2015年度修士論文

LHC-ATLAS 実験における長寿命新粒子探索に用いる 信号事象の飛跡及び崩壊点再構成に関する研究

九州大学大学院 理学府 物理学専攻 粒子物理学分野 素粒子実験研究室

藤山 翔乃 指導教員 東城 順治

2016年2月25日



概要

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC: Large Hadron Collider) は、欧州合同原子核研究機構 (CERN) にある世界最大の陽子-陽子衝突型加速器である。LHC 加速器は 2009 年に稼働を開 始し、2012 年には衝突エネルギー 8 TeV で運転した。2013 年から 2 年間の長期シャットダ ウン後、2015 年 6 月より衝突エネルギー 13 TeV での運転が始まった。ATLAS(A Toroidal LHC Apparatus) 実験は、LHC 加速器ビームの衝突点の 1 つに設置されている、ATLAS 検 出器を用いた国際共同実験である。本実験の目的は、LHC 加速器における陽子衝突から生成 される粒子を検出することによって、新物理現象を発見することである。

2012 年に、ATLAS 実験および同様の目的をもつ CMS 実験は、標準模型(SM: Standard Model) で唯一未発見であったヒッグス粒子を発見した。SM はこれまでの素粒子物理学を 高精度で説明してきたが、ニュートリノの質量や暗黒物質など、SM では説明できない事象 が存在する。これらは標準模型を超えた物理 (BSM: Beyond the Standard Model) と呼ば れ、BSM 探索が世界中で精力的に行われており、多数のモデルが存在する。数ある BSM モ デルの中でも、特に超対称性 (SUSY: Supersymmetry) が注目されている。SUSY はボゾ ンとフェルミオン間における対称性であり、SUSY を用いたモデルは数多く存在する。

本研究では、125 GeV のヒッグス粒子質量および暗黒物質残存量を同時に説明できる SUSY モデルに注目する。このモデルでは、超対称スカラー粒子の質量が O(100) TeV、ゲー ジーノ粒子の質量が O(1) TeV となることを仮定する。このモデルの大きなパラメータ領 域で、弱い相互作用の中性ゲージボゾンの超対称パートナーである中性ウィーノ粒子が長寿 命となることが予言されている。このような長寿命粒子はビーム衝突点から離れた位置に崩 壊点 (DV : Displaced Vertex) を作り、再構成した DV から放出される粒子の不変質量が O(10) GeV になるという特徴を持つ。DV を作る粒子は限られており、この特徴が信号事象 となる。このような信号事象は、ATLAS 標準の飛跡および DV 再構成アルゴリズムでは再 構成できない。そのため、そのような信号事象の飛跡と DV を再構成できるツールを開発し てきた。この長寿命中性ウィーノ粒子の探索は、本実験で初となる。本研究では、信号事象 のモンテカルロサンプルと開発したツールを用いて、信号事象の飛跡および DV の再構成効 率を評価した。本研究により、信号事象の飛跡再構成効率は約 80% あり、ATLAS 標準のア ルゴリズムより高い効率を得ることができた。一方で、信号領域内に含まれる DV の再構成 効率は 1% 未満であり、先行研究の長寿命グルイーノ粒子の探索における効率よりも非常に 低いことが分かった。今後は再構成ツールの見直しによる DV 再構成効率の向上が必要であ る。また、飛跡の少ない2つの DV が近接する場合、多数の飛跡を持つ1つの DV として再 構成されてしまうこと、DV 起因でない飛跡が重なって多数の飛跡をもつ DV に見えてしま うという背景事象が考えられる。これらの背景事象をより正確に見積もることが今後の課題 である。

目次

第1章	序章	1
1.1	標準模型と標準模型を超える物理	1
	1.1.1 標準模型	1
	1.1.2 標準模型を超える物理	2
1.2	長寿命超対称性粒子	3
	1.2.1 超対称性	3
	1.2.2 長寿命中性ウィーノ粒子	4
	1.2.3 信号事象と背景事象	7
	1.2.4 RUN1 における長寿命新粒子探索	9
第2章	LHC-ATLAS 実験 1	1
2.1	LHC 加速器と ATLAS 実験	1
2.2	ATLAS 実験が目指す物理	3
2.3	ATLAS 検出器	3
	2.3.1 ATLAS 検出器全体像	4
	2.3.2 ATLAS 実験における座標系	5
	2.3.3 マグネット 1	6
	2.3.4 内部飛跡検出器	6
	2.3.5 $\neg \neg \neg$	8
	2.3.6 ミューオンスペクトロメータ 1	9
	2.3.7 ATLAS トリガーシステム 2	0
第3章	探索感度 2	2
3.1	サンプル作成の流れ 2	2
3.2	探索感度	4
	3.2.1 探索感度の計算 2	4
	3.2.2 パラメータの決定 2	6
3.3	作成したサンプルの確認...............................2	8
3.4	DESD フィルターの評価.............................3	0

	3.4.1	DESD フィルター	30
	3.4.2	信号事象の残存率	31
第4章	飛跡F	再構成	36
4.1	ATL	AS 標準の飛跡再構成	36
	4.1.1	inside-out 再構成	36
	4.1.2	outside-in 再構成	37
	4.1.3	飛跡を特徴づけるパラメータ	37
4.2	衝突,	点から離れた位置での飛跡再構成	38
4.3	信号	事象の飛跡再構成効率..........................	39
	4.3.1	信号事象の飛跡再構成効率	39
	4.3.2	Fake の確率	50
第5章	崩壊	点再構成	56
5.1	ATL	AS 標準の崩壊点再構成	56
5.2	Displ	aced Vertex の再構成	56
5.3	信号	事象の崩壊点再構成効率・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	58
5.4	2015	年 RUN2 における探索感度	67
第6章	まとめ	めと今後の課題	69
付録 A	グルー	イーノ粒子生成断面積一覧	71
付録 B	各変数	数における再構成効率	79
B.1	信号	事象の飛跡再構成効率.........................	79
B.2	Fake	の確率	86
参考文献	•		91

図目次

1.1	銀河の回転速度分布	3
1.2	GUT における結合定数の統一........................	5
1.3	スフェルミオンの質量 m_0 と $ an \beta$ の関係	5
1.4	アノマリーを介した SUSY の破れによる質量スペクトラム	6
1.5	ビーノとビーノがヒッグシーノを介して変わるダイアグラム	6
1.6	ウィーノとビーノによる相互対消滅ダイアグラム	7
1.7	tanβ・ヒッグシーノの質量とウィーノの寿命	8
1.8	ウィーノ・ビーノの質量差・ビーノ質量とウィーノの寿命	8
1.9	長寿命中性ウィーノ探索チャンネル	8
1.10	長寿命新粒子探索の状況............................	10
1.11	長寿命グルイーノの質量下限とその寿命の関係	10
2.1	LHC 加速器 の全体像	12
2.2	ヒッグス粒子イベントディスプレイ	13
2.3	ATLAS 検出器全体像	14
2.4	各粒子が ATLAS 検出器に検出される様子	15
2.5	マグネットシステムの概略図	16
2.6	内部飛跡検出器全体像	17
2.7	IBL のインストール	18
2.8	カロリーメータ全体像	19
2.9	電磁カロリーメータのアコーディオン構造	19
2.10	ミューオンスペクトロメータ全体像	20
2.11	ATLAS トリガーシステム全体像	21
3.1	サンプル作成の流れ	22
3.2	衝突事象生成の流れ	23
3.3	崩壊点再構成効率の質量依存生と崩壊長依存性	25
3.4	信号事象トリガー効率	26
3.5	ウィーノ・ビーノ質量差とグルイーノ質量の関係.........	27

3.6	グルイーノ質量とウィーノ寿命の関係..............	28
3.7	truth によるウィーノの崩壊点分布	29
3.8	生成された粒子数の確認.............................	29
3.9	信号事象のイベントディスプレイ	29
3.10	LargeD0 Re-tracking の流れ	30
3.11	DESD フィルターにおける Missing E_T と Effective Mass の分布	33
4.1	飛跡を特徴づけるパラメータ	38
4.2	Shared Hits と Holes を表した図	39
4.3	ilde W o ilde B q q without bb における ATLAS 標準飛跡再構成との比較	41
4.4	$ ilde{W} ightarrow ilde{B}bb$ における ATLAS 標準飛跡再構成との比較 $\dots \dots \dots \dots \dots$	42
4.5	$ ilde{W} ightarrow ilde{B}ll$ における ATLAS 標準飛跡再構成との比較	43
4.6	ilde W o ilde B q q without bb における飛跡再構成効率のパイルアップによる違い .	45
4.7	$ ilde W o ilde B bb$ における飛跡再構成効率のパイルアップによる違い \ldots	46
4.8	$ ilde W o ilde B ll$ における飛跡再構成効率のパイルアップによる違い $\dots \dots \dots$	47
4.12	ilde W o ilde B q q without bb における荷電粒子数	48
4.9	ilde W o ilde B q q without bb における飛跡再構成効率のウィーノ粒子・ビーノ粒	
	子質量差による違い	49
4.10	$ ilde{W} o ilde{B}bb$ における飛跡再構成効率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差によ	
	る違い	49
4.11	ilde W o ilde B ll における飛跡再構成効率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差によ	
	る違い	49
4.13	ilde W o ilde B q q without bb における Fake 確率のパイルアップによる違い	51
4.14	$ ilde W o ilde B bb$ における Fake 確率のパイルアップによる違い $\dots \dots \dots \dots$	52
4.15	ilde W o ilde B ll における Fake 確率のパイルアップによる違い	53
4.16	探索チャンネルにおける特徴を示した図。	54
4.17	$ ilde{W} o ilde{B}qq$ without bb における Fake 確率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量	
	差による違い................................	55
4.18	ilde W o ilde B bb における Fake 確率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い	55
4.19	ilde W o ilde B ll における Fake 確率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い	55
۳ 1	や山明の明に出場よぶ再進式 そのと … しに 対ナス 西津	F 7
5.1	快山奋の间に朋塚県か丹楠成された時のヒットに対する安請	57
5.2		58
0.5		50
F 4		59 60
э.4 Г Г	於扒思か 00 の場合の崩壊品冉偁成におけるハイルアツノによる変化 效応能式 Ⅱ の損人の思慮よ再進書にわける。ペイルアツノによる変化	60 60
0.0	於扒點か <i>॥</i> の場合の朋場只再構成におけるハイルアップによる変化	60

5.6	崩壊点の分布....................................	62
5.7	終状態が qq without bb の場合の信号事象の崩壊点再構成効率	63
5.8	終状態が bb の場合の信号事象の崩壊点再構成効率	63
5.9	終状態が ll の場合の信号事象の崩壊点再構成効率	63
5.10	終状態が <i>ll</i> の場合の DV の不変質量分布	65
5.11	終状態が qq without bb の場合の飛跡と飛跡から組まれた不変質量の分布	65
5.12	終状態が bb の場合の飛跡と飛跡から組まれた不変質量の分布	66
5.13	終状態が qq withuout bb の場合の 2015 年の RUN2 における到達感度	67
5.14	終状態が qq without bb の場合の 2015 年の RUN2 における到達感度	68
B.1	終状態が qq without bb における飛跡再構成効率の粒子の運動量依存性	80
B.2	終状態が bb における飛跡再構成効率の粒子の運動量依存性	80
B.3	終状態が ll における飛跡再構成効率の粒子の運動量依存性	80
B.4	終状態が qq without bb における飛跡再構成効率の粒子の η 依存性 \ldots .	81
B.5	終状態が bb における飛跡再構成効率の粒子の η 依存性	81
B.6	終状態が ll における飛跡再構成効率の粒子の η 依存性	81
B.7	$ ilde{m}_g$ =900 GeV, qq without bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性	
	の ATLAS 標準再構成との比較	82
B.8	$ ilde{m}_g$ =1100 GeV, qq without bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性	
	の ATLAS 標準再構成との比較	82
B.9	\tilde{m}_g =1500 GeV, qq without bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性	
	の ATLAS 標準再構成との比較	82
B.10	\tilde{m}_g =900 GeV, bb の飛跡再構成効率の粒子の R およ z 依存性の ATLAS 標	
	準再構成との比較	83
B.11	$ ilde{m}_g$ =1100 GeV, bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS	
	標準再構成との比較	83
B.12	$\tilde{m}_g = 1500 \text{ GeV}, bb$ の飛跡再構成効率の粒子のR および z 依存性の ATLAS	
	標準再構成との比較	83
B.13	\tilde{m}_g =900 GeV, ll の飛跡冉構成効率の粒子のR および z 依存性の ATLAS 標	
	準冉構成との比較	84
B.14	\tilde{m}_g =1100 GeV, ll の飛跡冉構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS	
	標準冉構成との比較	84
B.15	$\tilde{m}_g = 1500 \text{ GeV}, ll の飛跡冉構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS$	
D	標準冉構成との比較 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	84
B.16	終状態が qq without bb における飛跡冉構成効率の粒子の R および z 依存	
	性の質量差依存性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	85

B.17	終状態が bb における飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の質量差依	
	存性	85
B.18	終状態が <i>ll</i> における飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の質量差依	
	存性	85
B.19	終状態が qq without bb における Fake 確率の粒子の運動量依存性	87
B.20	終状態が bb における Fake 確率の粒子の運動量依存性	87
B.21	終状態が <i>ll</i> における Fake 確率の粒子の運動量依存性	87
B.22	終状態が qq without bb における Fake 確率の粒子の η 依存性	88
B.23	終状態が bb における Fake 確率の粒子の η 依存性	88
B.24	終状態が <i>ll</i> における Fake 確率の粒子の η 依存性	88

表目次

1.1	標準模型構成粒子 (フェルミオン)	1
1.2	標準模型構成粒子 (ボソン)	1
1.3	超対称性粒子一覧	4
2.1	LHC 加速器における主なパラメータの設計値...............	12
3.1	探索感度計算に用いたパラメータ	25
3.2	DESD フィルターの評価に用いたカット	31
3.3	トリガー効率評価のために作成したサンプル一覧..........	34
3.4	DESD フィルターにおける信号事象の残存率	34
3.5	作成したサンプル一覧	35
4.1	飛跡を特徴づけるパラメータ一覧	37
4.2	ATLAS 標準の飛跡再構成と LargeD0 Re-tracking における主なカットパ	
	ラメータ一覧	39
4.3	信号事象の飛跡再構成効率における truth に対するカット一覧......	40
4.4	Fake 確率における再構成した飛跡に対するカット一覧	50
5.1	DV 再構成における飛跡に対する主なカットパラメータ一覧	56
5.2	DV が信号事象に残る確率一覧	64
5.3	終状態がレプトンにおける DV の不変質量が 10 GeV 以上となる確率....	64
5.4	2015 年の RUN2 における到達感度計算に用いたパラメータ	67
5.5	2015 年の RUN2 における DV 探索感度	68
A.1	グルイーノ生成断面積一覧1..............................	72
A.2	グルイーノ生成断面積一覧2...............................	73
A.3	グルイーノ生成断面積一覧3...............................	74
A.4	グルイーノ生成断面積一覧4..............................	75
A.5	グルイーノ生成断面積一覧5..............................	76
A.6	グルイーノ生成断面積一覧6................................	77

A.7	グルイーノ生成断面積一覧7..............................	78
B.1	信号事象の飛跡再構成効率における truth に対するカット一覧......	79
B.2	Fake 確率における再構成した飛跡に対するカット一覧	86

第1章

序章

1.1 標準模型と標準模型を超える物理

1.1.1 標準模型

標準模型 (SM: Standard Model) はこれまでの素粒子物理学を高い精度で説明できる理論 である。自然界は4つの基本的な相互作用 (強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重 力相互作用) からなると考えられているが、SM は重力相互作用以外の3つの相互作用につい て記述している。SM を構成する素粒子の一覧を表 1.1 と表 1.2 に示す。

	第一世代			第二世代			第三世代		
	記号	電荷	スピン	記号	電荷	スピン	記号	電荷	スピン
<i>h</i> , <i>h</i>	u	+2/3	1/2	С	+2/3	1/2	t	+2/3	1/2
	d	-1/3	1/2	s	-1/3	1/2	b	-1/3	1/2
レプトン	ν_e	0	1/2	$ u_{\mu} $	0	1/2	$ u_{ au}$	0	1/2
	e^{-}	-1	1/2	μ^{-}	-1	1/2	τ^{-}	-1	1/2

表 1.1 標準模型構成粒子 (フェルミオン)

	記号	電荷	スピン	相互作用
	γ	0	1	電磁相互作用
ゲージギソン	g	0	1	強い相互作用
	W^{\pm}	± 1	1	弱い相互作用
	Z^0	0	1	弱い相互作用
スカラーボソン	h	0	0	質量の起源

表 1.2 標準模型構成粒子 (ボソン)

これらの素粒子は物質を構成する粒子 (フェルミオン) と力を媒介する粒子 (ボソン)、質量 の源のヒッグス粒子の3種類に分けられる。フェルミオンは6種のクォークと同じく6種の レプトンからなる。強い相互作用をするものをクォーク、しないものをレプトンとして区別 する。また、ボソンは4種のゲージボソンが存在する。SM で記述される3つの相互作用の うち、電磁気力と弱い力は Glashow, Weinberg, Salam の電弱理論によって統一的に記述さ れた。一方、強い相互作用は色荷と呼ばれる量子数によって体系化された量子色力学 (QCD: Quantum Chromo Dynamics) で記述される。2012年には唯一未発見であったヒッグス粒子 が、欧州合同原子核研究機構 (CERN)の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC: Large Hadron Colloder)を用いた、ATLAS 実験および CMS 実験で発見され [1][2]、SM で予言された素 粒子が全て発見されたことになる。

1.1.2 標準模型を超える物理

前節で述べた SM はこれまでの素粒子物理を高精度で説明する理論である。しかし、SM が究極の理論 (Theory of Everything) ではない。それは、「発見されたヒッグス粒子の質量 はなぜ 125 GeV なのか」、「電弱相互作用と強い相互作用の統一は可能か」、「フェルミオン にはなぜクォークとレプトンの 2 種類があるのか」などの疑問には答えていないからであ る。これらの疑問に答える第一歩が大統一理論 (GUT : Grand Unified Theory) である [3]。 GUT では、あるエネルギースケール (GUT スケール) で結合定数が一致しなければならな い。このエネルギースケールはおよそ 10¹⁶ GeV であると見積もられている。一方で、電弱 相互作用のエネルギースケールは 10² GeV であるため、なぜ GUT スケールと大きく異なる のか疑問である。これは階層性問題と呼ばれている。また、この問題に派生してヒッグス粒 子の質量の問題も起こる。これは微調整問題と呼ばれる。輻射補正を考慮したヒッグス粒子 の質量は、

$$m_h^2 = m_h^2(tree) + \mathcal{O}(\Lambda^2) \tag{1.1}$$

で表される。右辺は tree レベルと輻射補正を考慮した項に分けた。ここでΛは切断パラメー タと呼ばれ、標準模型が有効となるスケールの上限である。左辺のヒッグス粒子の質量は電 弱スケールであるのに対し、右辺のΛは一般に GUT スケールであるため、明らかに両辺で 矛盾が生じる。この矛盾を解決するには、10⁻²⁶ という精度で微調整する必要があり、非常 に不自然である。

さらに、SM では説明できない事象も存在する。その中の1つが暗黒物質の存在である。 暗黒物質は銀河の回転速度の観測からその存在が予言された。質量分布が球対称であると仮 定すると、中心からの距離 r の位置での回転速度 v は、

$$v^2 \propto \frac{M(r)}{r} \tag{1.2}$$

と書ける。M(r) は半径 r 内の全質量を表す。もし銀河が、我々が現在観測可能な物質のみ

で構成されているとするならば、その速度 v は距離 r とともに減少するはずである。しかし 図 1.1 に示すように、減少していないことが分かる。これは我々の観測できない物質、つま り暗黒物質が存在する証拠である。現在の宇宙観測によれば、宇宙のエネルギー密度の約 4 分の 1 は暗黒物質が占めていることが分かっている [4]。



