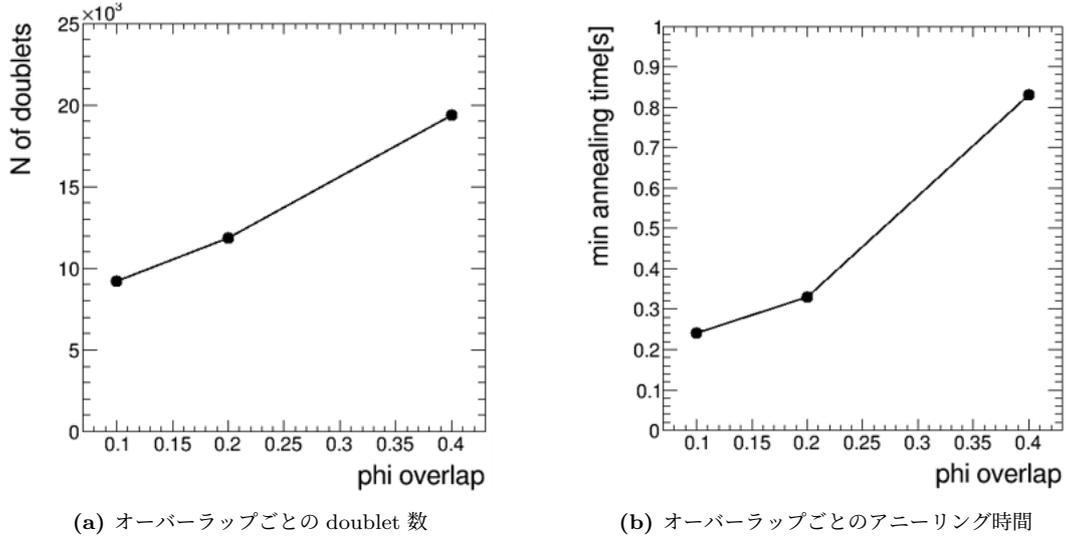


図 B.4: オーバーラップごとの doublet 数・アニーリング時間

オーバーラップ領域を増やすと doublet 数、アニーリング時間が増加することが確認できた。オーバーラップ 0.1 の場合、 $\Delta\phi$ の範囲は約 0.6 であり。オーバーラップ 0.4 の場合 $\Delta\phi$ の範囲は約 1.2 であることから、doublet 数は $\Delta\phi$ の大きさに比例して増加することがわかる。

C 再構成効率の依存性

C.1 再構成効率のトラックパラメータ依存性

ここでは、efficiency の各トラックパラメータに対する依存性を示す。パイラップ 20 における $\mu^{\pm 200}$ 本に対する efficiency の依存性を図 C.1、図 C.2 に示す。