図 1.1 銀河 NGC2841 の回転速度分布 [5]。点はデータを表し、破線は我々の観測できる 物質を仮定した場合の理論計算を表す。距離 r が大きくなっても回転速度が落ちていない ことが分かる。

このような SM では説明できない物理を、SM を超えた物理 (BSM : Beyond the Standard Model) と呼び、世界中で BSM モデルの検証や、新たな BSM の発見を目的に実験が行われている。

1.2 長寿命超対称性粒子

1.2.1 超対称性

超対称性 (SUSY: Supersymmetry) とは、ボソンとフェルミオン間の対称性である。こ の対称性は、前節で述べた SM における問題や、BSM の事象を説明できる非常に魅力的な 概念である。最小超対称標準模型 (MSSM: Minimal Supersymmetric Standard Model) で は、SM 粒子のそれぞれに対して、超対称性粒子 (SUSY 粒子、スーパーパートナー) が存在 する。SM ではヒッグス粒子は1つであるのに対し、MSSM ではヒッグス粒子のパートナー であるヒッグシーノは複数存在する。また、光子、W/Z ボソンおよびヒッグス粒子のスピン 1/2のスーパートナーは、混合してニュートラリーノ $\tilde{\chi}^0$ とチャージーノ $\tilde{\chi}^\pm$ と呼ばれる 質量固有状態を与える。グラビティーノは重力を伝えるボソンと考えられている重力子 (グ ラビトン)のスーパートナーである。表 1.3 に SUSY 粒子の一覧を示す。

		第一世代	第二世代	第三世代	スピン	電荷
	7 /	\tilde{u}	\tilde{c}	$ ilde{t}$	0	+2/3
スフェルミオン		\widetilde{d}	\widetilde{s}	\tilde{b}	0	-1/3
	スレプトン Ĩ	$ ilde{ u_e}$	$ ilde{ u_{\mu}}$	$ ilde{ u_ au}$	0	0
		\tilde{e}	$ ilde{\mu}$	$ ilde{ au}$	0	-1
			スピン	電荷		
	ニュートラリーノ $(ilde{\chi}^0)$	η	1/2	0		
ボシーノ	チャージーノ $(ilde{\chi}^{\pm})$		1/2	±1		
	グルイーノ		1/2	0		
	グラビティーノ		3/2	0		

表 1.3 超対称性粒子一覧

SM 粒子と SUSY 粒子には大きく 2 つの違いがある。1 つはスピンである。SM でのフェ ルミオンに対して、そのスーパーパートナーにはスフェルミオンのが対応する。逆に SM で のボソンに対してはボシーノが対応する。もう 1 つの違いは質量である。SUSY 粒子はまだ 発見されていないため、SUSY は少なくとも低エネルギー領域では破れていると考えられて いる。したがって、SUSY 粒子は SM と異なる質量を持ち、非常に重いと考えるのが一般的 である。

SUSY 模型の多くで、R-パリティと呼ばれる対称性を仮定している。R-パリティは、SM 粒子に正、SUSY 粒子に負を付与する対称性である。R-パリティが保存する場合、SUSY 粒 子は、自身の質量より軽い SUSY 粒子と SM 粒子に崩壊する。このとき、最も質量の軽い SUSY 粒子 (LSP: Lightest SUSY Particle) は安定となる。LSP が何の粒子であるかは模 型によるが、電気的に中性なニュートラリーノやグラビティーノであれば LSP は暗黒物質の 候補となる。R-パリティが保存しない場合、LSP はより軽い SM 粒子へと崩壊する。R-パ リティが破れることを RPV(R-Parity Violation) と呼ぶ。

図 1.2 に示すように、このような特徴をもつ SUSY を仮定することにより、前節で述べた 大統一理論における 3 つの結合定数は GUT スケールで一致する。

このように、SUSY は非常に魅力的な概念であり、本研究も SUSY 粒子探索に焦点を当てる。

1.2.2 長寿命中性ウィーノ粒子

SUSY 模型は数多く存在するが、本研究では暗黒物質残存量およびヒッグス粒子の質量 が 125 GeV/c² であることを同時に説明できる模型に着目する。発見された 125 GeV/c² の ヒッグス粒子の質量は、図 1.3 に示すように 100 TeV を超える重いスフェルミオンの存在を



図 1.2 GUT における結合定数の統一。結合定数は SUSY を仮定しない場合、1 点に交わらない。一方で SUSY を仮定すると一致する [6]。図中の $\alpha_i(\mu)^{-1}$ は結合定数の総称である。U(1)、SU(2)、SU(3) はゲージ対称性を表し、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用の結合定数に対応する。

予言にする。図 1.3 の縦軸はスフェルミオンの質量 m₀ [TeV]、横軸に 2 つのヒッグシーノが 作る真空期待値の比 tan β を表す。ここで A_t はトップクォークの超対称パートナーであるス トップの混合の強さを表し、このグラフにおいてヒッグス粒子の質量は 125.5 GeV/c² を仮 定している。



図 1.3 ヒッグス 125.5 GeV/c² を仮定した時のスフェルミオンの質量 m_0 と tan β の関係 [7]。

この時、アノマリーを介した SUSY の破れ (Anomaly Mediation) によってグルイーノや ウィーノ、ビーノといったゲージーノが O(1) TeV の質量を獲得する。ここでアノマリーと は古典的に存在した対称性が量子効果によって破れることを言い、ウィーノおよびビーノは 弱い相互作用におけるゲージ粒子の超対称性パートナーである。ゲージーノとは、ゲージ粒 子の超対称性パートナーの総称である。質量スペクトラムをまとめたものを図 1.4 に示す。



図 1.4 アノマリーを介した SUSY の破れによる質量スペクトラム。アノマリーを介した SUSY の破れにより、ゲージーノが $\mathcal{O}(1)$ TeV の質量領域に現れる。

このような背景の下、R-パリティが保存し、LSP がビーノ、LSP の次に軽い粒子 (NLSP: Next to LSP) にウィーノを仮定する [8]。ヒッグシーノの質量もまた、 $\mathcal{O}(100)$ TeV の質量を 持つと仮定する。この時、LSP であるビーノは暗黒物質の候補となるが、暗黒物質の全てを ビーノで説明しようとした場合、1 つ解決しなければならない問題がある。それは暗黒物質の 過剰生成である。ビーノ・ビーノ対消滅断面積は非常に小さいため、現在の宇宙観測による暗 黒物質残存量よりも多くなってしまう [9]。しかし、この問題は相互対消滅 (Co-annihilation) と呼ばれる過程によって解決される。ビーノが NLSP であるウィーノと $\mathcal{O}(10)$ GeV で縮退 している場合、熱平衡状態においてビーノとウィーノは図 1.5 に示すダイアグラムの関係に ある。この時、ビーノはウィーノへ変わり、より対消滅断面積の大きいウィーノ・ウィーノ対 消滅によって図 1.6 に示すダイアグラムによって SUSY 粒子が消滅し、SM 粒子 (f, \bar{f}, g) が対生成するので、暗黒物質の観測量に合わせることができる。ウィーノとビーノの間を介 するヒッグシーノは非常に重いと仮定されているので、ウィーノは長寿命となる。



図 1.5 ビーノとビーノがヒッグシーノを介して変わるダイアグラム。重いヒッグシーノ を介するため、ウィーノは長寿命となる。

図 1.7 に tan β とヒッグシーノの質量 μ におけるウィーノの寿命の関係を示す。赤色の領域がヒッグス粒子の質量 125 GeV/c² に対応する領域である。ここでのウィーノの崩壊長は質量 430 GeV/c² のウィーノ、質量 400 GeV/c² のビーノを仮定している。ヒッグシーノの質量が重くなることによって、ウィーノが長寿命となることが分かる。図 1.8 にウィーノ \tilde{W}^0 とビーノ \tilde{B} の質量差と (ビーノの質量における) ウィーノの寿命の関係を示す。青色の破線



図 1.6 ウィーノとビーノによる相互対消滅ダイアグラム。左図が off-shell ヒッグス粒子 を介する場合、右図が off-shell *Z* 粒子を介する場合である。

が観測されている暗黒物質残存量に対応する。この破線より下側の領域が許される領域であ り、質量差によってウィーノが数 cm から 1 m 程度の寿命をもつことが分かる。

LHC 加速器では陽子を用いるため、強い相互作用における粒子生成の感度が高い。本研究では、図 1.9 に示すような陽子-陽子衝突によってグルイーノ \tilde{g} が対生成し、グルイーノがウィーノ \tilde{W} またはビーノ \tilde{B} に崩壊する過程の探索を行う。グルイーノの崩壊モードはスクォークの質量セクターに強く依存するが、主に左手型スクォークがグルイーノの崩壊に寄与することを仮定する。この時、グルイーノからウィーノへの崩壊分岐比はおよそ 30 % となる。また、ウィーノはビーノと off-shell のヒッグス粒子 h または Z 粒子へと崩壊する。off-shell のヒッグス粒子または Z 粒子はクォークやレプトンへと崩壊する。本研究では Z 粒子へ崩壊する場合を考える。

1.2.3 信号事象と背景事象

図1.9のダイアグラムで、信号事象の特徴は以下の3点である。

- 1. ビーム衝突点から離れたところに崩壊点 (DV: Displaed Vertex)を作ること。
- 2. エネルギーの高いジェットを含むこと。
- 3. 消失横エネルギーが大きいイベントであること。

1 点目は本研究における非常に重要なポイントである。長寿命の粒子であるため、陽子-陽 子の衝突点から離れた所に崩壊点を作る。2 点目はグルイーノが崩壊するときに放出される ジェットである。グルイーノからウィーノへ崩壊するときに出てくるクォークは QCD より クォークは単体では存在できないので、他のクォークと反応して多数の粒子として検出され るジェットになる。このモデルではウィーノの質量はグルイーノの質量の 2 分の 1 から 4 分 の 1 ほどであることが予測されているので、このジェットは大きなエネルギーを持つ。3 点 目はビーノが大きな消失横エネルギーの要因になることである。ビーノは図 1.8 に示すよう に数 100 GeV から数 TeV の領域を取ることができるため、大きな消失横エネルギーをもっ たイベントを作る。



図 1.7 $\tan \beta \cdot \operatorname{ヒ}_{\mathcal{Y}} / f = 2$ の質量とウィーノの寿命の関係 [8]。赤色の領域がヒッグス 粒子の質量が 125 GeV/c² に対応する領域である。



図 1.8 ウィーノ・ビーノの質量差・ビーノ質量とウィーノの寿命の関係 [8]。青色の破線 の下側領域が暗黒物質残存量から許されている領域。



図 1.9 長寿命ウィーノ探索チャンネル。グルイーノから崩壊して出てきたウィーノが長寿命となる。

次に背景事象について述べる。本研究における長寿命中性ウィーノ探索は ATLAS 実験に おいて初の探索となる。しかし、これまで長寿命グルイーノ探索等が行われており、基本的 な背景事象はそれらと変わらないと考えられる。DV を作る探索では背景事象が非常に少な いことが特徴である。ATLAS 実験において DV をつくるような粒子は K_s^0 中間子といった 限られた粒子しか存在しない。この K_s^0 中間子が $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊し DV を作ったとして も、DV から放出される飛跡数は非常に少ないことや、不変質量を組むことによって信号事 象と区別できるので背景事象とはなり得ない。しかし、信号事象に含まれてしまうような背 景事象は以下の2点が考えられる。

1.2つの崩壊点が近接してしまう場合。

2. 崩壊点から出た飛跡とは異なる飛跡が崩壊点と重なってしまう場合。

1 点目は崩壊点を再構成するアルゴリズムに由来する。用いるアルゴリズムでは、複数の崩 壊点が1 mm 未満に存在する場合、それらを1つの崩壊点とみなす。したがって、例えば2 本の飛跡を持つ崩壊点と3本の飛跡を持つ崩壊点が1 mm 未満に存在すると、5本の飛跡を もった1つ崩壊点となってしまう。この時、信号事象と同等の飛跡をもつ崩壊点が生成され、 飛跡の運動量から算出される崩壊点の質量は信号事象と同じくらい大きくなってしまう。こ れはビームパイプ外で、陽子-陽子の衝突から生成された粒子が気体分子と相互作用してしま う場合などの状況が考えられる。2 点目の場合も、崩壊点から放出される飛跡の数が多くなっ てしまうため、信号事象と同等の崩壊点質量、飛跡の数をもつ可能性がある。これは飛跡密 度の高いビームパイプ内で起こりやすい。

1.2.4 RUN1 における長寿命新粒子探索

ATLAS および CMS 実験では、2012 年までの衝突エネルギー 7 TeV、8 TeV における データ (RUN1) 解析においても長寿命新粒子の探索は行われてきた。図 1.10 に ATLAS、 CMS 実験によって行われてきた長寿命新粒子の探索をまとめたものを示す [10]。縦軸は模 型を表し、横軸は信号事象の特徴を表す。幅広い模型や信号事象の特徴で探索が行われてき たことが分かる。

図 1.11 に長寿命グルイーノの質量の下限とその寿命との関係を示す [11]。この図は、 ATLAS 実験によって探索された結果である。Split-SUSY 模型 [7] でグルイーノはグルーオ ンや軽いクォーク、100 GeV 程度の質量をもったニュートラリーノへ崩壊することを仮定し ている。実線が測定値、破線が予測値を表す。色の違いは解析手法の違いを表し、幅広い領 域で探索が行われていることが分かる。Displaced Vertex(水色)の解析が、本研究で予定し ている探索寿命であり、同様の解析手法を用いている。この解析では、探索粒子に対して最 も厳しい制限を与えており、長寿命グルイーノの質量は最大 1600 GeV 付近まで排除されて いる。

信号事象の 特徴 モデル	Multi- track DV	Displaced dilepton	Kinked/ Disappearting track	Non- pointing photon	Non- pointing lepton	Slow/ highlyionizing charged particles	Decays in empty bunch crossings	
RPV SUSY, Neutralino LSP								
RPV SUSY, Squark LSP								
GMSB, Neutalino NLSP								
GMSB, Slepton NLSP								
AMSB								
Split/mini-split SUSY								
ーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーー								
探索可能であるが、まだ探索されていない領域								
モデルと信号事象の特徴が合致せず、探索不可能な領域								

図 1.10 長寿命新粒子探索の状況。青が探索可能領域で ATLAS または CMS 実験により探索されている領域、黄色が探索可能であるが、まだ探索されていない領域、赤色が探 索不可能な領域を表す。



図 1.11 長寿命グルイーノの質量下限とその寿命の関係。水色の Displaced Vertex が本 研究における解析手法と同様の手法である。

第2章

LHC-ATLAS 実験

ATLAS 実験はスイス・ジュネーブ近郊にある欧州合同原子核研究機構 (CERN) にある、 大型ハドロン衝突型加速器 (LHC : Large Hadron Collider) を用いて行われている。LHC 加速器 のビームラインには 4 点の衝突点が用意されている。ATLAS 実験は、そのうちのひ とつの衝突点で行われており、ATLAS 検出器と呼ばれる大型かつ高精度な検出器を用いて いる。本章では LHC 加速器と ATLAS 実験、および ATLAS 検出器について説明する。

2.1 LHC 加速器と ATLAS 実験

LHC 加速器

LHC 加速器 [12] は、スイス・ジュネーブ近郊の地下に建設された、周長 27 km ある、世 界最大の陽子-陽子衝突型円形加速器である。その円周上に 4 点の衝突点が設けられ、それぞ れに ATLAS、CMS、ALICE、LHCb 検出器が設置してある。その全体図を図 2.1 に示す。

加速される陽子は、Linac 線形加速器、陽子シンクロトロンブースター (PSB)、陽子シン クロトロン加速器 (PS)、スーパー陽子シンクロトロン加速器 (SPS) で段階的に加速され、最 終的に LHC 加速器に入射される。

LHC 加速器は高い衝突エネルギーを得られることに特徴がある。荷電粒子が円運動をする際に生じるシンクロトロン放射が、陽子の場合は電子などの軽い荷電粒子に比べて少ないために実現できる。1 周あたりのシンクロトロン放射によるエネルギー損失 ΔE [eV/turn] は、エネルギー E [eV]、荷電粒子の速度 $\beta = v/c$ 、電荷 z [C]、円形加速器の直径 R [m]、荷電粒子の質量 m [eV/c²] を用いて、

$$\Delta E \propto \frac{\beta^3 z^2}{R} \cdot \frac{E^4}{m^2} \tag{2.1}$$

の関係にある。この式より、到達したいエネルギーが高く、質量の軽い荷電粒子ほどそのエ ネルギー損失が大きくなることが分かる。実際、電子の質量が 0.511 [MeV/c²] に比べ、陽子 の質量は 938.27 [MeV/c²] であるので [14]、陽子の場合のエネルギー損失は非常に小さい。 このため、LHC 加速器では陽子を高いエネルギー領域まで加速することができる。



図 2.1 LHC 加速器 の全体像。地下 100 m にビームラインが位置し、全長 27 km のビー ムライン上に 4 点の衝突点が設けられている [13]。

表 2.1 に LHC 加速器の主なパラメータを示す。LHC 加速器は 2010 年に衝突エネルギー 7 TeV で稼働を開始し、2012 年には衝突エネルギー 8 TeV を達成した。その後 2 年間の長 期シャットダウンを経て、2015 年 6 月に衝突エネルギー 13 TeV で稼働を開始した。また、 陽子-陽子を衝突させる間隔 (バンチ間隔) もこれまでの 50 ns から、半分の 25 ns となった。

主なパラメータ	設計値		
衝突エネルギー	7 TeV + 7 TeV		
瞬間ルミノシティ	$1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$		
バンチ数	2808		
バンチ間隔	$25 \mathrm{ns}$		
1 バンチあたりの陽子数	$1.2{ imes}10^{11}$		
1 衝突あたりの反応数	23		

表 2.1 LHC 加速器における主なパラメータの設計値

ATLAS 実験

ATLAS 実験 [15] は前述したとおり、LHC 加速器のビームラインに設置された ATLAS 検出器を用いた国際共同実験である。世界 38 ヶ国、177 の大学および研究機関から約 3000 人の研究者が参加しており、日本からも多数の研究者が本実験に参加している。この検出器 を用いて新物理の探索を行っている。検出器の詳細や目指す物理については後節で述べる。ATLAS 検出器は、LHC 加速器と共に 2013 年より 2 年間のシャットダウンを経て、2015 年

6月よりデータ取得を再開した。

2.2 ATLAS 実験が目指す物理

ATLAS 実験は新物理探索を主な目的としている。特に標準模型 (SM: Standard Model) で唯一未発見であったヒッグス粒子の発見はその主目的の1つであった。ヒッグス粒子は、 50 年近くその存在を予言されていながら発見されていなかった。しかし、2012 年に ATLAS 実験と CMS 実験によって、新粒子が発見され [1][2]、それがヒッグス粒子と同定された。図 2.2 は、ATLAS 実験で発見されたヒッグス粒子のイベントの候補である [13]。この功績によ り、F.Engrel、P.W.Higgs 両氏のノーベル賞受賞に直接的に貢献した。



図 2.2 ヒッグス粒子が 2 つの *Z* 粒子に崩壊し、その *Z* 粒子が 2 つのミュー粒子に崩壊 したと思われるイベント [13]。

ヒッグス粒子の発見により、SM で予言された粒子は全て出揃い、SM は完成したといって 良い。しかしながら、暗黒物質やニュートリノ振動、125 GeV のヒッグス粒子の質量といっ た、SM では説明できない事象が残されている。これを SM を超えた物理 (BSM : Beyound the Standard Model) と呼び、多くのモデルが提唱されている。LHC 加速器では衝突エネル ギーが上昇したことにより、質量の大きな新粒子を生成できる頻度が大幅に上がることが予 測されている。2015 年の 13 TeV のデータ解析において、ATLAS および CMS 両実験にお いて新物理の兆候が若干見られる可能性がある [16][17] など、これからのデータ取得に大き な期待が寄せられている。

2.3 ATLAS 検出器

2013 年に本実験と CMS 実験によってヒッグス粒子が発見された。しかし、BSM にお けるモデルの多くで、より高エネルギー・高統計量での実験を行っていく必要がある。そ のため、2012 年より 2 年間の長期シャットダウン期間に ATLAS 検出器の修繕・アップグ レードが行われてきた。本節では ATLAS 検出器および、新しく導入された IBL(Insertable b-layer) について述べる。

2.3.1 ATLAS 検出器全体像

ATLAS 検出器 [18][19] の全体像を図 2.3 に示す。検出器は直径 25 m、長さ 44 m、総重 量 7000 t にもなる大型検出器であり、バレル部と呼ばれる円筒形の領域とエンドキャップ部 と、呼ばれる蓋型の 2 つの領域に分けられる。



図 2.3 ATLAS 検出器全体像。

ATLAS 検出器は、図 2.3 のように、様々な検出器から構成される複合型の検出器である。 内側から内部飛跡検出器、超伝導ソレノイドマグネット、電磁カロリーメータ、ハドロンカ ロリーメータ、超伝導トロイドマグネット、ミューオンスペクトロメータという構造をもつ。 これらの検出器を組み合わせ、粒子の運動量や電荷、検出器内に落としたエネルギーなどの 物理量をもとに粒子の同定を行う。図 2.4 に各粒子が ATLAS 検出器によって検出される 様子を示す。光子は電荷を持たないので、内部飛跡検出器には飛跡を残さず、電磁カロリー メータでエネルギーを落とす。一方、電子は電荷を持つので、内部飛跡検出器に飛跡を残した 後、電磁カロリーメータでエネルギーを落とす。したがって、電磁カロリーメータと内部飛 跡検出器での飛跡とマッチングを行うことによって電子と光子を区別できる。中性子は電荷 を持たないハドロンなので、内部飛跡検出器に飛跡を残さず、ハドロンカロリーメータでエ ネルギーを落とす。一方で陽子は電荷を持つハドロンなので、内部飛跡検出器に飛跡を残し た後、ハドロンカロリーメータでエネルギーを落とす。したがって、ハドロンカロリーメー ミュー粒子は貫通力の高い電荷を持った粒子なので、超伝導ソレノイドマグネットおよび超 伝導トロイドマグネットによって曲げられた飛跡を残し、ミューオンスペクトロメータで検 出される。ニュートリノは電荷を持たず、ほとんど相互作用を起こさない粒子なので、検出 されない。この粒子の運動量は消失横運動量として、横方向運動量を足し上げたゼロからの ずれとして間接的に測定する。



図 2.4 様々な粒子が ATLAS 検出器によって検出される様子。

2.3.2 ATLAS 実験における座標系

ATLAS 検出器では、直交座標系と円筒座標系の2種類の座標系を用いる。直交座標系で はビーム衝突点を原点にとり、LHC 加速器のリングの中心に向かう向きにx軸、天頂方向に 向かってy軸を定義する。z軸はビーム軸方向に右手系をなすように定義する。一方、円筒 座標系では、z軸から動径方向をR、方位角を ϕ とし、直交座標系と

$$R = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$\phi = \tan^{-1}(y/x)$$
(2.2)

の関係となる座標系である。

また、ATLAS 実験では擬ラピディティと方位角 ϕ を用いた表現もよく用いられる。擬ラ ピディティ η は天頂角 θ を用いて、

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

と定義される。また、これらを用いて電子やミュー粒子、ジェットなどの2つの物理オブジェ

クト間の距離 ΔR を

$$\Delta \eta = \eta_1 - \eta_2,$$

$$\Delta \phi = \phi_1 - \phi_2,$$

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$$
(2.4)

と定義する。

2.3.3 マグネット

図 2.5 にマグネットシステムの概略図を示す。マグネットシステムは ATLAS 検出器の大 きな特徴である。ATLAS 検出器のマグネットはソレノイドマグネット、トロイドマグネッ トの 2 種類のマグネットからなり、この 2 種類の磁場を用いて荷電粒子を曲げることによっ て、その曲率から粒子の運動量を測定する。ソレノイドマグネットは内部飛跡検出器と電磁 カロリーメータの間に位置し、2 T のソレノイド磁場を発生させる。一方、トロイドマグネッ トはミューオンスペクトロメータを囲むように位置し、バレル部とエンドキャップ部から構 成される。このマグネットは外径 20 m、長さ 26 m の巨大なマグネットで、それぞれ 0.5 T、 1 T のトロイド磁場を発生させる。



図 2.5 マグネットシステムの概略図。中心部のソレノイドマグネットとそのまわりのト ロイドマグネットから構成される。

2.3.4 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は ATLAS 検出器の中で最内層にあり、 $|\eta| < 2.5 をカバーする。内部飛跡$ 検出器はさらにピクセル検出器 (Pixel)、シリコン半導体飛跡検出器 (SCT: SemiConductorTracker)、遷移放射飛跡検出器 (TRT: Transition Radiation Tracker) の3 種類の検出器か ら構成される。これらの検出器は粒子の飛跡を再構成、電荷の測定、運動量を測定すること が主な目的である。図 2.6 に内部飛跡検出器全体像を示す。



図 2.6 内部飛跡検出器全体像。内側からピクセル検出器、シリコン半導体飛跡検出器、遷 移放射飛跡検出器と並ぶ。

ピクセル検出器 (Pixel)

ピクセル検出器は内部飛跡検出器の中でも最内層に位置する検出器である。バレル部に 3 層、エンドキャップ片側に 3 層から構成されている。この既存の検出器に加え、2 年間の シャットダウン中に、IBL(Insertable b-layer)[20] と呼ばれる新規のピクセル検出器を既存 のピクセル検出器のさらに内側にインストールした (図 2.7)。IBL 検出器は LHC 加速器の 運転で、ルミノシティの増強により、ピクセル検出器の検出効率が悪化するのを防ぐために 導入された。IBL 検出器は検出効率の維持だけでなく、b クォークのジェットを識別するア ルゴリズムである b-tagging の精度を上げるために用いられることも期待されている。

シリコン半導体飛跡検出器 (SCT)

シリコン半導体飛跡検出器はピクセル検出器と遷移放射飛跡検出器の間に位置する検出器 である。バレル部で4層、エンドキャップ部は片側9層から構成され、80 µm ピッチのシリ コン半導体ストリップセンサーを40 mrad の角度でずらして設置することにより、2 次元の 位置読み出しが可能である。



図 2.7 IBL がインストールされる様子 [13]。

遷移放射飛跡検出器 (TRT)

遷移放射飛跡検出器は内部飛跡検出器の中で、最外層に位置する。ストロー型のドリフト チューブを並べた検出器である。ストローは半径 2 mm で、その中心に金メッキが施された タングステンの読み出しワイヤーが張られている。TRT 検出器では、遷移放射を利用して、 粒子識別も可能である。遷移放射は、相対論的粒子が誘電率の異なる物質の境界を通過する 際に光子を放出する現象で、放出される光子のエネルギーは γ-factor に比例するため、電子 と π 粒子等の区別が可能である。TRT 検出器では、キセノン 70% と二酸化炭素 27% と酸素 3% を混合したガスを使用している。

2.3.5 カロリーメータ

図 2.8 にカロリーメータ全体像を示す。カロリーメータでは電子や光子、ジェットなどの エネルギー測定を行う。ATLAS 検出器のカロリーメータは電磁カロリーメータとハドロン カロリーメータから構成され、広い η 領域をカバーしている。

電磁カロリーメータ

電磁カロリーメータでは、電子や光子のエネルギーを測定する。ATLAS 検出器の電磁カ ロリーメータは、検出体に液体アルゴンを、吸収体に鉛を用いている。図 2.9 のようにアコー ディオン構造にし、方位角方向のレスポンスが一様になることが特徴である。バレル部とエ ンドキャップ部で、それぞれ |η| <1.475 と 1.375< |η| <3.2 の領域をカバーしている。

ハドロンカロリーメータ

ハドロンカロリーメータでは陽子や荷電パイ中間子などのハドロンのエネルギーを測定する。バレル部とエンドキャップ部では異なる構造をしている。バレル部には |η| <1.0 の領



図 2.8 カロリーメータ全体像。内側に電磁カロリーメータ、外側にハドロンカロリーメータがある。



図 2.9 電磁カロリーメータのアコーディオン構造。

域をカバーするバレル部と 0.8< |η| <1.7 の領域をカバーする延長バレル部がある。これら は検出体にタイル状のプラスチックシンチレータ、吸収体に鉄を用いている。一方、エンド キャップ部は検出体に液体アルゴンを、吸収体に銅を用いており、1.5< |η| <3.2 の領域をカ バーしている。

また、3.1< |η| <4.9 の前方領域にはフォワードカロリーメータが設置されている。この領 域は強い放射線にさらされる領域なので、液体アルゴンを用いている。3 層構造になってお り、1 層目には銅を、残り 2 層にはタングステンの吸収体を用いている。

2.3.6 ミューオンスペクトロメータ

図 2.10 にミューオンスペクトロメータの全体像を示す。ミュー粒子は寿命が約 2.2 µs あ り、電磁相互作用によってのみエネルギー損失し、かつ電子に比べて制動放射によるエネル ギー損失が小さいので物質に対する透過力が高い。したがって、ミューオンスペクトロメー タは ATLAS 検出器の中でも最外層に設置されている。飛跡用検出器とトリガー用検出器から構成されており、トロイドマグネットで作り出される磁場と組み合わせることによって機能する。

飛跡用検出器

飛跡用検出器は MDT (Muon Drift Tube),CSC (Cathorde Strip Chamber) の2種類があ る。MDT はバレル部とエンドキャップ部にわかれており、 $|\eta| < 2.7$ の領域をカバーしてい る。CSC は MDT と目的は同じであるが、高 η 領域である 2.0< $|\eta| < 2.7$ をカバーしてい る。MDT はドリフトチューブを並べた構造をしている。CSC の位置する領域は放射線強度 が強いため、CSC は MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) でストリップ読み出しを している。

トリガー用検出器

トリガー用検出器は RPC(Resistive Plate Chamber),TGC(Thin Gap Chamber) の 2 種 類があり、ミューオントリガーの生成を行う。RPC はバレル部に、TGC はエンドキャップ 部に設置されており、それぞれ $|\eta| < 1.0, 1.0 < |\eta| < 2.4$ の領域をカバーしている。



図 2.10 ミューオンスペクトロメータ全体像。

2.3.7 ATLAS トリガーシステム

ATLAS 検出器は高頻度で起こる陽子-陽子衝突イベントを記録しなければならない。しか し、これら全てのイベントを記録することは、データ記録容量等の制限から現実的に不可能 である。そこで効率よくデータ収集を行うために、ATLAS はレベル-1、レベル-2、イベント フィルターの3段階のトリガーシステムを採用している。図 2.11 にトリガーシステム全体像 を示す。

レベル-1 では最初のイベントセレクションを行うところである。このトリガーはカロリー メータとミューオンスペクトロメータの情報にもとづき、横方向エネルギーが大きなジェッ トや電子、光子についてトリガーが発行される。また、消失横エネルギーの大きな事象に対 してもトリガーが発行される。厳しいレイテンシが課されており、ハードウェアで高速処理 がおこなわれる。レイテンシとはデバイスにデータ転送などのリクエストをしてから、その 結果が返ってくるまでの遅延時間のことである。レベル-1 で、トリガーレートは 100 kHz 程 度まで落とされる。

レベル-2、イベントフィルターではソフトウェア処理が行われる。レベル-2、イベントフィ ルターをまとめて HLT(High Level Trigger) と呼ぶ。レベル-2 ではレベル-1 で選別された 事象を、イベントフィルターではレベル-2 で選別された事象を選別する。トリガーレートは レベル-2 で1 kHz 程度、イベントフィルターで 100 Hz 程度まで落とされる。これらのトリ ガーを通過した事象が所定のフォーマットに変換され、ハードディスクに記録される。



図 2.11 ATLAS トリガーシステム全体像 [21]。レベル-1、レベル-2、イベントフィルター の 3 段階に分かれている。レベル-2、イベントフィルターをまとめて HLT(High Level Trigger) と呼ぶ。

第3章

探索感度

3.1 サンプル作成の流れ

モンテカルロ・シミュレーション (MC: Monte Carlo) は、信号事象や背景事象を理解す る上で重要である。ここでは、MC サンプルの作成手順について記述する。MC サンプルは 以下に示すように、衝突事象の生成、シミュレーション、デジタイゼーション、再構成、解析 用ファイルの生成の大きく5つのステップから構成される。図 3.1 に解析用ファイル生成ま での流れを示す。括弧内は各ステップでの出力を意味する。



図 3.1 サンプル作成の流れ。括弧内は各ステップでの出力を意味する

衝突事象の生成 (EVNT)

衝突事象生成では、検出器中での粒子の振る舞いをシミュレーションするための入 力となる粒子の生成崩壊過程を生成する。これらの粒子はイベントジェネレータと 呼ばれるツールによって生成されるが、数多くのジェネレータが存在する。ジェネ レータは生成したいイベントの特徴などによって使い分けなければならない。長寿命 中性ウィーノを生成するにあたって、MadGraph5 [22] と PYTHIA8 [23] を用いて 粒子の生成を行った。図 3.2 に衝突事象生成の流れを示す。MadGraph5 では陽子-陽子衝突による hard scattering のプロセス (黒色) を生成し、その後の showering、 hadronization、decay のプロセス (色付き) を PYTHIA8 で行った。



図 3.2 衝突事象生成の流れ [24]。黒色の hard scattering プロセスは MadGraph5 で行い、色付きの崩壊部分は PYTHIA8 で行った。

シミュレーション (HITS)

ここでは前ステップで生成された粒子の検出器中での崩壊や物質との反応を、 Geant4[25] や簡易シミュレータ (Atlfast-II)[26] を用いてシミュレーションする。 シミュレーション後は HITS ファイルと呼ばれるファイルが生成される。このファイ ルには粒子が物質を通過した時刻や場所、エネルギー損失等が記録されている。

デジタイゼーション (RDO)

HITS ファイルの情報を元に、検出器のチャンネルからの信号をシミュレーションする。粒子の通過時刻や場所、エネルギー損失から信号の大きさや発生時間を計算する。 その結果は RDO(Raw Data Object) ファイルに記録される。

再構成 (ESD)

RDO を元に飛跡やクラスタを再構成し、電子やミュー粒子などの粒子識別や粒子の エネルギー及び運動量の算出などを行う。この他にも陽子-陽子衝突点の再構成や粒 子の崩壊点の再構成もここで行われる。検出器内を通過した荷電粒子の痕跡を飛跡と 呼び、1 つの検出器の中で複数の信号が検出されたとき、信号を検出した構成要素を まとめてクラスタと呼ぶ。例えば、SCT では複数のストリップが連続してヒットし たとき、それらのストリップをまとめてクラスターと呼ぶ。その結果は ESD(Event Summary Data) として保存される。ESD に入っている情報から必要な情報のみを集 約した DESD(Derived ESD) も用いる場合がある。実データの場合は RDO に相等す る BS(Byte Stream) を用いて再構成される。

解析用ファイルの生成 (AOD)

ここでは解析のための物理情報を集約した AOD(Analysis Object Data) を ESD から生成する。AOD でもファイルサイズが大きいため、必要な変数のみを集約した DAOD(Derived AOD) を解析に用いる場合がある。

3.2 探索感度

ここでは信号事象の MC サンプルを作成するため、グルイーノ質量、ウィーノの寿命を決 定する。

3.2.1 探索感度の計算

探索感度 Z は信号事象を S、背景事象を B とすると S/\sqrt{B} で表せる。ここで N_b は背景 事象の数、 N_s は信号事象の数とし、ポアソン分布を仮定すると、Z 値は

$$Z = \sqrt{2(N_s + N_b) \cdot \ln(1 + N_s/N_b) - 2N_s}$$
(3.1)

と表せる。背景事象の数は $N_b = 1$ を仮定し、信号事象の数 N_s は以下のように定義する。

$$N_s = L_{\rm int} \cdot \sigma_{\tilde{g}\tilde{g}} \cdot \epsilon_{\rm trigger} \cdot \epsilon_{\rm vertexing} \cdot \epsilon_{\rm DV selection} \tag{3.2}$$

 L_{int} は積分ルミノシティ、 $\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}}$ はグルイーノの生成断面積、 $\epsilon_{\text{trigger}}$ はトリガー効率、 $\epsilon_{\text{vertexing}}$ は信号事象の崩壊点の再構成効率、 $\epsilon_{\text{DVselection}}$ は信号事象が信号領域に入る確率を表す。信 号領域は DV から放出される荷電粒子が作る飛跡の数が 5 本以上、この飛跡より算出する DV の不変質量が 10 GeV 以上の領域を指す。探索感度はウィーノ \tilde{W} ・ビーノ \tilde{B} 質量差 $\Delta M_{\tilde{W}-\tilde{B}}$ が 20、30、80 GeV、ウィーノの崩壊長 cr を 1、10、100、1000 mm とし、表 3.1 の値を用いた。

この他のパラメータとして、 $L_{int}=5 \text{ fb}^{-1}$ を仮定し、 $\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}}$ は ATLAS 実験で推奨されている 値を用いた [27]。生成断面積は本章の最後のページに記載する。 $\epsilon_{vertexing}$ および $\epsilon_{DVselection}$ は、図 3.3 の値を参考に用いた [8]。左図は崩壊点再構成率のウィーノの崩壊長依存性、右図 は信号領域内に入る信号事象の割合を縦軸に、ウィーノ・ビーノ質量差を横軸にとったグラ フを表す。信号領域では、DV の不変質量が 10 GeV 以上かつ 5 本以上の飛跡があることを

$c\tau \ [mm]$	1	10	100	1000
$\epsilon_{ m vertexing}$	0.005	0.1	0.24	0.1

$\Delta M_{\tilde{W}-\tilde{B}}$ [GeV]	20	30	80
$\epsilon_{ m trigger}$	0.9	0.9	0.9
$\epsilon_{ m DVselection}$	0.02	0.1	0.7

表 3.1 探索感度計算に用いたパラメータ

要求している。この DV に消失横エネルギーが 100 GeV 以上または 200 GeV 以上あること を要求したものが DV+MET に対応する。ここでは MET カットを要求しない DV の紫色の 曲線の値を採用した。



図 3.3 崩壊点再構成効率の質量依存生と崩壊長依存性 [8][28]。
また、ϵ_{trigger} について、信号事象を含むイベントにおいて、グルイーノがウィーノに崩壊 するときにエネルギーの高いジェットが放出されること、ビーノが大きな消失横エネルギー を持つことから、ジェットおよび消失横エネルギーが関連するトリガーを候補に上げ、仮作 成したサンプルを入力として評価した結果を用いた。仮作成したサンプルを、本章の最後に 記載する表 3.3 に示す。ウィーノ・ビーノ質量差を変化させた時のトリガー効率結果を図 3.4 に示す。表 3.3 は本章の最後のページに記載する。なお、これらのトリガーには稼働レート の削減 (プリスケール) は考慮されていない。ウィーノ・ビーノ質量差にかかわらず、ジェッ トと消失横エネルギーがともに 80 GeV 以上のイベントであることを要求するトリガーであ る HLT_j80_xe80 においてトリガー効率が約 0.95 あり、他のトリガーに比べて効率が高い。 したがって、このトリガーを用いた結果を採用し、かつプリスケールを考慮して 0.9 という 値を用いた。