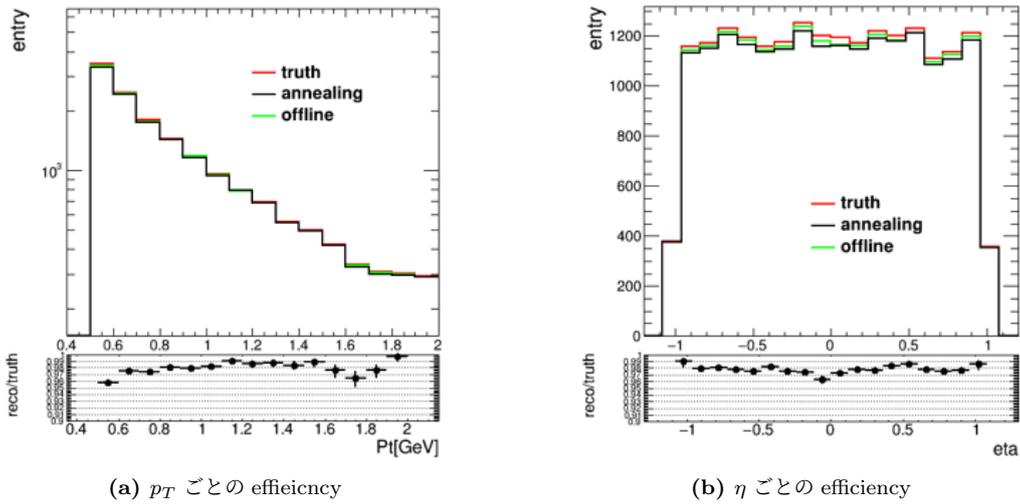


図 C.1: efficiency のトラックパラメータ依存性

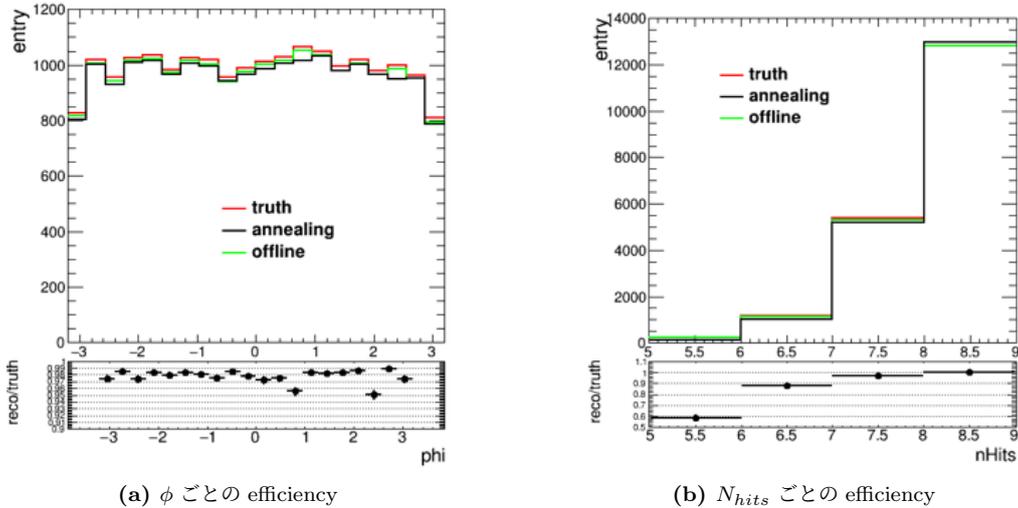
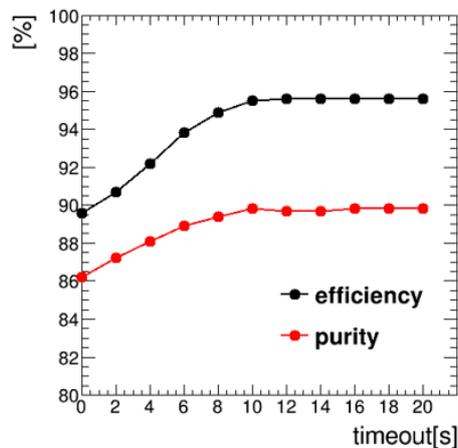


図 C.2: efficiency のトラックパラメータ依存

p_T が低い領域、 N_{hits} が小さい領域で efficiency が下がることが確認出来る。 p_T に関して、doublet のカットを $p_T > 0.4$ [GeV] とかなり厳しくかけているため、低運動量側で efficiency が下がっていると考えられる。また、 N_{hits} に関して、ヒットが少ないことで doublet のペアの組み合わせの数が相対的に少なく、エネルギーを下げる項の数が少ないことで飛跡が選ばれにくくなっていると考えられる。そのため、今回の結果の改善には、 p_T が低い領域を再構成出来るような方向への QUBO の改善 (曲率のカットを弱めるなど) や、よりヒット数の少ない領域を再構成出来るような方向への改善 (ホールの数によるペナルティ項の係数の調整など) といったアイデアが考えられる。

C.2 再構成効率の AE のパラメータ依存性

AE は timeout[s] と呼ばれる、アニーリング時間を指定するパラメータをもつ。パイラアップ 20 における $\mu^{\pm 200}$ 本に対する timeout ごとの efficiency \cdot purity を図 C.3 に示す。値は 100 イベントの平均である。

図 C.3: timeout ごとの efficiency \cdot purity

また、ビット数ごとのアニーリング回数、1 回のアニーリング時間を図 C.4 に示す。ここで、アニーリング回数は timeout を 10[s] に設定したときのものである。