図 3.4 信号事象トリガー効率

3.2.2 パラメータの決定

探索感度の計算結果を示す。図 3.5 に各ウィーノの崩壊長における、ウィーノ・ビーノ質 量差とグルイーノ質量の関係を示す。ウィーノ・ビーノ質量差に依存して、生成するグル イーノ質量の Z 値が大きく変わることが分かる。特にウィーノ・ビーノ質量差が小さい 20、 30 GeV で大きく変わっており、ウィーノの崩壊長によっても Z 値が変動していることが分 かる。

図 3.6 にグルイーノ質量とウィーノの崩壊長の関係を示す。これは図 3.5 においてグル イーノ質量とウィーノの崩壊長をよりわかりやすく表したものである。*c*τ=100 mm で最も *Z* 値が高い。



図 3.5 ウィーノ・ビーノ質量差とグルイーノ質量の関係。赤色に近くなるにつれて Z 値 が大きくなる。

以上の探索感度の結果に従い、Z 値がおよそ5となるパラメータで、本章の最後に記載 する表 3.5 に示すサンプルを作成した。ウィーノが崩壊した後の終状態は b クォーク以外の クォークに崩壊する場合、b クォークのみに崩壊する場合、レプトンに崩壊する場合の3 種類 を作成した。崩壊点再構成効率が b クォークに崩壊する場合に低くなることが RUN1 におけ る解析で判明しており [29]、この場合でも再構成効率をあげる最適化を行うために作成した。 また、ウィーノが崩壊するときに off-shell のヒッグス粒子または Z 粒子が放出されるが、将 来的にこれらの崩壊分岐比を調べることも視野に入れ、レプトンに崩壊する場合のサンプル も作成した。さらに、多重衝突事象 (パイルアップ)を含むサンプルと含まないサンプルの両 方を作成した。信号事象の飛跡再構成および崩壊点再構成に焦点をあてるため、生成したグ ルイーノは全てウィーノに崩壊するよう設定した。これらのサンプルは後章で記述する信号 事象の飛跡、崩壊点再構成の評価を行うときに使用した。



図 3.6 グルイーノ質量とウィーノの寿命の関係。色が Z 値を表す。

3.3 作成したサンプルの確認

表 3.5 のパラメータにしたがって作成したサンプルの確認を行った。作成したサンプルに は、truth と呼ばれる粒子の詳細な情報が分かっている真の情報と検出器のヒット情報から実 際に粒子を再構成した情報の 2 種類の情報が含まれている。図 3.7 に truth 情報でのウィー ノの崩壊点の R-z 分布を示す。衝突点から R 方向に約 300 mm までウィーノの崩壊点があ ることが確認できる。図 3.8 に truth 情報でグルイーノ、ウィーノ、ビーノが生成された数を 示す。これはグルイーノ質量 900 GeV、ウィーノ質量 450 GeV、ビーノ質量 430 GeV、終 状態は qq without bb で、グルイーノが全てウィーノに崩壊したサンプルである。1 イベン トに対しグルイーノ、ウィーノ、ビーノは同じ数だけ生成される。5000 イベント作成したの で、それぞれの粒子は 10000 生成されることが予想されるが、確かに生成されていることが 確認できる。

図 3.9 にイベントディスプレイを示す。これは終状態がクォークに崩壊したサンプルであ り、左上方に見えるのが衝突点である。右下方に見えるのがウィーノが崩壊した点であり、



図 3.7 truth によるウィーノの崩壊点の Rz 分布。ビームパイプから離れたところまで、 ウィーノが崩壊しているのが確認できる。

図 3.8 グルイーノ、ウィーノ、ビーノの生 成粒子数。予想されたとおり、生成粒子数は 同じになっていることが確認できる。

ウィーノはビーノに崩壊するときに2つのクォークに崩壊するため、2本のジェット放出さ れていることが確認できる。ここで濃青色は陽子、紫色が電子、緑色がミュー粒子、水色が その他の荷電粒子を表す。



図 3.9 信号事象のイベントディスプレイ。左上方に衝突点があり、右下方にウィーノが 崩壊した崩壊点を確認することができる。

3.4 DESD フィルターの評価

3.4.1 DESD フィルター

ATLAS 標準で行われる飛跡再構成では、大きなインパクトパラメータもつ飛跡を再構成 できる設定にはなっていないので、DV は再構成できない。したがって ATLAS 標準の飛跡 再構成を行った後に、大きなインパクトパラメータを持つ飛跡も再構成できるアルゴリズム を適用する。このアルゴリズムを適用した時の解析ファイル生成の流れを図 3.10 に示す。



図 3.10 LargeD0 Re-tracking を行う流れ。

はじめに、検出器のヒット情報から ATLAS 標準の飛跡アルゴリズムによって再構成さ れた飛跡の情報が ESD に記録される。ESD には検出器におけるヒット情報が記録されて おり、ATLAS 標準の飛跡再構成で使われたヒットの情報 (Used Hits) と使われなかった ヒットの情報 (Unused Hits) に分けられる。ビーム衝突点から離れた位置まで飛跡を再構 成するアルゴリズムでは、Unused Hits を用いて再構成する。この飛跡再構成を LargeD0 Re-tracking(または Re-tracking) と呼ぶ。開発した LargeD0 Re-tracking では、大きな計算 コストがかかる。この問題を解決するため、LargeD0 Re-tracking の段階に入る前に、ESD で LargeD0 Re-tracking で使用するヒット情報を選択することを行う。選択されたヒット情 報は DESD へ保存され、LargeD0 Re-tracking の入力ファイルとなる。このヒット情報の 選択を DESD フィルターと呼ぶ。DESD フィルターの段階を踏むことによって、計算コス トを抑えた効率的な飛跡再構成を行うことができる。現状のデータ取得において、2×10³⁴ cm⁻¹·s⁻¹のルミノシティで1 Hz 未満であることが要求されている。DESD フィルターで は、信号事象を高い効率で残すカットを見つけ、計算コスト要求値を満たすことがポイント である。したがって、ここではいくつか候補となるカットにおいて、信号事象の MC サンプ ルを用いた信号事象の残存率を簡単に見積もった。ESD は解析用のファイルではないため、 xAOD ヘファイルを変換して解析を行った。

3.4.2 信号事象の残存率

表 3.5 に残存率を見積もるのに使用したサンプルを示す。ここでは終状態が qq without bb の3つのサンプルを用いた。ここでの見積もりでは、トリガーを課した後の信号事象の残存 率を計算した。信号事象は、エネルギーの高いジェットと消失横エネルギーが大きいことが 特徴である。したがって、トリガーはジェットと消失横エネルギーに関する HLT_j100_xe80 を用いた。これはジェットで 100 GeV 以上、消失横エネルギーが 80 GeV 以上のイベントを 選択するトリガーである。信号事象の残存率は以下のように定義する。

DESD フィルターに用いるカットの候補として、ジェットと消失横エネルギーに関す るカットを考えた。表 3.2 に DESD フィルターに用いるカットの候補をあげる。ここで Missing E_T は1イベントにおける消失横エネルギーを表す。また、有効質量 Meff を

$$Meff = Missing E_{T} + \sum_{i=1} p_{T}^{i} (> 40 GeV)$$
(3.4)

と定義する。ここで $p_{\rm T}^i$ (> 40GeV) は 40 GeV 以上の横方向運動量を表す。

	カットの名称	Missing $E_T/Meff$	Missing E_T [GeV]	Meff [TeV]
-	カット1	: 0.2 - 0.5	100 >	-
	カット 2	: 0.2 - 0.5	200 >	-
	カット 3	: 0.2 - 0.5	-	> 0.8
	カット 4	: 0.2 - 0.5	-	> 1.0
	カット 5	: 0.2 - 0.5	-	> 1.2

表 3.2 DESD フィルターの評価に用いたカット。カット 1 から 5 の全てに対して、 Missing E_T と Meff の比は 0.2 から 0.5 であることを要求する。カット 1 及び 2 にはそ れぞれ Missing E_T が 100 GeV 以上、200 GeV 以上であることを追加で要求する。カッ ト 3 から 5 には Meff がそれぞれ 0.8 TeV、1 TeV、1.2 TeV 以上あることを追加で要求 する。

表 3.2 のカットを用いた信号事象の残存率の結果を、表 3.4 に示す。カット 1、カット 2 の 消失横エネルギーを加えるカットではどのサンプルにおいても約 70% から 80% の残存率が あることが分かる。一方、カット3から5の有効質量のカットを加える場合では、有効質量 の値によって大きく残存率が変化しており、有効質量の値に敏感であることが分かる。

また、それぞれのサンプルにおける Missing E_T と Meff の分布を図 3.11 に示す。上図が グルイーノ質量 900 GeV、ウィーノ・ビーノ質量差 20 GeV のサンプル、中図がグルイーノ 質量 1100 GeV、ウィーノ・ビーノ質量差 30 GeV のサンプル、下図がグルイーノ質量 1500 GeV、ウィーノ・ビーノ質量差 80 GeV のサンプルである。図の赤線が Missing E_T /Meff が 0.2 と 0.5 に対応している。ウィーノ・ビーノ質量差の小さなサンプルになるほど Missing E_T 、Effective Mass の小さい領域へピークがずれていくのが分かる。特に、グルイーノ質 量 900 GeV、ウィーノ・ビーノ質量差 20 GeV の領域を探索することは、表 3.4 の結果から Missing E_T のカットを適用することが良いと考えられる。しかし、バックグラウンドの評価 を行っていないため、今後はデータを用いてこれらのカット値で要求値を満たすかどうかを 評価し、カットの最適化を行っていく必要がある。



図 3.11 DESD フィルターにおける Missing E_T と Effective Mass の分布。Missing E_T と Effective M 質量ポイント異なる質量のサンプルでも比は変わらないことが分かる。

ウィーノ質量 [GeV] ビー	ן ע״	ノ質量 [GeV]	質量差 [GeV]	ウィーノ寿命 [ns]	終状態	イベント数
820		800	20	1	bb	5000
830		800	30	1	bb	5000
850		800	50	1	bb	5000
006		800	100	1	bb	5000
表 3.3 トリガー効率語	率	呼価のために仮作成	したサンプルの主な	よパラメータ。		

0
Ň
3
Ţ
\sim
~
1
~
\sim
×°
111
6
Ĺ,
~
\mathcal{V}
\mathbf{i}
\sim
Ŧ
i.
*
ر_
42
Ē
1
1X
2
2
5
~
た
0
10
圁
1
11111
*
÷
-KX
J
'n
K
4
ــــ
ب د
3.3 F

サンプル情報	谷	カットにお	ける信号事	象残存率(%	(0)
グルイーノ質量 [GeV]	カット1	カット 2	カット3	カット4	$\lambda \lor \vdash 5$
900	62	29	52	30	14
1100	78	76	66	71	29
1500	78	72	76	50	59

表 3.4 DESD フィルターにおける信号事象の残存率。Missing Er よりも Meff に関するカットに敏感であることが分かる。

イベント数	5000	5000	5000	5000	5000	5000	5000	5000	5000	
終状態	qq w/o bb	qq w/o bb	$qq \mathrm{w/o} bb$	pp	bb	bb	11	11	11	
ウィーノ寿命 [ns]	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
質量差 [GeV]	20	30	80	20	30	80	20	30	80	
ビーノ質量 [GeV]	430	520	670	430	520	670	430	520	029	
ウィーノ質量 [GeV]	450	550	750	450	550	750	450	550	750	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
グルイーノ質量 [GeV]	006	1100	1500	006	1100	1500	006	1100	1500	

麦3.5 各粒子の質量とウィーノ・ビーノの質量差、ウィーノの寿命、ウィーノの崩壊後の終状態、イベント数。

第4章

飛跡再構成

4.1 ATLAS 標準の飛跡再構成

ここでは、ATLAS 標準の飛跡再構成について説明する [15][30]。第2章で記述したよう に、荷電粒子の飛跡は内部飛跡検出器 (pixel、SCT、TRT) を用いて検出される。ATLAS 標 準で使われている飛跡再構成のアルゴリズムには、inside-out と outside-in の2種類ある。

4.1.1 inside-out 再構成

inside-out はビーム軸に近い、検出器の内側から外側へ向かって飛跡を再構成する方法で ある。pixel と SCT で再構成する飛跡の種を見つけ、フィットした飛跡を TRT に外挿する ことで内部飛跡検出器全体で飛跡を再構成する。inside-out では下記の 4 つのステップを踏 むことによって飛跡が再構成される。

・スペースポイントの形成

ここでは飛跡を再構成するために、3 次元的な検出位置を構成する。この粒子の検出位置 をスペースポイントと呼ぶ。pixel および SCT では 2 次元の読み出しが可能であるため、そ れぞれのローカルな座標を ATLAS 検出器全体のグローバルな座標に変換することで 3 次元 的なスペースポイントを形成することができる。

・飛跡の候補の形成

pixel、SCT 内に作られたスペースポイントから飛跡の種を探し、その種から飛跡の候補 を見つける。飛跡の種は pixel のスペースポイントの全ての組み合わせを種として考える。 次に、種から pixel、SCT 内のスペースポイントを用いて飛跡の候補を見つける。ここでは Kalman フィルターが採用されている [31]。このフィルターを用いることで、より正確かつ 効率的に次層の検出器における飛跡の位置を予言できる。

・曖昧さの排除

飛跡の候補は大量に作られるので、TRT へ飛跡を外挿する前に、粒子による飛跡と検出器 のノイズによる偽の飛跡を見分けることを行う。減らした飛跡の候補それぞれに対して、尤 度関数を用いて本物らしさを定義する。ここでヒットポイントが多いものに優位性を、ない 場合はペナルティを課すことによってスコアをつける。このスコアに閾値を設ける事によっ て、閾値を超えなかった飛跡は破棄される。

・TRT への外挿

閾値を超えた飛跡を TRT へ外挿する。ここでも同様にスコアをつける。pixel、SCT の み用いて再構成した飛跡と TRT を含めて再構成した飛跡でスコアを比較する。TRT を含め た飛跡の方が良いと判断された飛跡のみを保存する。

4.1.2 outside-in 再構成

outside-in は TRT から飛跡を再構成するものである。光子変換によって生成された電子 などは pixel、SCT にヒットがない場合もあるので、これらを再構成することが目的である。 TRT ではストロー方向の座標の情報を得られないので、スペースポイントは形成できない。 したがって、TRT において飛跡のセグメントを Hough 変換 [32] を用いることによって見 つけられる。見つけられた飛跡のセグメントは inside-out の場合と同様に、pixel と SCT に 内挿することによって飛跡が再構成される。pixel と SCT に関連するヒットがない場合は TRT-standalone track として保存される。

4.1.3 飛跡を特徴づけるパラメータ

前節で再構成された飛跡を特徴づけるパラメータは5つある。表 4.1 にパラメータの名称 とその定義を、図 4.1 にそれぞれのパラメータを図示したものを示す。 d_0 の符号はnを整数 として、 $\phi - \phi_0 = \pi/2 + 2n\pi$ ならば正として定義される。

記号	定義	名称			
d_0	$d_0 = \pm \sqrt{x^2 + y^2}$	横方向インパクトパラメータ			
z_0	$z_0 = z$	縦方向インパクトパラメータ			
ϕ_0	$\phi_0 = \arctan\left(y/x\right)$	方位角			
θ	$\theta = \operatorname{arccot}\left(x/\sqrt{x^2 + y^2}\right)$	天頂角			
q/p	$q/p = Q/ \mathbf{p} $	粒子の電荷と運動量の比			
表 4.1 飛跡を特徴づけるパラメータ一覧。					



図 4.1 飛跡を特徴づけるパラメータ。左図がx - y平面、右図がR - z平面におけるパ ラメータを表している。 d_0 を DCA(Distance of Closest Approach) とも呼ぶ。

4.2 衝突点から離れた位置での飛跡再構成

LargeD0 Re-tracking について説明する。これはビーム衝突点から離れた位置まで飛跡を 再構成するためのものである。基本的な再構成アルゴリズムは前節の inside-out 再構成と同 じであるが、ヒットや飛跡に関するカットの値が異なっている。表 4.2 に ATLAS 標準の飛 跡再構成におけるカットと LargeD0 Re-tracking について変更した主なカットパラメータを 示す。

この表で注目すべき点は max Primary Impact と max Z Impact である。このパラメー タは前節の d_0 と z_0 に対応する。ATLAS 標準の飛跡再構成では、それぞれ 10.0 mm、320.0 mm までしか再構成されないが、LargeD0 Re-tracking では 300.0 mm、1500.0 mm まで再 構成できる。検出器中で複数の飛跡が交差する場所では、1 点のスペースポイントとして検 出される。これを shared Hits と呼ぶ。図 4.2 に shared Hits の様子を表す。一方、再構成し たその飛跡と検出器のある交点では、理想的にはヒットがあるが、実際にはヒットがない場 合がある。これを Hole と呼ぶ。Hole の様子を同様に図 4.2 に示す。再構成した飛跡の運動 量の下限 (min p_T)を 400 MeV から 500 MeV に設定し、シリコン検出器 (pixel と SCT) 内 で share しないヒット数 (min Si not shared)を 6 から 5 に設定することで、再構成される 飛跡の質を向上している。min Pixel hits、min Si hits、min TRT hits は pixel、SCT およ び TRT におけるヒット数の下限に対するカットである。また、max Shared はシリコン検出 器内における shared Hits の上限に対するカットである。max Si Holes、max Pixel Holes、 max SCT Holes はそれぞれシリコン検出器内、pixel、SCT におけるホールの上限に対する

カット項目	ATLAS Standrd tracking	LargeD0 Re-tracking
max Primary Impact	10.0 mm	300.0 mm
$\max Z$ Impact	$320.0 \mathrm{~mm}$	$1500.0~\mathrm{mm}$
min $p_{\rm T}$	$400 { m MeV}$	$500 { m MeV}$
min Pixel hits	0	0
min Si hits	7	7
min TRT hits	-	-
min Si not shared	6	5
max Shared	2	2
max Si Holes	2	2
max Pixel Holes	1	1
max SCT Holes	2	2

表 4.2 ATLAS 標準の飛跡再構成と LargeD0 Re-tracking における主なカットパラメー ター覧。max Primary Impact と max Z Impact でそれぞれ 300.0 mm、1500.0 mm に することで飛跡再構成範囲を大きく広げている。

カットである。



図 4.2 Shared Hits と Holes を表した図。

4.3 信号事象の飛跡再構成効率

4.3.1 信号事象の飛跡再構成効率

この節では LargeD0 Re-tracking の性能を $d_0 \ge z_0$ に対する信号事象の飛跡再構成効率を 見ることによって評価する。ここでの信号事象とは、ウィーノ粒子から放出された荷電粒子 を指す。したがって、truth の飛跡の情報に対して表 4.3 に示すようなカットをかけた。

カット	詳細
$p_{\rm T} > 400 { m MeV}$	飛跡の運動量が 400 MeV 以上
charge $= \pm 1$	飛跡が ±1 の電荷を持っていること
status $= 1$	truth において終状態の粒子であること

表 4.3 信号事象の飛跡再構成効率における truth に対するカット一覧。

信号事象の飛跡再構成効率は、

と定義する。ここで、確率とは truth matching probability を指し、

truth matching probability =
$$\frac{10 \cdot N_{\text{pixel}}^{\text{common}} + 5 \cdot N_{\text{SCT}}^{\text{common}} + 1 \cdot N_{\text{TRT}}^{\text{common}}}{10 \cdot N_{\text{pixel}}^{\text{track}} + 5 \cdot N_{\text{SCT}}^{\text{track}} + 1 \cdot N_{\text{TRT}}^{\text{track}}}$$
(4.2)

のように定義する。分子 N_D^{common} (D=pixel,SCT,TRT) は truth と再構成した飛跡で共通 の検出器 D にヒットがあった数、分母の N_D^{track} は truth における検出器 D におけるヒット の数である。pixel で 10、SCT で 5 の重みづけがされているのはビーム衝突点起因からの飛 跡であることを要請するためである。

ATLAS 標準の飛跡再構成効率と LargeD0 tracking の飛跡再構成効率の比較

図 4.3 に、終状態が qq without bb の時の ATLAS 標準の飛跡再構成のみの場合と LargeD0 Re-tracking を適用した場合での信号事象の再構成効率を示す。左側が横軸 d_0 、右側が横軸 z_0 である。ATLAS 標準の飛跡再構成では、表 4.2 と比較しても分かるように d_0 で 20 mm 程度、 z_0 で 300 mm 程度まで飛跡が再構成ができていることが確認できる。また、LargeD0 Re-tracking も適用した後の効率においても、 d_0 で 300 mm 程度、 z_0 で 1500 mm 程まで再 構成できている。ATLAS 標準の飛跡再構成領域においても効率が上昇しているのは、表 4.2 のにおけるシリコン検出器内における shared hit のカットを緩めたことが原因だと考えられ る。全体での効率は ATLAS 標準の場合が約 35% なのに対し、LargeD0 Re-tracking の場 合は約 90% の効率を得ることができた。同様に図 4.4 に終状態が bb の場合を示す。図 4.5 に終状態が ll の場合を示す。これらのサンプルにおいても終状態が qq without bb と同様の 傾向が確認できる。



図 4.3 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}qq$ without bb における ATLAS 標準飛跡再構成との比較。上段が $m_{\tilde{g}} = 900 \text{ GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20 \text{ GeV} のサンプル、中段が <math>m_{\tilde{g}} = 1100 \text{ GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30$ GeV のサンプル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80 \text{ GeV} のサンプル$



図 4.4 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}bb$ における ATLAS 標準飛跡再構成との比較。上段が $m_{\tilde{g}} = 900$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20$ GeV のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30$ GeV のサン プル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80$ GeV のサンプル。



図 4.5 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}ll$ における ATLAS 標準飛跡再構成との比較。上段が $m_{\tilde{g}} = 900$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20$ GeV のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30$ GeV の サンプル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80$ GeV のサンプル。

・パイルアップによる比較

LargeD0 Re-tracking を用いた時、パイルアップの有無による信号事象の飛跡再構成効率 の違いを各サンプルでみた。図 4.6 に終状態が qq without bb の場合を示す。パイルアップ があると、一度に起こる陽子-陽子相互作用の数が増加するので検出器へのヒットの数が多く なる。このとき検出効率が下がるので、飛跡が正確に再構成されず、効率は下がることが予想 される。実際、パイルアップによって全体的に 10% から 20% の効率が落ちていることが確 認できた。この終状態の場合、3 つのサンプル全てにおいて d₀ が 200 mm ほどになっても約 80% 近い効率を得ることができた。終状態が bb の場合を図 4.7 に示す。この時、LargeD0 Re-tracking の影響が大きく出る、d₀ が ±40 mm 程度から大きく効率が下がっていることが 分かる。これは b クォークが重いために、より多数の粒子を放出し、飛跡の数がより多くな るため効率が大きく下がると考えられる。また、ll の場合を図 4.8 に示す。ll の場合、3 つの サンプル全てにおいて効率が最大 10% 程度の減少にとどまっている。これは終状態がジェッ トとなる場合に比べ、飛跡の数が非常に少ないことが理由であると考えられる。



図 4.6 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}qq$ without bb における飛跡再構成効率のパイルアップによる違い。上段 が $m_{\tilde{g}} = 900 \text{ GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20 \text{ GeV} のサンプル、中段が <math>m_{\tilde{g}} = 1100 \text{ GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30$ GeV のサンプル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500 \text{ GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80 \text{ GeV} のサンプル$



図 4.7 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}bb$ における飛跡再構成効率のパイルアップによる違い。上段が $m_{\tilde{g}} = 900$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20$ GeV のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30$ GeV のサン プル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80$ GeV のサンプル



図 4.8 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}ll$ における飛跡再構成効率のパイルアップによる違い。上段は $m_{\tilde{g}} = 900$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20$ GeV のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30$ GeV のサン プル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500$ GeV, $m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80$ GeV のサンプル。

・ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による比較

次にパイルアップサンプルを用いて、ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による信号事象の 再構成効率の変化をみた。図 4.9 から図 4.11 にそれぞれ終状態が qq without bb の 3 サンプ ル、bb の 3 サンプル、ll の 3 サンプルを重ね描きした再構成効率の結果を示す。ウィーノ粒 子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV の場合と 80 GeV の場合で数 % の違いしかみられなかっ た。終状態がジェットとなる qq without bb や bb の場合では、質量差が 80 GeV の場合の 方が 20 GeV、30 GeV の時に比べて効率が数 % 低く見える。これは off-shell Z 粒子から放 出される粒子の数による影響だと考えられる。図 4.12 に終状態が qq without bb の場合の ウィーノ粒子から放出された荷電粒子の数の分布を示す。縦軸はイベント数で規格化してあ る。この分布から質量差が大きいほど放出される荷電粒子の数が多いことが分かる。この時、 より飛跡が密集してしまうために正確に飛跡が再構成されなかったためだと考えられる。



図 4.12 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}qq$ without *bb* における 1 GeV 以上の運動量をもつ荷電粒子数。ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が大きいほど放出される荷電粒子数も多くなることが分かる。

終状態が *ll* の場合、off-shell *Z* 粒子から放出される飛跡数が少なく 20 GeV の質量差でも レプトンが十分な運動量をもつことができる。したがって、質量差による違いはほとんど見 られなかったと考えられる。



図 4.9 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}qq$ without *bb* における飛跡再構成効率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量 差による違い。



図 4.10 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}bb$ における飛跡再構成効率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い。



図 4.11 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}ll$ における飛跡再構成効率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い。

4.3.2 Fake の確率

ここでは飛跡における Fake の確率を計算した。Fake とは実際の粒子による飛跡ではなく、 検出器のノイズによってヒットが生成されてしまい、オブジェクトとして再構成されたもの のことを言う。Fake の確率は

Fake の確率 =
$$\frac{$$
再構成した飛跡と truth の飛跡で確率が 0.5 未満となった飛跡数
再構成した飛跡の数 (4.3)

と定義する。ここでの確率も truth matching probability を指す。再構成した飛跡に対して、 表 4.4 のカットを適用した。これはウィーノ粒子由来の飛跡であることを見るためである。

詳細
η の絶対値が 2.5 未満であること
飛跡の運動量が 400 MeV 以上
pixel と SCT で7以上のヒットがあること
pixel と SCT で Shared ヒットが最大1であること

表 4.4 Fake 確率における再構成した飛跡に対するカット一覧。

・パイルアップによる比較

この節では Fake の確率のパイルアップによる影響をみる。信号事象の再構成効率でも記述したように、パイルアップなしに比べ、飛跡が多数検出されることになるので、Fake の確率は増加することが考えられる。図 4.13 に終状態が qq without bb の場合のパイルアップの有無による Fake の確率の計算結果を示す。10% から 20% の範囲で Fake の確率が上がっていることが分かる。終状態が bb のときの結果を図 4.14 に示す。終状態が ll の時の結果を図 4.15 に示す。 $d_0 や z_0$ が小さい領域で Fake の確率が低いのは、ATLAS 標準の飛跡再構成で正確に再構成された飛跡が多いためである。パイルアップを含むサンプルにおいて、全体で 25 % 未満の確率であることが分かった。今後これらの Fake の詳細を研究し、LargeD0 Retracking の最適化を行っていく必要がある。



図 4.13 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}qq$ without bb における Fake 確率のパイルアップによる違い。上段が $m_{\tilde{g}} = 900 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20 \text{GeV}$ のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30 \text{GeV}$ のサンプル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80 \text{GeV}$ のサンプル。



図 4.14 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}bb$ における Fake 確率のパイルアップによる違い。上段が $m_{\tilde{g}} = 900 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20 \text{GeV}$ のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30 \text{GeV}$ のサンプル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80 \text{GeV}$ のサンプル。



図 4.15 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}ll$ における Fake 確率のパイルアップによる違い。上段が $m_{\tilde{g}} = 900 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 20 \text{GeV}$ のサンプル、中段が $m_{\tilde{g}} = 1100 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 30 \text{GeV}$ のサンプル、下段が $m_{\tilde{g}} = 1500 \text{GeV}, m_{\tilde{W}-\tilde{B}} = 80 \text{GeV}$ のサンプル。

・ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による比較

次に、ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による Fake の確率の変化をみた。図 4.17 に終状 態が qq without bb の場合を示す。同様に図 4.18 に終状態が bb の場合、図 4.19 に終状態が ll の場合を示す。どのサンプルにおいても Fake の確率はおよそ 10% 以内に収まっており、 大きな変化は見られなかった。

この Fake の確率は、信号事象の再構成効率と違って off-shell Z 粒子から放出された粒子 であることを要求していない。本研究における探索チャンネルは図 4.16 に示すように、グ ルイーノ粒子からウィーノ粒子へ崩壊するステップが存在する。本研究で作成したグルイー ノ粒子・ウィーノ粒子の質量差は 450 GeV から 750 GeV の質量差がある。したがって、グ ルイーノ粒子がウィーノ粒子へ崩壊するときに放出されるジェットは高いエネルギーを持 つので多数の粒子が放出される。このためにインパクトパラメータが小さい領域では、グル イーノ粒子・ウィーノ粒子質量差が大きいサンプルで Fake の確率が高くなっていると考え られる。



図 4.16 探索チャンネルにおける特徴を示した図。



図 4.17 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}qq$ without bb における Fake 確率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い。



図 4.18 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}bb$ における Fake 確率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い。



図 4.19 $\tilde{W} \rightarrow \tilde{B}ll$ における Fake 確率のウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による違い

第5章

崩壊点再構成

5.1 ATLAS 標準の崩壊点再構成

ここでは、ATLAS 標準の崩壊点再構成について説明する [33][34]。ATLAS では反復アル ゴリズムによって崩壊点を再構成する。崩壊点の種を見つけること、崩壊点の種と再構成さ れた飛跡を結びつけることの 2 つのステップからなる。再構成された飛跡は陽子-陽子衝突に よって生成された飛跡である。したがって、崩壊点の種は再構成された飛跡のビームパイプ における z 座標が崩壊点の種となる。崩壊点の種と近接する飛跡を用いて χ^2 フィットを行 う。7 σ 以上離れた飛跡は新しい崩壊点の種として使われ、他の新しい崩壊点が見つからなく なるまで上記の手順が繰り返される。最後に、再構成した崩壊点に少なくとも 2 本以上の飛 跡があることを要求する。

5.2 Displaced Vertex の再構成

本研究における長寿命粒子はビームパイプから離れたところに崩壊点 (DV: Displaced Vertex) をもつため、ATLAS 標準のアルゴリズムでは再構成できない。DV を再構成する専用のアルゴリズムを適用する [35][36]。DV を再構成するために使用する飛跡に関するカットを表 5.1 に示す。

カット項目	カット値
min $p_{\rm T}$	$500 { m MeV}$
min Primary Impact	$5.0 \mathrm{~mm}$
max χ^2/ndf	5
min SCT Hits	1

表 5.1 DV 再構成における飛跡に対する主なカットパラメータ一覧。

運動量と χ^2 /ndf に対するカットは質の良い飛跡を用いるために適用する。DV は大きな

インパクトパラメータを持つので、SCT に1ヒット以上、d₀ は5 mm 以上を要求する。これ らのカットを通過した飛跡は以下のアルゴリズムにしたがって崩壊点を再構成する。最初に、 全ての飛跡に対して 2 つの飛跡のペアの組み合わせを用いて崩壊点を作る。作られた崩壊点 に対して χ^2 フィットを行い、5 未満の崩壊点を使用する。 χ^2 フィットのカットを通過した 崩壊点は、その崩壊点位置によって検出器に対してヒットを要求する。その例を図 5.1 に示 す。これは Pixel B-Layer と Pixel Layer-1 の間に 2 本の飛跡によって崩壊点が再構成され た様子を示す。この崩壊点より外側の一番近い検出器にヒットがあることを要求する (赤丸)。 それより外側に検出器のヒットがあっても良い (白抜き丸)。しかし、崩壊点より内側の検出 器 (Pixel B-Layer と IBL) にヒットがあると、偶発的に 2 本の飛跡が交差することによって 形成された Fake の崩壊点である可能性がある (青十字)。したがって、崩壊点を再構成した 場所の内側の検出器上に、崩壊点を形成した飛跡のヒットがないことを要求する。検出器中 にヒットがある場合は、図 5.2 に示すように、崩壊点のある検出器へのヒットは許容される が、それより内側の検出器へのヒットがないことを要求する。



図 5.1 検出器の間に崩壊点が再構成された時のヒットに対する要請。

ここまでのカットを通過した崩壊点は incompatibility-graph approach[37] によって、2本の飛跡を持つ崩壊点から多数の飛跡を持つ崩壊点へ再構成される。最後に、1 mm 未満に近接する崩壊点は1つの崩壊点として再構成する。本研究では1 mm 未満に近接する崩壊点を 合成するステップはまだ実装していない。



図 5.2 検出器中に崩壊点が再構成された時のヒットに対する要請。

5.3 信号事象の崩壊点再構成効率

DV を再構成するアルゴリズムを適用した後の信号事象の崩壊点再構成効率を評価した。 信号事象の崩壊点再構成効率は、

$$効率 = \frac{再構成した崩壊点が truth の崩壊点とマッチした数}{truth 情報における信号事象の崩壊点数}$$
(5.1)

と定義する。崩壊点から放出される飛跡に対して、truth mathing probability が 0.8 である ことを要求した。終状態が qq without bb または bb の場合、この飛跡が 2 本以上ある崩壊点 を使用した。一方、終状態が ll の場合、この飛跡が 1 本以上ある崩壊点を使用した。これら の要求を満たす崩壊点に対して、DV の不変質量が 10 GeV 以上であることを要求した。終 状態が qq without bb または bb に対しては、さらに崩壊点から放出している飛跡が 5 本以上 あることを要求した。

パイルアップによる比較

パイルアップがあることによる崩壊点再構成率の変化をみた。ここでは、DV の不変質量 および DV から放出される飛跡に対してカットを適用した後の結果である。図に 5.3 に終状 態が qq without bb の場合を示す。ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が大きいサンプルにな るほど、パイルアップによる影響は大きくなっていることが分かる。これは質量差が大きい サンプルほど DV から放出される飛跡が多く、崩壊点を再構成するときにどの飛跡がどの崩 壊点から放出されたものなのかを区別することが困難になるためだと考えられる。 終状態が bb の場合を図 5.4 に示す。ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 30 GeV と 20 GeV のサンプルではカットを通過した DV は存在しなかったので、掲載していない。終状 態が qq without bb の同じ質量差のサンプルと見比べると、パイルアップによって効率の変 化が小さい。これは b クォークジェットが他のクォークジェットより飛跡の数が多いこと、b クォークの崩壊長が 400 から 500 µm あるためだと考えられる。この DV 再構成アルゴリズ ムの中には 1 mm 以内に存在する崩壊点を 1 つの崩壊点として再構成するステップを導入し ていないため、パイルアップによる変化は少なかったと考えられる。

次に終状態が *ll* の場合を図 5.5 に示す。質量差の異なる 3 サンプル全てにおいてパイル アップによる影響が 10% 程度しかない。終状態がレプトンの場合は運動量の高い 2 つのレプ トンが off-shell *Z* 粒子から放出されるのみなので、パイルアップ環境の下でも飛跡の数が少 なく、崩壊点を正確に再構成しやすいためである。



図 5.3 終状態が qq without bb の場合の崩壊点再構成におけるパイルアップによる変化。 ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が大きいサンプルほど、パイルアップの影響は大きく なっていることが分かる。



図 5.4 終状態が bb の場合の崩壊点再構成におけるパイルアップによる変化。終状態が qq without bb の同じ質量点におけるサンプルよりも差が小さい。



図 5.5 終状態が *ll* の場合の崩壊点再構成におけるパイルアップによる変化。ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差にかかわらず、パイルアップによる影響は 10 % 以内にとどまっている。

ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差による比較

図 5.7 から図 5.9 にパイルアップのあるサンプルを用いて、ウィーノ粒子・ビーノ粒子質 量差による比較を行った。左側図が崩壊点を再構成する際に、飛跡の本数と不変質量に対す るカットをかける前である。右側図がカット適用後の信号領域内における再構成効率を表す。 縦軸が効率、横軸がビームパイプからの距離を表す。これらの図の左側が DV の不変質量が 10 GeV 以上かつ終状態がクォークの場合は飛跡が 5 本以上あることを要求する前の効率で ある。これらの図から以下のことが言える。

- ビームパイプから離れたところでも崩壊点が再構成できていることが確認できる。
 図を見て明らかなように、カット前に R が 300 mm 付近まで再構成効率が 20 % 以上 あることから明らかである。
- ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が大きいほど、効率が高い。
 質量差が大きいほど、高いエネルギーのジェットとなるため、放出される粒子の数や
 運動量の高い粒子が多い。したがって、不変質量と DV から放出される飛跡の数に関するカットを通過しやすい。
- Rが10、50、90、120 mm 付近で効率が下がっている。
 Rが10 mm 付近まで効率低いのは、d₀に対するカットを適用していることが原因である。また、Rが50、90、120 mm 付近にはそれぞれ pixel の第一層から第三層が位置する。検出器が位置するところでは、図 5.6 に示すように多数の粒子が検出器との相互作用によって崩壊点を作りやすい。したがって、効率の定義から分母が多くなるため効率が下がると考えられる。30 mm 付近に IBL があるが、ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 100 GeV を超えるような場合に影響が見られることを確認している。
- カット適用後、終状態が bb のサンプルでは効率が最大約 1% 程度しかない。
 b クォークを含む場合、その崩壊長が 400 から 500 µm あり、ローレンツブーストによって崩壊長がさらに伸びる。したがって、b クォーク以外のクォークの場合と異なり崩壊点を再構成することが困難である。カット適用前では 70 % 近い再構成効率があるため、1 mm 以内の近接する崩壊点を合成するステップを実装することにより、崩壊点の不変質量が増加するので効率が大きく上昇する余地がある。
- ・終状態が *ll* では 20% 以上の効率を維持している。
 前章の飛跡再構成効率でも述べたように、DV から放出される飛跡数が非常に少ない。
 したがって、各粒子のもつ運動量も高くなるため、飛跡を正確に再構成しやすい。結
 果、飛跡を正確に再構成できるので高い効率を維持することができたと考えられる。


図 5.6 崩壊点の分布 [35]。検出器を固定するサポートがあるところに崩壊点が多くあ ることが確認できる。左から順にビームパイプ、Inner Positioning Tube(IPT)、IBL、 IBL Support Tube(IST)、B-Layer、Layer-1、Layer-2、Pixel Frame、Pixel Support Tube(PST)。黒点が 2015 年 RUN2 で取得されたデータを表し、緑および赤がシミュレー ションである。