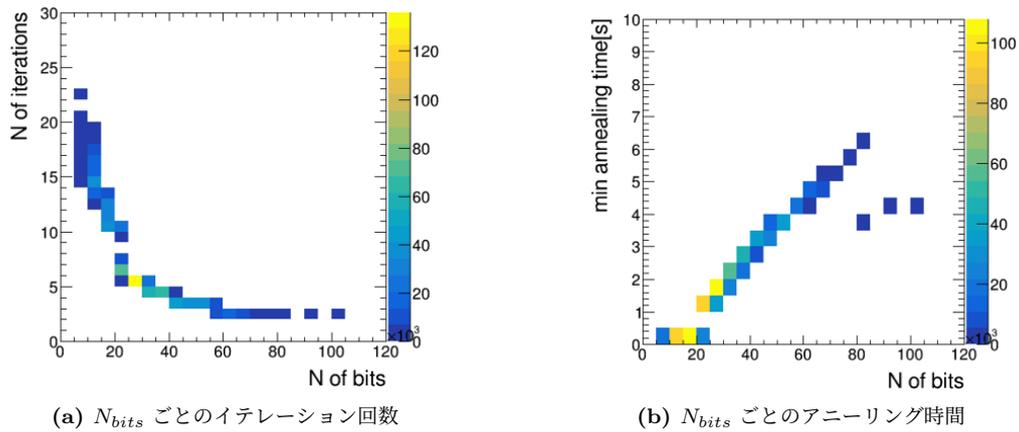


図 C.4: ビット数とアニーリング回数、アニーリング時間の関係

ビット数が増えるとアニーリング回数は減少し、ほとんど反比例の関係になっている。また、1回のアニーリングに必要な時間はビット数にほぼ比例して増加することが分かった。図 C.3 において timeout が 10[s] までの間で一定の割合で efficiency \cdot purity が向上しているのは、timeout を伸ばすことで2回以上アニーリングを行うことの出来た QUBO の割合が増加し、timeout が 10[s] 以上では全ての QUBO で2回以上のアニーリングを行うことが出来たため、その後は結果が一定になっていると考えられる。

また、FixstarsAEは2022年6月にアップデートが行われた。主なアップデート内容としては、ビット数の拡大、GPUのアップグレード、マルチGPU機能の追加である。ここでは、GPUのアップグレード、マルチGPU機能による再構成効率への影響を調査した。まず、GPUのアップグレード前後における efficiency \cdot purity \cdot アニーリング時間を図 C.5 に示す。ただし、同じタイミングでアニーリングアルゴリズムの改良も行われたため、結果にはそちらによる影響も含まれている。サンプルは HL-LHC のものを用いており、model は triplet model を使っている。