図 5.7 終状態が qq without bb の場合の信号事象の崩壊点再構成効率。



図 5.8 終状態が bb の場合の信号事象の崩壊点再構成効率。



図 5.9 終状態が ll の場合の信号事象の崩壊点再構成効率。

終状態がクォークとなる場合について、図 5.11、図 5.12 に DV から放出された飛跡の数 と、その飛跡から再構成した DV の不変質量の分布を示す。DV から放出された飛跡数は truth matching probability が 0.8 以上でマッチした数である。飛跡数が 5 本以上かつ DV の不変質量が 10 GeV 以上の領域が信号領域であり、赤枠で示してある。ウィーノ粒子・ビー ノ粒子質量差が大きくなるにつれ、信号領域内に入る DV の数が増えていることが分かる。 終状態が bb の時、先の再構成効率で記述した原因により 20 GeV、30 GeV の質量差のサン プルでは信号領域内に入る DV はなかった。信号領域内に入った DV の数の割合を、

割合 =
$$\frac{信号領域内に入った信号事象の DV の数}{再構成できた信号事象の DV の数}$$
 (5.2)

と定義して、表 5.2 にまとめた。

終状態	ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差 [GeV]	割合 [%]
	20	1
qq without bb	30	4
	80	20
	20	0
bb	30	0
	80	2

表 5.2 DV が信号事象に残る確率一覧。

終状態が *ll* の場合、DV から放出される飛跡は非常に少ない。truth とマッチした DV に おける不変質量分布を図 5.10 に示す。緑線が不変質量 10 GeV の境界である。ウィーノ粒子 は off-shell の *Z* 粒子を介して 3 体崩壊するので、不変質量は連続分布になる。

サンプル情報	
ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差 [GeV]	割合 [%]
20	45
30	59
80	73

表 5.3 終状態がレプトンにおける DV の不変質量が 10 GeV 以上となる確率



図 5.10 終状態が ll の場合の DV の不変質量分布。



図 5.11 終状態が qq without bb の場合の信号事象の崩壊点再構成効率。上左図、上右 図、下左図の順にウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV、80GeV の場合 である。



図 5.12 終状態が bb の場合の信号事象の崩壊点再構成効率。上左図、上右図、下左図の 順にウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV、80 GeV の場合である。

5.4 2015 年 RUN2 における探索感度

前章までに得られた崩壊点再構成効率を用いて、2015 年の RUN2 における到達感度を第 三章で計算した Z 検定の手法に基づいて再計算を行った。ここで、終状態は qq withuout bb、崩壊長は 300 mm を仮定する。用いたパラメータを表 5.4 に示す。2015 年の RUN2 において、解析に使うことのできる積分ルミノシティは 3.2 fb⁻¹ である。また、背景事象数はRUN1 における長寿命新粒子探索の解析を参考に 0.01 の値を用いた。

$\Delta M_{\tilde{W}-\tilde{B}}$ [GeV]	20	30	80
$\epsilon_{ m trigger}$	0.9	0.9	0.9
$\epsilon_{\mathrm{DVselection}}$	0.01	0.04	0.2
$\epsilon_{ m vertexing}$	0.05	0.05	0.15

表 5.4 2015 年の RUN2 における到達感度計算に用いたパラメータ。

グルイーノ粒子・ウィーノ粒子質量差とグルイーノ粒子質量における到達感度を表した 計算結果を図 5.13 に示す。Z 値が 5 付近で探索すると仮定すると、グルイーノ粒子質量は ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV だと 800 GeV 付近まで探索できる。また、質量 差が 30 GeV だとグルイーノ粒子質量 1000 GeV、質量差 80 GeV で 1300 GeV 付近まで探 索できることが分かった。



図 5.13 終状態が qq without bb の場合の 2015 年の RUN2 における到達感度。

各ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差における5 σでのグルイーノ粒子質量の到達感度に対

して、信号事象数、背景事象数等をまとめたものを表 5.5 に示す。ここで信号事象数は、Z 検定における信号事象数の計算にもとづいている。物理的モチベーションの高いウィーノ粒 子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV において、背景事象数 0.01 に対して信号事象数 が約 2 イベントとなった。2016 年の RUN2 では 2015 年の RUN2 の 10 倍の統計量が得ら れると予想されており、十分探索可能であることが分かる。

ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差 [GeV]	80	30	20
グルイーノ粒子質量 [GeV]	1300	1000	20
積分ルミノシティ [fb ⁻¹]	3.2	3.2	3.2
信号事象	4.0	1.9	2.1
背景事象数	0.01	0.01	0.01

表 5.5 2015 年の RUN2 における DV 探索感度

また、これらの計算結果がどの領域に当てはまるのかを図 5.14 に示す。星印がついた場所 が今回の計算結果の場所である。ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV に対 して、暗黒物質残存量の制限を超えない範囲に位置し、今後解析を進める高いモチベーショ ンを得ることができた。



図 5.14 終状態が qq without bb の場合の 2015 年の RUN2 における到達感度。

第6章

まとめと今後の課題

ATLAS 実験は、LHC 加速器で陽子-陽子衝突から生じた粒子を ATLAS 検出器によって 検出することで新物理を探索することを目的とした国際共同実験である。衝突エネルギー 7-8 TeV で実験を行った RUN1 において、質量 125 GeV のヒッグス粒子が発見された。2015 年 6 月より、衝突エネルギー 13 TeV で運転が再開され、新物理の発見に期待が寄せられて いる。

本研究は、質量 125 GeV のヒッグス粒子および暗黒物質残存量を同時に説明できる超対 称性模型に着目した。ヒッグス粒子の質量は 100 TeV を超える重いスフェルミオンを予言す る。また、アノマリーを介した超対称性の破れにより、超対称性ボゾンが O(1)TeV の質量 を獲得する。この模型において NLSP に中性ウィーノ粒子、LSP にビーノ粒子を仮定した。 この時ビーノ粒子は安定となるので、暗黒物質候補となる。しかし、暗黒物質の全てをビー ノ粒子で説明するには、暗黒物質が過剰生成される問題を解決しなければならない。これは ビーノ粒子どうしの対消滅断面積が非常に小さいために起こる。この問題を解決するために 相互対消滅 (Co-annihilation) というプロセスを導入した。相互対消滅ではビーノ粒子は重 いヒッグシーノ粒子を介して中性ウィーノ粒子になる。中性ウィーノ粒子どうしの対消滅断 面積は中性ウィーノ粒子のそれよりも大きいため、暗黒物質観測量に説明することができる。 この時、中性ウィーノ粒子とビーノ粒子が O(10) GeV の質量差があることを予言し、ヒッグ シーノ粒子が重いために長寿命となる。この長寿命中性ウィーノ粒子探索は ATLAS 実験で 初の探索である。

ATLAS 検出器では、このような長寿命粒子はビームパイプから離れたところに崩壊点 (DV:Displaced Vertex)を作るという特徴がある。ATLAS 標準の再構成アルゴリズムはこ のような粒子は想定されていないので、DV は再構成できない。そこで大きなインパクトパ ラメータ領域における飛跡および崩壊点を再構成できるツールを開発した。本研究では DV のモンテカルロサンプルを作成し、これらのツールの評価を行った。

大きなインパクトパラメータ領域まで飛跡を再構成するにあたって、使用するヒット情報 をあらかじめ選択する DESD フィルターを行う必要があった。これは計算コストの問題によ る。DV の大きな特徴は大きなエネルギーをもつジェットと消失横エネルギーが大きいこと にある。消失横エネルギーのカット及び 40 GeV 以上のジェットと消失横エネルギーの和で 表す有効質量のカットにおいて、消失横エネルギーと有効質量の比が 0.2 から 0.5 の間で信 号事象は高い残存率があることを示した。今後はデータを用いて、実際にどれだけ使用する データを削減できるのか見積もる必要がある。

飛跡再構成において、ATLAS 標準の飛跡再構成に使われるパラメータ値を緩めることで、 大きなインパクトパラメータ領域まで飛跡を再構成した。ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差 が 20 GeV から 80 GeV のサンプルにおいて、終状態が b クォークを除くクォークに崩壊 する場合において全体で 90 % 以上の高い効率を得ることができた。この時、Fake の確率 においても全体で 25 % 未満であることも分かった。終状態が b クォークの場合及びレプト ンに崩壊する場合の両方においても高い再構成効率を得ることができた。この飛跡再構成は DESD フィルターによって計算コストが抑えられている状態にある。今後は、このツールの アルゴリズムを見直し、計算の高速化や信号事象に合わせた再構成アルゴリズムの最適化を 行っていく必要がある。

DV 再構成においては、大きなインパクトパラメータ領域において再構成した飛跡を用い て、検出器におけるヒット情報に関するカットを再構成された崩壊点の位置によって変える ことにより、DV を再構成した。この崩壊点再構成において、1 mm 未満に近接する崩壊点 を 1 つの崩壊点として合成するというステップがあるが、本研究では未実装であった。終状 態が b クォークを除くクォークに崩壊する場合において、ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差 が 80 GeV の時に約 15 % の確率で DV が信号領域に入ることを確認した。ウィーノ粒子 ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV の場合においても 1% から 4% の確率であることが分 かった。終状態が b クォークの場合はウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV の時、信号領域に DV は含まれない結果となった。b クォークは崩壊長が他のクォークに比 べ長いため、1 mm 未満の DV を合成するステップを実装することにより効率は上昇すると 考えられる。一方、終状態がレプトンの場合はウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV の場合でも高い再構成効率を得た。これは DV から放出される飛跡数が少なく、レプトンが 大きな運動量を持つためである。今後は最初に、1 mm 未満の DV を合成するステップを導 入することが第一の課題である。また、ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が小さい時に、よ り再構成効率をあげるためのアルゴリズムの最適化を行っていく必要がある。

本研究で計算された DV 再構成効率の結果を用いて、2015 年の RUN2 で取得したデー タにおいて到達できる感度を計算した。終状態が b クォークを除くクォークに崩壊する時、 ウィーノ粒子・ビーノ粒子質量差が 20 GeV、30 GeV の時に最大 1000 GeV の質量のグル イーノを 5σ の有意性で到達できる感度があることを示した。2016 年の RUN2 で取得が予定 されている統計量は 2015 年の RUN2 の 10 倍が見込まれており、解析に十分なモチベーショ ンを得ることができた。

付録 A

グルイーノ粒子生成断面積一覧

第3章の探索感度の計算および第5章の到達感度の計算に用いたグルイーノ粒子対生成断 面積の一覧をここに示す。

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$200 {\rm GeV}$	$3574.52 \pm 14.0616\%$	$375 { m GeV}$	$139.838 \pm 13.7851\%$
$205 {\rm GeV}$	$3183.21 \pm 14.0078\%$	$380 { m GeV}$	$129.783 \pm 14.1158\%$
$210 {\rm GeV}$	$2832.93 \pm 13.9497\%$	$385 { m GeV}$	$121.226\pm13.8818\%$
$215 \mathrm{GeV}$	$2528.15 \pm 13.9683\%$	$390 { m GeV}$	$112.715\pm13.7689\%$
$220 \mathrm{GeV}$	$2259.15\pm14.1828\%$	$395 { m GeV}$	$105.154\pm13.5329\%$
$225 \mathrm{GeV}$	$2021.29 \pm 13.8804\%$	$400 {\rm GeV}$	$98.0459 \pm 13.8343\%$
$230 {\rm GeV}$	$1813.06\pm14.0218\%$	$405 {\rm GeV}$	$91.457 \pm 13.8074\%$
$235 { m GeV}$	$1630.97 \pm 13.7824\%$	$410 \mathrm{GeV}$	$85.32 \pm 13.8223\%$
$240 \mathrm{GeV}$	$1468.71 \pm 14.1371\%$	$415 \mathrm{GeV}$	$79.7218\pm13.8008\%$
$245 \mathrm{GeV}$	$1321.73 \pm 14.1639\%$	$420 {\rm GeV}$	$74.5365\pm13.8464\%$
$250 {\rm GeV}$	$1190.35 \pm 13.79\%$	$425 { m GeV}$	$69.7057 \pm 13.796\%$
$255 { m GeV}$	$1079.09\pm14.1224\%$	$430 {\rm GeV}$	$65.2467 \pm 13.8063\%$
$260 {\rm GeV}$	$974.613 \pm 13.8033\%$	$435 { m GeV}$	$61.0917 \pm 13.7678\%$
$265 { m GeV}$	$884.867 \pm 13.9004\%$	$440 \mathrm{GeV}$	$57.2741 \pm 13.8107\%$
$270 {\rm GeV}$	$803.354 \pm 13.9615\%$	$445 \mathrm{GeV}$	$53.7048\pm13.7458\%$
$280 {\rm GeV}$	$730.663 \pm 13.9062\%$	$450 \mathrm{GeV}$	$50.4009 \pm 13.771\%$
$285 {\rm GeV}$	$664.936 \pm 13.9583\%$	$455 \mathrm{GeV}$	$47.2946\pm13.7682\%$
$290 {\rm GeV}$	$605.955 \pm 13.8771\%$	$460 {\rm GeV}$	$44.3848 \pm 13.7604\%$
$295 {\rm GeV}$	$553.028 \pm 13.9562\%$	$465 { m GeV}$	$41.734 \pm 13.8596\%$
$300 {\rm GeV}$	$505.51\pm13.892\%$	$470 \mathrm{GeV}$	$39.2299 \pm 13.7836\%$
$305 { m GeV}$	$462.593 \pm 13.8965\%$	$475 \mathrm{GeV}$	$36.9223 \pm 13.7173\%$
$310 {\rm GeV}$	$423.86 \pm 13.8693\%$	$480 \mathrm{GeV}$	$34.7729\pm13.7767\%$
$315 {\rm GeV}$	$357.206\pm13.9637\%$	$485 \mathrm{GeV}$	$32.7265\pm13.8065\%$
$320 {\rm GeV}$	$328.507 \pm 13.8359\%$	$490 {\rm GeV}$	$30.8133 \pm 13.6781\%$
$325 { m GeV}$	$302.328 \pm 13.7667\%$	$495 { m GeV}$	$29.0606\pm13.7001\%$
$330 { m GeV}$	$278.679 \pm 13.9051\%$	$500 { m GeV}$	$27.4171 \pm 13.6843\%$
$335 { m GeV}$	$257.028 \pm 14.0072\%$	$505 { m GeV}$	$25.8591 \pm 13.6726\%$
$340 {\rm GeV}$	$236.848 \pm 13.8858\%$	$510 {\rm GeV}$	$24.4095 \pm 13.6471\%$
$345 {\rm GeV}$	$219.27 \pm 13.9344\%$	$515 { m GeV}$	$23.0195\pm13.8083\%$
$350 { m GeV}$	$202.663 \pm 14.0017\%$	$520 { m GeV}$	$21.7643 \pm 13.7462\%$
$355 { m GeV}$	$188.12 \pm 13.9853\%$	$525 { m GeV}$	$20.5106\pm13.7124\%$
$360 { m GeV}$	$174.5\pm13.9599\%$	$530 { m GeV}$	$19.4189\pm13.8652\%$
$365 { m GeV}$	$161.954 \pm 13.9485\%$	$535 { m GeV}$	$18.3635\pm13.7629\%$
$370 { m GeV}$	$150.415\pm13.8693\%$	$540 \mathrm{GeV}$	$17.4166\pm13.5766\%$

表 A.1 グルイーノ生成断面積一覧1

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$545 \mathrm{GeV}$	$16.4219 \pm 13.7981\%$	$715 { m GeV}$	$3.0811 \pm 14.2311\%$
$550 { m GeV}$	$15.5705 \pm 13.6046\%$	$720 { m GeV}$	$2.9509 \pm 14.2518\%$
$555 \mathrm{GeV}$	$14.7736\pm13.7213\%$	$725 { m GeV}$	$2.81957 \pm 14.3333\%$
$560 { m GeV}$	$13.9732\pm13.9263\%$	$730 { m GeV}$	$2.7 \pm 14.3772\%$
$565 { m GeV}$	$13.2291\pm13.686\%$	$735 { m GeV}$	$2.57737 \pm 14.445\%$
$570 \mathrm{GeV}$	$12.5756\pm13.4127\%$	$740 { m GeV}$	$2.47729 \pm 14.4485\%$
$575 \mathrm{GeV}$	$11.9324 \pm 13.9887\%$	$745 { m GeV}$	$2.3661 \pm 14.5381\%$
$580 { m GeV}$	$11.2814 \pm 13.7528\%$	$750 { m GeV}$	$2.26585 \pm 14.5653\%$
$585 \mathrm{GeV}$	$10.7311\pm13.3747\%$	$755 { m GeV}$	$2.17436\pm14.5861\%$
$590 { m GeV}$	$10.1857\pm14.0044\%$	$760 { m GeV}$	$2.08446\pm14.6279\%$
$595 { m GeV}$	$9.68722 \pm 13.7127\%$	$765 { m GeV}$	$1.99341\pm14.7278\%$
$600 { m GeV}$	$9.20353 \pm 13.7185\%$	$770 { m GeV}$	$1.91352\pm14.7424\%$
$605 { m GeV}$	$8.74315\pm13.7502\%$	$775 { m GeV}$	$1.83188 \pm 14.7835\%$
$610 {\rm GeV}$	$8.30988 \pm 13.6818\%$	$780 { m GeV}$	$1.76145\pm14.8078\%$
$615 { m GeV}$	$7.9012 \pm 13.7122\%$	$785 { m GeV}$	$1.68078\pm14.8956\%$
$620 { m GeV}$	$7.51811\pm13.6123\%$	$790 { m GeV}$	$1.62071 \pm 14.9017\%$
$625 { m GeV}$	$7.15194 \pm 13.6874\%$	$795 { m GeV}$	$1.54896\pm14.9976\%$
$630 { m GeV}$	$6.80558 \pm 13.6655\%$	$800 { m GeV}$	$1.4891 \pm 15.0167\%$
$635 { m GeV}$	$6.47541 \pm 13.6459\%$	$805 { m GeV}$	$1.42888 \pm 15.0599\%$
$640 { m GeV}$	$6.17196\pm13.6449\%$	$810 { m GeV}$	$1.36759\pm15.1122\%$
$645 { m GeV}$	$5.87366\pm13.6392\%$	$815 { m GeV}$	$1.31749 \pm 15.1184\%$
$650 { m GeV}$	$5.60048 \pm 13.6262\%$	$820 { m GeV}$	$1.26659\pm15.1928\%$
$655 { m GeV}$	$5.33799 \pm 13.7031\%$	$825 { m GeV}$	$1.2167 \pm 15.2141\%$
$660 { m GeV}$	$5.09822\pm13.7329\%$	$830 { m GeV}$	$1.16617 \pm 15.2437\%$
$665 { m GeV}$	$4.86409 \pm 13.7702\%$	$835 { m GeV}$	$1.12555\pm15.3009\%$
$670 { m GeV}$	$4.64349 \pm 13.8022\%$	$840 { m GeV}$	$1.07523 \pm 15.367\%$
$675 { m GeV}$	$4.43132\pm13.8749\%$	$845 { m GeV}$	$1.03426\pm15.4018\%$
$680 { m GeV}$	$4.23046\pm13.9166\%$	$850 { m GeV}$	$0.996137 \pm 15.4252\%$
$685 { m GeV}$	$4.03841 \pm 13.9934\%$	$855 { m GeV}$	$0.957975 \pm 15.4597\%$
$690 { m GeV}$	$3.85666\pm13.9917\%$	$860 { m GeV}$	$0.921447 \pm 15.5362\%$
$695 { m GeV}$	$3.68567 \pm 14.0759\%$	$865 { m GeV}$	$0.885917 \pm 15.5643\%$
$700 { m GeV}$	$3.5251 \pm 14.1034\%$	$870 \mathrm{GeV}$	$0.852433 \pm 15.6368\%$
$705 { m GeV}$	$3.3737 \pm 14.1609\%$	$875 \mathrm{GeV}$	$0.820259\pm15.6742\%$
$710 \mathrm{GeV}$	$3.22336\pm14.1972\%$	$880 { m GeV}$	$0.788789 \pm 15.6746\%$

表 A.2 グルイーノ生成断面積一覧 2

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$885 { m GeV}$	$0.759346 \pm 15.7507\%$	$1055 {\rm GeV}$	$0.221273 \pm 17.2482\%$
$890 {\rm GeV}$	$0.731213 \pm 15.7879\%$	$1060 {\rm GeV}$	$0.214167 \pm 17.3167\%$
$895 { m GeV}$	$0.703532 \pm 15.8276\%$	$1065 {\rm GeV}$	$0.207025\pm17.3211\%$
$900 {\rm GeV}$	$0.677478 \pm 15.8762\%$	$1070 {\rm GeV}$	$0.199967 \pm 17.3603\%$
$905 { m GeV}$	$0.652317 \pm 15.914\%$	$1075 \mathrm{GeV}$	$0.193881 \pm 17.4329\%$
$910 {\rm GeV}$	$0.627695 \pm 15.9569\%$	$1080 {\rm GeV}$	$0.186836 \pm 17.4816\%$
$915 {\rm GeV}$	$0.605596 \pm 15.9838\%$	$1085 \mathrm{GeV}$	$0.180783 \pm 17.5245\%$
$920 {\rm GeV}$	$0.58302\pm16.029\%$	$1090 {\rm GeV}$	$0.174652\pm17.5336\%$
$925 { m GeV}$	$0.561889 \pm 16.0626\%$	$1095 {\rm GeV}$	$0.168526\pm17.6231\%$
$930 { m GeV}$	$0.540533 \pm 16.1499\%$	$1100 \mathrm{GeV}$	$0.163491 \pm 17.6402\%$
$935 { m GeV}$	$0.521159 \pm 16.1607\%$	$1105 \mathrm{GeV}$	$0.158451\pm17.6564\%$
$940 \mathrm{GeV}$	$0.521159 \pm 16.1607\%$	$1110 \mathrm{GeV}$	$0.153298 \pm 17.7266\%$
$945 \mathrm{GeV}$	$0.483546 \pm 16.2492\%$	$1115 \mathrm{GeV}$	$0.148246\pm17.7755\%$
$950 { m GeV}$	$0.483546 \pm 16.2492\%$	$1120 \mathrm{GeV}$	$0.143169 \pm 17.813\%$
$955 { m GeV}$	$0.483546 \pm 16.2492\%$	$1125 \mathrm{GeV}$	$0.139009 \pm 17.8569\%$
$960 {\rm GeV}$	$0.483546 \pm 16.2492\%$	$1130 {\rm GeV}$	$0.133972 \pm 17.9205\%$
$965 { m GeV}$	$0.418744 \pm 16.4473\%$	$1135 {\rm GeV}$	$0.129938 \pm 17.938\%$
$970 \mathrm{GeV}$	$0.403514 \pm 16.4538\%$	$1140 \mathrm{GeV}$	$0.125799 \pm 17.9658\%$
$975 \mathrm{GeV}$	$0.389266 \pm 16.5308\%$	$1145 \mathrm{GeV}$	$0.121755 \pm 18.0222\%$
$980 { m GeV}$	$0.375053 \pm 16.5398\%$	$1150 \mathrm{GeV}$	$0.117687 \pm 18.0655\%$
$985 { m GeV}$	$0.36182 \pm 16.619\%$	$1155 \mathrm{GeV}$	$0.11358\pm18.1327\%$
$990 {\rm GeV}$	$0.349764 \pm 16.6462\%$	$1160 {\rm GeV}$	$0.110557 \pm 18.1465\%$
$995 { m GeV}$	$0.337454 \pm 16.6888\%$	$1165 {\rm GeV}$	$0.107532\pm18.1655\%$
$1000 {\rm GeV}$	$0.325388 \pm 16.758\%$	$1170 \mathrm{GeV}$	$0.10339\pm18.2421\%$
$1005 { m GeV}$	$0.314329 \pm 16.7865\%$	$1175 \mathrm{GeV}$	$0.10036\pm18.2686\%$
$1010 {\rm GeV}$	$0.30314 \pm 16.8766\%$	$1180 \mathrm{GeV}$	$0.0971485 \pm 18.3142\%$
$1015 { m GeV}$	$0.292987 \pm 16.8793\%$	$1185 \mathrm{GeV}$	$0.0942072 \pm 18.3623\%$
$1020 { m GeV}$	$0.282927 \pm 16.9098\%$	$1190 \mathrm{GeV}$	$0.0912756\pm18.3957\%$
$1025 { m GeV}$	$0.272778 \pm 16.9917\%$	$1195 \mathrm{GeV}$	$0.0883712 \pm 18.4467\%$
$1030 { m GeV}$	$0.263724 \pm 17.0244\%$	$1200 {\rm GeV}$	$0.0856418 \pm 18.4814\%$
$1035 { m GeV}$	$0.254721 \pm 17.0758\%$	$1205 \mathrm{GeV}$	$0.0830236 \pm 18.5276\%$
$1040 { m GeV}$	$0.245426 \pm 17.1325\%$	$1210 \mathrm{GeV}$	$0.0804313 \pm 18.5714\%$
$1045 { m GeV}$	$0.237403 \pm 17.1542\%$	$1215 \mathrm{GeV}$	$0.0779039 \pm 18.6096\%$
$1050 { m GeV}$	$0.229367 \pm 17.1975\%$	$1220 \mathrm{GeV}$	$0.0755801 \pm 18.6429\%$

表 A.3 グルイーノ生成断面積一覧 3

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$1225 \mathrm{GeV}$	$0.0732255 \pm 18.7227\%$	$1395 { m GeV}$	$0.0260313 \pm 20.7488\%$
$1230 {\rm GeV}$	$0.0709683 \pm 18.7266\%$	$1400 \mathrm{GeV}$	$0.0252977 \pm 20.9163\%$
$1235 \mathrm{GeV}$	$0.0688462 \pm 18.7544\%$	$1405 {\rm GeV}$	$0.0245679 \pm 21.0704\%$
$1240 \mathrm{GeV}$	$0.0666928 \pm 18.8404\%$	$1410 \mathrm{GeV}$	$0.0238741 \pm 20.9586\%$
$1245 \mathrm{GeV}$	$0.0646423 \pm 18.8414\%$	$1415 \mathrm{GeV}$	$0.0231433 \pm 21.1204\%$
$1250 \mathrm{GeV}$	$0.0627027 \pm 18.9328\%$	$1420 {\rm GeV}$	$0.0225194 \pm 21.2481\%$
$1255 \mathrm{GeV}$	$0.0607803 \pm 18.9693\%$	$1425 { m GeV}$	$0.0218959 \pm 21.4183\%$
$1260 {\rm GeV}$	$0.0589319 \pm 18.9695\%$	$1430 { m GeV}$	$0.0211928 \pm 21.365\%$
$1265 \mathrm{GeV}$	$0.0571859 \pm 19.0561\%$	$1435 { m GeV}$	$0.0206244 \pm 21.7574\%$
$1270 \mathrm{GeV}$	$0.0554225 \pm 19.1806\%$	$1440 { m GeV}$	$0.0200458 \pm 21.6629\%$
$1275 \mathrm{GeV}$	$0.0536906 \pm 19.2452\%$	$1445 \mathrm{GeV}$	$0.0194648 \pm 21.5531\%$
$1280 \mathrm{GeV}$	$0.052051 \pm 19.2396\%$	$1450 { m GeV}$	$0.0188887 \pm 21.9548\%$
$1285 \mathrm{GeV}$	$0.0504982 \pm 19.3577\%$	$1455 \mathrm{GeV}$	$0.018364 \pm 22.1266\%$
$1290 \mathrm{GeV}$	$0.0489404 \pm 19.4903\%$	$1460 { m GeV}$	$0.0178858 \pm 22.0054\%$
$1295 \mathrm{GeV}$	$0.047474 \pm 19.5871\%$	$1465 { m GeV}$	$0.0173622 \pm 22.1916\%$
$1300 {\rm GeV}$	$0.0460525 \pm 19.64\%$	$1470 \mathrm{GeV}$	$0.0168403 \pm 22.3972\%$
$1305 \mathrm{GeV}$	$0.0447038 \pm 19.7627\%$	$1475 \mathrm{GeV}$	$0.0163556 \pm 22.2173\%$
$1310 \mathrm{GeV}$	$0.0433373 \pm 19.8601\%$	$1480 { m GeV}$	$0.0159386 \pm 22.3581\%$
$1315 \mathrm{GeV}$	$0.0420362 \pm 19.8634\%$	$1485 { m GeV}$	$0.0154568 \pm 22.2281\%$
$1320 {\rm GeV}$	$0.0407723 \pm 19.9586\%$	$1490 \mathrm{GeV}$	$0.0150345 \pm 22.4111\%$
$1325 \mathrm{GeV}$	$0.0395728 \pm 19.951\%$	$1495 \mathrm{GeV}$	$0.0146102\pm22.5293\%$
$1330 { m GeV}$	$0.0383587 \pm 19.993\%$	$1500 { m GeV}$	$0.0141903 \pm 22.7296\%$
$1335 { m GeV}$	$0.0372043 \pm 20.1012\%$	$1505 { m GeV}$	$0.01377 \pm 22.9402\%$
$1340 {\rm GeV}$	$0.0361694 \pm 20.2191\%$	$1510 { m GeV}$	$0.0133923 \pm 22.6528\%$
$1345 \mathrm{GeV}$	$0.0350586 \pm 20.1714\%$	$1515 \mathrm{GeV}$	$0.0130286 \pm 23.2697\%$
$1350 { m GeV}$	$0.0340187 \pm 20.3088\%$	$1520 { m GeV}$	$0.012649\pm23.0194\%$
$1355 \mathrm{GeV}$	$0.0330251 \pm 20.2807\%$	$1525 { m GeV}$	$0.0123374 \pm 23.1801\%$
$1360 { m GeV}$	$0.0320787 \pm 20.3682\%$	$1530 { m GeV}$	$0.0119628 \pm 22.9449\%$
$1365 { m GeV}$	$0.0311325 \pm 20.5466\%$	$1535 { m GeV}$	$0.0116378 \pm 23.1293\%$
$1370 { m GeV}$	$0.0302294 \pm 20.4724\%$	$1540 { m GeV}$	$0.0113183 \pm 23.3535\%$
$1375 \mathrm{GeV}$	$0.0292919 \pm 20.6217\%$	$1545 \mathrm{GeV}$	$0.0110039 \pm 23.456\%$
$1380 {\rm GeV}$	$0.0284627 \pm 20.7773\%$	$1550 { m GeV}$	$0.0107027 \pm 23.4971\%$
$1385 \mathrm{GeV}$	$0.0276679 \pm 20.6729\%$	$1555 \mathrm{GeV}$	$0.0103967 \pm 23.505\%$
$1390 \mathrm{GeV}$	$0.0268339 \pm 20.8251\%$	$1560 { m GeV}$	$0.0101149 \pm 23.6723\%$

表 A.4 グルイーノ生成断面積一覧 4

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$1565 \mathrm{GeV}$	$0.00984079 \pm 23.7486\%$	$1735 \mathrm{GeV}$	$0.00389655 \pm 26.7109\%$
$1570 \mathrm{GeV}$	$0.00956216 \pm 23.8011\%$	$1740 \mathrm{GeV}$	$0.00379497 \pm 26.8072\%$
$1575 \mathrm{GeV}$	$0.00930893 \pm 23.8712\%$	$1745 \mathrm{GeV}$	$0.00370003 \pm 27.04\%$
$1580 {\rm GeV}$	$0.00905112 \pm 23.9145\%$	$1750 \mathrm{GeV}$	$0.00359842 \pm 27.1502\%$
$1585 \mathrm{GeV}$	$0.00880102\pm24.088\%$	$1755 \mathrm{GeV}$	$0.00350486\pm27.229\%$
$1590 {\rm GeV}$	$0.00856388 \pm 24.1033\%$	$1760 {\rm GeV}$	$0.00350486\pm27.229\%$
$1595 { m GeV}$	$0.00832287 \pm 24.2052\%$	$1765 \mathrm{GeV}$	$0.00332255 \pm 27.416\%$
$1600 {\rm GeV}$	$0.00810078 \pm 24.2679\%$	$1770 \mathrm{GeV}$	$0.00323809 \pm 27.6458\%$
$1605 {\rm GeV}$	$0.0078785 \pm 24.3322\%$	$1775 \mathrm{GeV}$	$0.00314866 \pm 27.5834\%$
$1610 { m GeV}$	$0.00767087 \pm 24.4839\%$	$1780 \mathrm{GeV}$	$0.00306841 \pm 27.6481\%$
$1615 { m GeV}$	$0.00745579\pm24.5137\%$	$1785 \mathrm{GeV}$	$0.00298808 \pm 27.7145\%$
$1620 { m GeV}$	$0.00725443 \pm 24.569\%$	$1790 { m GeV}$	$0.00291365 \pm 27.9548\%$
$1625 { m GeV}$	$0.00705942 \pm 24.6853\%$	$1795 \mathrm{GeV}$	$0.0028312 \pm 128.0642\%$
$1630 { m GeV}$	$0.00687457 \pm 24.804\%$	$1800 { m GeV}$	$0.00276133 \pm 28.108\%$
$1635 { m GeV}$	$0.00668418 \pm 24.8672\%$	$1805 \mathrm{GeV}$	$0.00269156 \pm 28.1566\%$
$1640 {\rm GeV}$	$0.00651001\pm24.9776\%$	$1810 \mathrm{GeV}$	$0.00262156 \pm 28.2017\%$
$1645 \mathrm{GeV}$	$0.00633268 \pm 25.0679\%$	$1815 \mathrm{GeV}$	$0.00254938 \pm 28.2755\%$
$1650 { m GeV}$	$0.00616072 \pm 25.138\%$	$1820 { m GeV}$	$0.00248581 \pm 28.5102\%$
$1655 { m GeV}$	$0.00599673 \pm 25.2591\%$	$1825 \mathrm{GeV}$	$0.00241549 \pm 28.5869\%$
$1660 { m GeV}$	$0.00583243 \pm 25.3829\%$	$1830 { m GeV}$	$0.00235625 \pm 28.6103\%$
$1665 { m GeV}$	$0.00567868 \pm 25.5006\%$	$1835 { m GeV}$	$0.00229576\pm28.596\%$
$1670 {\rm GeV}$	$0.00553066\pm25.5203\%$	$1840 \mathrm{GeV}$	$0.00223603 \pm 28.6654\%$
$1675 { m GeV}$	$0.00538094 \pm 25.5439\%$	$1845 \mathrm{GeV}$	$0.00218302 \pm 28.8949\%$
$1680 { m GeV}$	$0.00523764 \pm 25.6602\%$	$1850 { m GeV}$	$0.00212345 \pm 28.9167\%$
$1685 { m GeV}$	$0.00509647 \pm 25.8745\%$	$1855 \mathrm{GeV}$	$0.00207 \pm 29.1835\%$
$1690 { m GeV}$	$0.0049577 \pm 25.8847\%$	$1860 { m GeV}$	$0.00200972 \pm 29.1901\%$
$1695 { m GeV}$	$0.00483094 \pm 26.0944\%$	$1865 \mathrm{GeV}$	$0.00196025 \pm 29.2103\%$
$1700 {\rm GeV}$	$0.00470323 \pm 26.1021\%$	$1870 \mathrm{GeV}$	$0.00191132 \pm 29.1893\%$
$1705 {\rm GeV}$	$0.0045807 \pm 26.2095\%$	$1875 \mathrm{GeV}$	$0.00185789 \pm 29.4928\%$
$1710 \mathrm{GeV}$	$0.00445824 \pm 26.3238\%$	$1880 { m GeV}$	$0.00181527\pm29.723\%$
$1715 \mathrm{GeV}$	$0.0043369 \pm 26.3092\%$	$1885 \mathrm{GeV}$	$0.00176658 \pm 29.7236\%$
$1720 {\rm GeV}$	$0.00422488 \pm 26.4093\%$	$1890 \mathrm{GeV}$	$0.00172274 \pm 29.9813\%$
$1725 \mathrm{GeV}$	$0.00411276\pm26.513\%$	$1895 \mathrm{GeV}$	$0.00167806 \pm 29.6455\%$
$1730 { m GeV}$	$0.00411276 \pm 26.513\%$	$1900 {\rm GeV}$	$0.00163547 \pm 29.9045\%$

表 A.5 グルイーノ生成断面積一覧 5

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$1905 {\rm GeV}$	$0.0015925 \pm 30.2039\%$	$2075 \mathrm{GeV}$	$0.000671106 \pm 33.47\%$
$1910 {\rm GeV}$	$0.00155445\pm30.1015\%$	$2080 { m GeV}$	$0.000654555 \pm 33.4624\%$
$1915 \mathrm{GeV}$	$0.00151503\pm30.0356\%$	$2085 { m GeV}$	$0.000638154 \pm 33.6239\%$
$1920 {\rm GeV}$	$0.00147199\pm30.3575\%$	$2090 {\rm GeV}$	$0.000622299 \pm 33.6944\%$
$1925 { m GeV}$	$0.0014401\pm30.5951\%$	$2095 {\rm GeV}$	$0.000606772 \pm 33.8846\%$
$1930 { m GeV}$	$0.0014016\pm30.5171\%$	$2100 {\rm GeV}$	$0.000591918 \pm 33.9326\%$
$1935 { m GeV}$	$0.00136297 \pm 30.4873\%$	$2105 \mathrm{GeV}$	$0.000577016 \pm 33.9891\%$
$1940 \mathrm{GeV}$	$0.001331 \pm 30.7414\%$	$2110 \mathrm{GeV}$	$0.000562775 \pm 34.126\%$
$1945 { m GeV}$	$0.001299 \pm 31.0066\%$	$2115 \mathrm{GeV}$	$0.000548803 \pm 34.1942\%$
$1950 { m GeV}$	$0.0012642\pm30.4581\%$	$2120 \mathrm{GeV}$	$0.000535625 \pm 34.3143\%$
$1955 { m GeV}$	$0.00123087 \pm 30.8644\%$	$2125 \mathrm{GeV}$	$0.000522481 \pm 34.4322\%$
$1960 { m GeV}$	$0.00120048\pm30.9669\%$	$2130 {\rm GeV}$	$0.000509317 \pm 34.5795\%$
$1965 { m GeV}$	$0.00117053 \pm 31.0216\%$	$2135 \mathrm{GeV}$	$0.000496197 \pm 34.6013\%$
$1970 { m GeV}$	$0.00114051 \pm 31.0814\%$	$2140 \mathrm{GeV}$	$0.000484078 \pm 34.712\%$
$1975 { m GeV}$	$0.00111722 \pm 31.5357\%$	$2145 \mathrm{GeV}$	$0.000472404 \pm 34.6967\%$
$1980 { m GeV}$	$0.00108758 \pm 31.5568\%$	$2150 {\rm GeV}$	$0.000460941 \pm 34.9082\%$
$1985 { m GeV}$	$0.00105813 \pm 31.5103\%$	$2155 \mathrm{GeV}$	$0.00044976 \pm 35.0413\%$
$1990 { m GeV}$	$0.00102936 \pm 31.4167\%$	$2160 { m GeV}$	$0.000438717 \pm 35.1403\%$
$1995 { m GeV}$	$0.00100614 \pm 31.7628\%$	$2165 {\rm GeV}$	$0.000427663 \pm 35.2429\%$
$2000 {\rm GeV}$	$0.000981077 \pm 31.8422\%$	$2170 \mathrm{GeV}$	$0.000417087 \pm 35.2067\%$
$2005 {\rm GeV}$	$0.000956613 \pm 31.9751\%$	$2175 \mathrm{GeV}$	$0.000406541 \pm 35.4714\%$
$2010 {\rm GeV}$	$0.000932325 \pm 32.0882\%$	$2180 \mathrm{GeV}$	$0.000396549 \pm 35.5491\%$
$2015 {\rm GeV}$	$0.000909408 \pm 32.1466\%$	$2185 \mathrm{GeV}$	$0.000387227 \pm 35.7425\%$
$2020 {\rm GeV}$	$0.000886417 \pm 32.2175\%$	$2190 {\rm GeV}$	$0.000377685 \pm 35.6672\%$
$2025 { m GeV}$	$0.000863806 \pm 32.3142\%$	$2195 \mathrm{GeV}$	$0.00036824 \pm 35.9098\%$
$2030 { m GeV}$	$0.00084231 \pm 32.4635\%$	$2200 {\rm GeV}$	$0.00036824 \pm 35.9098\%$
$2035 { m GeV}$	$0.000821016 \pm 32.5832\%$	$2205 \mathrm{GeV}$	$0.000350402 \pm 36.0185\%$
$2040 {\rm GeV}$	$0.00080083 \pm 32.6879\%$	$2210 \mathrm{GeV}$	$0.000342071\pm36.245\%$
$2045 {\rm GeV}$	$0.000781098 \pm 32.7197\%$	$2215 \mathrm{GeV}$	$0.000333108 \pm 36.3203\%$
$2050 { m GeV}$	$0.000761286 \pm 32.9341\%$	$2220 \mathrm{GeV}$	$0.000325306 \pm 36.3282\%$
$2055 { m GeV}$	$0.000742602 \pm 32.9529\%$	$2225 \mathrm{GeV}$	$0.000316997 \pm 36.5413\%$
$2060 { m GeV}$	$0.000724162 \pm 33.1309\%$	$2230 \mathrm{GeV}$	$0.000309731 \pm 36.7432\%$
$2065 { m GeV}$	$0.000706078 \pm 33.2221\%$	$2235 \mathrm{GeV}$	$0.000301864 \pm 36.7687\%$
$2070 {\rm GeV}$	$0.000688773 \pm 33.2606\%$	$2240 \mathrm{GeV}$	$0.000294675 \pm 36.9412\%$