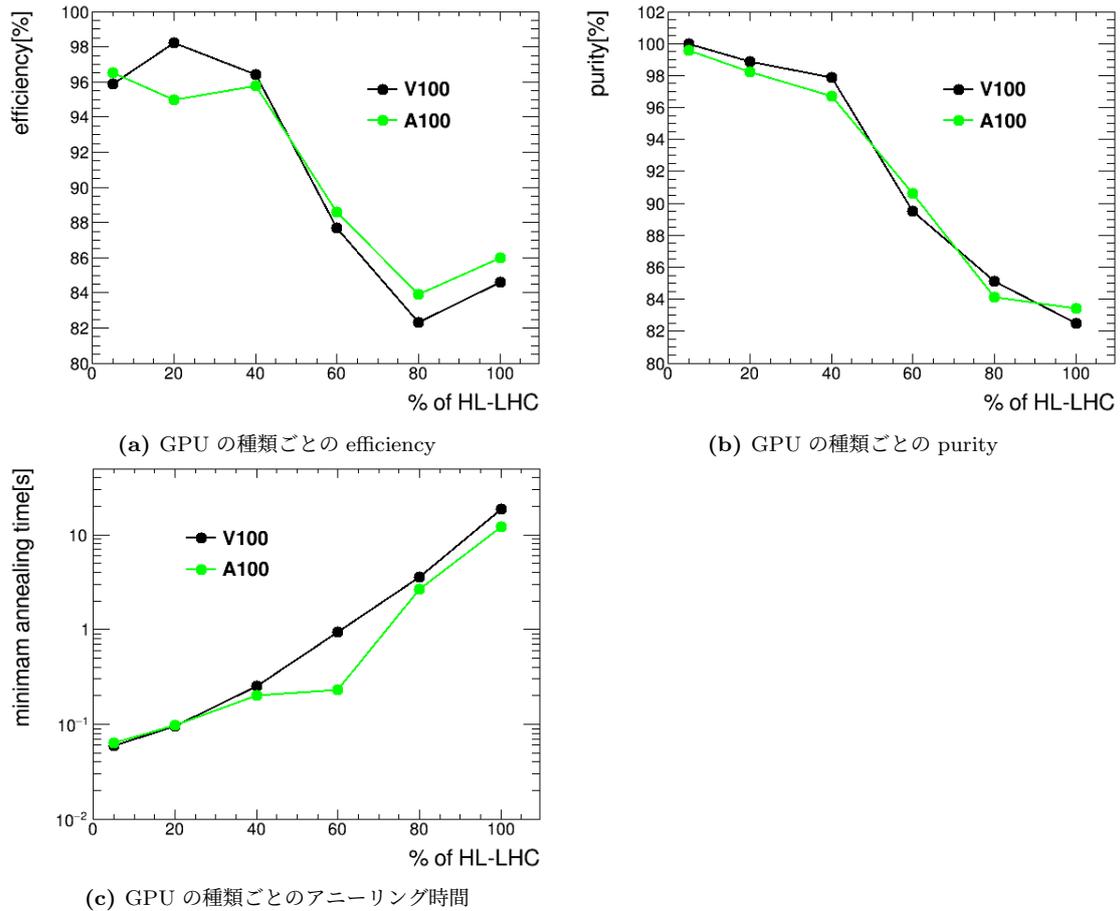


図 C.5: GPU の種類による比較

efficiency は 60% of HL-LHC 以降において向上がみられた。60% of HL-LHC 以降では QUBO のビット数が 10,000 ビットを超えており、このサイズ以上の問題に対して精度が向上していることが確認できた。また、purity はどの density においても GPU の違いによる変化は見られなかった。また、アニーリング時間に関しては、60% of HL-LHC 以降において短縮がみられ、特に 10,000 ビット程度の問題 (60 % of HL-LHC) における向上が見られた。

また、マルチ GPU 機能では、一つの QUBO を複数 GPU で強調して解く方法と、複数 QUBO を複数の GPU で並列に解く方法の 2 通りの方法がある。まず、前者の方法によって GPU を 1 つ利用した場合と 2 つ利用した場合との比較結果を図 C.6 に示す。

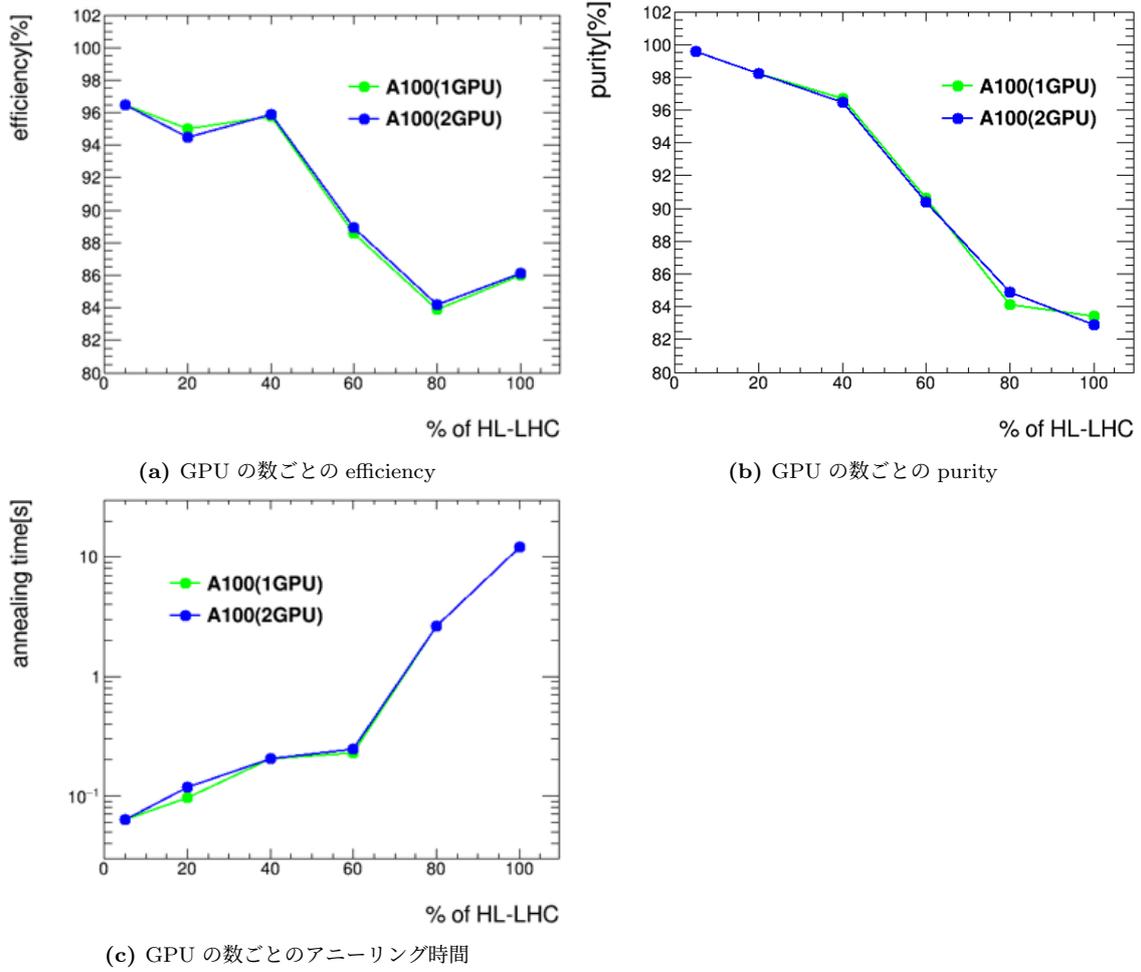


図 C.6: GPU の数による比較

ここでは、この方法による結果の向上は見られなかった。そのため、本研究では複数 GPU による協調動作を行わず、複数の QUBO を複数 GPU で並列に解く方法によってマルチ GPU 機能を活用した。

参考文献

- [1] particle data group, Summary Tables, https://pdg.lbl.gov/2021/tables/contents_tables.html
- [2] 東京大学素粒子物理国際研究センター, ATLAS EXPERIMENT, <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/research/atlas.html>
- [3] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003/pdf>
- [4] The ATLAS Collaboration, Study of the material of the ATLAS inner detector for Run 2 of the LHC, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/PERF-2015-07/>
- [5] The ATLAS Collaboration, Operation of the ATLAS Trigger System in Run 2, <https://arxiv.org/pdf/2007.12539.pdf>
- [6] High Luminosity LHC Project, <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>
- [7] ATLAS EXPERIMENT, Public ATLAS Luminosity Results for Run-2 of the LHC, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
- [8] The ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector, <https://cds.cern.ch/record/2285585/files/ATLAS-TDR-030.pdf>
- [9] The ATLAS Collaboration, ATLAS Software and Computing HL-LHC Roadmap, <http://cds.cern.ch/record/2802918/files/LHCC-G-182.pdf>
- [10] R. Frhwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: 262, 444 (1987)
- [11] The ATLAS collaboration, Early Inner Detector Tracking Performance in the 2015 Data at $\sqrt{s} = 13$ TeV, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2015-051/>
- [12] The ATLAS collaboration, Expected Tracking Performance of the ATLAS Inner Tracker at the HL-LHC, <http://cdsweb.cern.ch/record/2669540/files/ATL-PHYS-PUB-2019-014.pdf>
- [13] D-Wave Advantage, <https://www.dwavesys.com/solutions-and-products/systems/>
- [14] Fujitsu, Digital Annealer, <https://www.fujitsu.com/jp/digitalannealer/>
- [15] FIXSTARS Amplify, <https://amplify.fixstars.com/ja/>
- [16] FIXSTARS, Annealing Cloud Web, <https://annealing-cloud.com/ja/index.html>
- [17] TOSHIBA, 量子インスパイアード最適化ソリューション SQBM+, <https://www.global.toshiba/jp/products-solutions/ai-iot/sbm.html>
- [18] NEC, 量子コンピューティング, https://jpn.nec.com/quantum_annealing/index.html
- [19] NTT, 100,000 スピン コヒーレントイジングマシンを実現～世界最大級の光計算機による大規模組合せ最適化問題の高速な解探索を実証～, <https://group.ntt.jp/newsrelease/2021/09/30/210930a.html>

-
- [20] kaggle, TrackML Particle Tracking Challenge, <https://www.kaggle.com/c/trackml-particle-identification/data>
- [21] The 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, <https://arxiv.org/abs/1712.02118>

学籍番号: 5321A064-0

研究活動の不正行為 定義確認書

2023 年 2 月 4 日

早稲田大学大学院先進理工学研究科長 殿

早稲田大学大学院先進理工学研究科

物理学 応用物理学 専攻 2 年

本人氏名 南 樹里

(自署)

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出において、不正行為を一切行っていないことを誓約します。

なお、当該行為を行なうと、嚴重な処分（無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合格等）を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、論文を執筆しました。

研究倫理教育受講確認書

2023 年 2 月 4 日

本人氏名 南 樹里 

私は、修士論文の執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。

✓	GEC 設置科目「研究倫理概論」の受講
	専攻設置科目の受講 科目名 ()
	その他 () ※受講前に指導教員を通じて専攻主任の承認を受けること。 ※受講証明を添付すること。

研究活動の不正行為（捏造、改ざん、盗用、剽窃）について

修士論文を作成するに当たっては、以下の点に十分留意してください。

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

※捏造：事実でないことを事実のように仕立て上げること。でっちあげること。

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

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

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

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

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

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

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

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

- ・著書：題目、著者、ページ、出版元、出版年等

インターネットのからの引用では、以下の通りとします。

- ・著者、タイトル、URL、検索日

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