表 A.6 グルイーノ生成断面積一覧 6

グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性	グルイーノ質量	生成断面積 [pb]± 不定性
$2245 \mathrm{GeV}$	$0.000287398 \pm 37.1824\%$	$2415 \mathrm{GeV}$	$0.0001241 \pm 40.9566\%$
$2250 { m GeV}$	$0.00028065 \pm 37.1485\%$	$2420 \mathrm{GeV}$	$0.000121089 \pm 41.0638\%$
$2255 \mathrm{GeV}$	$0.000273425 \pm 37.3577\%$	$2425 \mathrm{GeV}$	$0.000118777 \pm 41.508\%$
$2260 { m GeV}$	$0.000266633 \pm 37.3399\%$	$2430 \mathrm{GeV}$	$0.000115804 \pm 41.5799\%$
$2265 { m GeV}$	$0.000260448 \pm 37.5246\%$	$2435 \mathrm{GeV}$	$0.00011285 \pm 41.6479\%$
$2270 {\rm GeV}$	$0.000254453 \pm 37.7047\%$	$2440 \mathrm{GeV}$	$0.000109965 \pm 41.6973\%$
$2275 \mathrm{GeV}$	$0.000248358 \pm 37.8684\%$	$2445 \mathrm{GeV}$	$0.000107077 \pm 41.6702\%$
$2280 {\rm GeV}$	$0.00024216 \pm 38.071\%$	$2450 \mathrm{GeV}$	$0.000104886 \pm 41.9997\%$
$2285 \mathrm{GeV}$	$0.000235996\pm38.26\%$	$2455 \mathrm{GeV}$	$0.000102035 \pm 41.9184\%$
$2290 { m GeV}$	$0.000230291 \pm 38.1896\%$	$2460 \mathrm{GeV}$	$9.97969e-05 \pm 42.1891\%$
$2295 { m GeV}$	$0.000224084 \pm 38.4083\%$	$2465 \mathrm{GeV}$	$9.73046\text{e-}05 \pm 42.2923\%$
$2300 { m GeV}$	$0.000219049 \pm 38.5249\%$	$2470 \mathrm{GeV}$	$9.50093e-05 \pm 42.3683\%$
$2305 { m GeV}$	$0.000214032 \pm 38.6523\%$	$2475 \mathrm{GeV}$	$9.26878e-05 \pm 42.5345\%$
$2310 { m GeV}$	$0.000208248 \pm 38.6168\%$	$2480 \mathrm{GeV}$	$9.04143e-05 \pm 42.5981\%$
$2315 { m GeV}$	$0.000203199 \pm 38.742\%$	$2485 \mathrm{GeV}$	$8.82972\text{e-}05 \pm 42.816\%$
$2320 { m GeV}$	$0.00019809\pm38.9115\%$	$2490 \mathrm{GeV}$	$8.61566\text{e-}05 \pm 42.8228\%$
$2325 { m GeV}$	$0.000193715 \pm 39.2614\%$	$2495 \mathrm{GeV}$	$8.40135 \text{e-}05 \pm 42.9963\%$
$2330 { m GeV}$	$0.000189162 \pm 39.1278\%$	$2500 { m GeV}$	$8.20068\text{e-}05 \pm 43.1071\%$
$2335 { m GeV}$	$0.000184075 \pm 39.3222\%$	$2505 { m GeV}$	$8.00048\text{e-}05 \pm 43.2345\%$
$2340 { m GeV}$	$0.000180106 \pm 39.3788\%$	$2510 {\rm GeV}$	$7.81237 \text{e-}05 \pm 43.3972\%$
$2345 \mathrm{GeV}$	$0.000175678 \pm 39.8124\%$	$2515 \mathrm{GeV}$	$7.62249 \text{e-} 05 \pm 43.4971\%$
$2350 {\rm GeV}$	$0.000171031 \pm 39.6435\%$	$2520 { m GeV}$	$7.43669 \text{e-} 05 \pm 43.522\%$
$2355 { m GeV}$	$0.000167051 \pm 39.707\%$	$2525 { m GeV}$	$7.25103 \text{e-} 05 \pm 43.7345\%$
$2360 { m GeV}$	$0.000163052 \pm 39.8228\%$	$2530 { m GeV}$	$7.08326\text{e-}05 \pm 43.9086\%$
$2365 { m GeV}$	$0.000159079 \pm 39.8948\%$	$2535 { m GeV}$	$6.91512 \text{e-} 05 \pm 43.9687\%$
$2370 { m GeV}$	$0.000155058 \pm 40.0085\%$	$2540 \mathrm{GeV}$	$6.74523 \text{e-}05 \pm 44.0719\%$
$2375 \mathrm{GeV}$	$0.000151091 \pm 40.0903\%$	$2545 \mathrm{GeV}$	$6.57976\text{e-}05 \pm 44.1696\%$
$2380 { m GeV}$	$0.000147865 \pm 40.4762\%$	$2550 { m GeV}$	$6.42534 \text{e-}05 \pm 44.3683\%$
$2385 { m GeV}$	$0.000143836 \pm 40.6052\%$		
$2390 { m GeV}$	$0.00014101\pm40.553\%$		
$2395 { m GeV}$	$0.000137035 \pm 40.6244\%$		
$2400 {\rm GeV}$	$0.000133965 \pm 40.7945\%$		
$2405 \mathrm{GeV}$	$0.000130879 \pm 40.9847\%$		
$2410 \mathrm{GeV}$	$0.000127783 \pm 41.1703\%$		

表 A.7 グルイーノ生成断面積一覧 7

付録 B

各変数における再構成効率

ここでは、LargeD0 Re-tracking を用いた飛跡再構成において各変数における再構成効率 及び Fake の確率を示す。

B.1 信号事象の飛跡再構成効率

図 B.1 から図 B.3 に信号事象の飛跡再構成効率における粒子の運動量依存性を示す。

図 B.4 から図 B.6 に信号事象の飛跡再構成効率における粒子の η 依存性を示す。

図 B.7 から図 B.9 に、終状態が qq without bb における信号事象の飛跡再構成効率の R お よび z 依存性の ATLAS 標準の飛跡再構成との比較を示す。

図 B.10 から図 B.12 に、終状態が bb における信号事象の飛跡再構成効率の R および z 依存性の ATLAS 標準の飛跡再構成との比較を示す。

図 B.13 から図 B.15 に、終状態が*ll* における信号事象の飛跡再構成効率の R および *z* 依存性の ATLAS 標準の飛再構成との比較を示す。

図 B.16 から図 B.18 に、それぞれの終状態における信号事象の飛跡再構成効率の R および z 依存性の質量差依存性を示す。ここでの効率の定義は第4章と同様に、truth matching probability を用いて、

动索	再構成した飛跡が 0.8 以上の確率で truth の信号事象の飛跡とマッチした数	(R 1)
劝平 —	truth の信号事象の飛跡の数	(D.1)

と定義する。また、truth に対して第4章と同様に、表 B.1 のカットをかけた。

カット	詳細
$p_{\rm T} > 400 { m ~MeV}$	飛跡の運動量が 400 MeV 以上
charge $= \pm 1$	飛跡が ±1 の電荷を持っていること
status $= 1$	truth において終状態の粒子であること

表 B.1 信号事象の飛跡再構成効率における truth に対するカット一覧。



図 B.1 終状態が qq without bb における飛跡再構成効率の粒子の運動量依存性。



図 B.2 終状態が bb における飛跡再構成効率の粒子の運動量依存性。



図 B.3 終状態が ll における飛跡再構成効率の粒子の運動量依存性。



図 B.4 終状態が qq without bb における飛跡再構成効率の粒子の η 依存性。



図 B.5 終状態が bb における飛跡再構成効率の粒子の η 依存性。



図 B.6 終状態が ll における飛跡再構成効率の粒子の η 依存性。



図 B.7 \tilde{m}_g =900 GeV,qq without bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標準再構成との比較。



図 B.8 \tilde{m}_g =1100 GeV, qq without bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標準再構成との比較。



図 B.9 \tilde{m}_g =1500 GeV, qq without bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標準再構成との比較。



図 B.10 \tilde{m}_g =900 GeV,bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標準 再構成との比較。



図 B.11 \tilde{m}_g =1100 GeV,bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標 準再構成との比較。



図 B.12 \tilde{m}_g =1500 GeV,bb の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標 準再構成との比較。



図 B.13 \tilde{m}_g =900 GeV,llの飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標準 再構成との比較。



図 B.14 \tilde{m}_g =1100 GeV,*ll* の飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の ATLAS 標 準再構成との比較。



図 B.15 \tilde{m}_g =1500 GeV, *ll* の飛跡再構成効率の粒子の R および *z* 依存性の ATLAS 標 準再構成との比較。

図 B.16 終状態が qq without bb における飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の 質量差依存性。

図 B.17 終状態が bb における飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の質量差依存性。

図 B.18 終状態が ll における飛跡再構成効率の粒子の R および z 依存性の質量差依存性。

B.2 Fake の確率

図 B.19 から図 B.21 に Fake の確率における粒子の運動量依存性を示す。 また、図 B.22 から図 B.24 に Fake の確率における η 依存性を示す。 Fake の確率は truth matching probability を用いて、

Fake の確率 = 再構成した飛跡と truth の飛跡で 0.5 未満の確率となった飛跡数 再構成した飛跡の数 (B.2)

と定義する。ここでも第4章と同様に、再構成した飛跡に対して表 B.2 のカットを適用した。

カット	詳細
$ \eta < 2.5$	η の絶対値が 2.5 未満であること
$p_{\rm T} > 400 {\rm ~MeV}$	飛跡の運動量が 400 MeV 以上
Number of Si Hits ≥ 7	pixel と SCT で7以上のヒットがあること
Number of Si Shared ≤ 1	pixel と SCT で Shared ヒットが最大1であること

表 B.2 Fake 確率における再構成した飛跡に対するカット一覧。

図 B.19 終状態が qq without bb における Fake 確率の粒子の運動量依存性。

図 B.20 終状態が bb における Fake 確率の粒子の運動量依存性。

図 B.21 終状態が ll における Fake 確率の粒子の運動量依存性。

図 B.22 終状態が qq without bb における Fake 確率の粒子の η 依存性。

図 B.23 終状態が bb における Fake 確率の粒子の η 依存性。

図 B.24 終状態が*ll* における Fake 確率の粒子のη依存性。

謝辞

本研究を進める上で、多くの方のお世話になりました。

九州大学素粒子実験研究室の川越清以教授には他の研究室からやってきた私をあたたく迎 えて頂きました。おかげで、同研究室のメンバーと非常に楽しい研究生活を送るだけでなく 世界最先端の研究に立つことができました。

主指導教員の東城順治准教授には、私のやりたい研究テーマを選択させていただいただけ でなく、将来の進路にも配慮したスケジュールを組んでいただきました。研究活動において も、数多くのアドバイスだけでなく、文章校正までしていただき、大変助かりました。あり がとうございました。

本研究を進めるにあたり、同大学同研究室の音野瑛俊助教・織田勧助教のお二人には、研 究においてより実践的なアドバイスを多く頂きました。また、CERN における研究生活にお いても、いろいろと気にかけていただき、食事に連れて行ってもらったり、オフィスの中で の会話は非常に楽しかった思い出があります。音野助教には、同じワーキンググループの中 で研究する中で、サンプル作成からデータ解析に至るまで細かなアドバイスを頂いただけで なく、発表する機会も多く与えてくださいました。織田助教には、ATLAS で使われるツー ル等について簡単なことから丁寧に教えていただきました。解析結果についても数多くのコ メントやアドバイスをいただき、とても勉強になりました。

東京工業大学陣内研究室の本橋和貴氏には共に研究を進める上で、サンプル作成から解析 に至るまで見本となる研究を見せていただきました。CERN における研究生活面においても 多くのアドバイスをいただき、楽しい研究生活を送ることができました。同大学研究室の早 川大樹氏には、サンプル作成の確認を共に行い、実験のシフト中の疑問について丁寧に答え ていただきました。また、先輩の調翔平氏にもシフトの取り方を丁寧に教えていただき、疑 問に親切に答えていただきました。

DV 探索ワーキング・グループの代表者である、テルアビブ大学の Abi Soffer 氏には、研 究結果を発表するにあたって多くのご質問・アドバイスをいただきました。サンプル作成を 行う上で、マックス・プランク研究所の Michael James Flowerdew 氏、ローレンス・バーク レー国立研究所の Zachary Marshall 氏、東京大学素粒子物理国際研究センターの山中隆志 特任研究員にはサンプル作成方法から技術的な問題を解決するためにご協力頂きました。お かげで、解析するための準備をスムーズにすすめることができました。Re-tracking および DV の再構成ツールの開発において、特にオハイオ州立大学の Siinn Che 氏、テルアビブ大 学の Jordi Duarte Campderros 氏には基本的な質問から丁寧に答えて頂きました。それ以 外の ATLAS コラボレータの研究者の方々からコメントやアドバイスを多くいただいたおか げで研究を進めることができました。

研究室のメンバーには研究に関することだけでなく私生活面においても多くお世話になり ました。先端素粒子物理研究センターの重松さおり氏を始め事務の方々には、出張手続き関 連の書類をスムーズに処理していただき、研究に集中できる環境を整えてくださいました。 吉岡瑞樹准教授、先輩の中居勇樹氏、同輩の平井寛人氏、後輩の森下彩氏、野口恭平氏には、 主にアウトリーチ活動でお世話になりました。吉岡准教授には、サイエンスカフェの手伝い や研究室ホームページの更新について多くのご意見をくださいました。中居氏には子供向け のイベントを行う上で車を出してくださったり、イベントの準備を手伝ってくださいました。 森下氏には次期アウトリーチ活動を行うリーダーとして、様々な場面で私を支えていただき ました。平井氏、野口氏には研究室ホームページを中心に記事の更新を行っていただきまし た。皆様のご協力で、多数の人に向け情報を発信することができたと確信しております。今 後のアウトリーチ活動の飛躍を期待しています。頑張ってください。また、末原大幹助教、 須藤裕司特任助教、山口博史学術研究員には、いつも気さくに接していただき研究において も多くのアドバイスをいただきました。先輩である大石航氏、松本悟氏、富田龍彦氏には、研 究におけるアドバイスだけでなくご飯にも誘っていただきとても楽しかったです。同輩の長 澤翼氏、長島寬征氏、角直幸氏、住田寬樹氏、高田秀佐氏、田中聡一氏、Darnajou Mathieu 氏とは、毎日研究に一所懸命取り込んでいる姿は私も頑張らねばと良い影響を受けることが できました。日常のさまざまな場面で一緒にいることが多く、たくさんお世話になりました。 後輩の眞玉将豊氏、野口恭平氏、上野和輝氏、伊藤拓実氏、古賀淳氏、斉藤貴士氏、白濱脩太 郎氏、関谷泉氏、山城大知氏には私のくだらない冗談にも付き合ってもらいました。

研究室に限らず、多くの方にお世話になりました。特に、荒川英黎華氏、植木雄哉氏、進 藤祐輔氏、田端心海氏、平河優真氏、増田壮大氏、葭原敏樹氏とは仲良く接していただき、実 りある私生活をおくることができました。ありがとうございました。

最後に、大学院までの進路を尊重し応援していただいた家族に感謝します。

参考文献

- ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B 716, 1 (2012).
- [2] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Physics Letters B **716**, 30 (2012).
- [3] G. G. Ross, GRAND UNIFIED THEORIES, Frontiers In Physics, 60, Benjamin (1985).
- [4] Planck Homepage, http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/Planck.
- [5] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 249, 523 (1991).
- [6] ATLAS Japan Homepage, http://atlas.kek.jp/.
- [7] A. Arvanitaki, N. Craig, S. Dimopoulos, and G. Villadoro, Mini-Split, JHEP 02, 126 (2013).
- [8] N. Nagata, H. Otono, and S. Shirai, Probing bino-wino coannihilation at the LHC, Journal of High Energy Physics 1510, 86 (2015).
- [9] K. Griest and D. Seckel, Three exceptions in the calculation of relic abundances, Phys. Rev. D 43, 3191 (1991).
- [10] N. Barlow, Long-lived and compressed SUSY searches at CMS and ATLAS, in European Physical Society Conference, Vienna, Austria, 2015.
- [11] ATLAS Experiment Public Results Homepage, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/ view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults.
- [12] L. Evans and P. Bryant, LHC Machine, JINST **3**, S08001 (2008).
- [13] ATLAS Experiment Homepage, http://atlas.ch/.
- [14] Particle Data Group, K. A. Olive *et al.*, Review of Particle Physics, Chin. Phys. C38, 090001 (2014).
- [15] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3, S08003 (2008).

- [16] **ATLAS Collaboration**, G. Aad *et al.*, Search for resonances decaying to photon pairs in 3.2 fb⁻¹ of *pp* collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, (2015).
- [17] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at 13TeV, (2015).
- [18] ATLAS Collaboration, A. Airapetian *et al.*, ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1, (1999).
- [19] ATLAS Collaboration, A. Airapetian *et al.*, ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 2, (1999).
- [20] ATLAS Collaboration, F. Hugging, The ATLAS Pixel Insertable B-Layer (IBL), Nucl. Instrum. Meth. A650, 45 (2011).
- [21] ATLAS Collaboration, ATLAS first level trigger: Technical design report, (1998).
- [22] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, and T. Stelzer, MadGraph 5 : Going Beyond, JHEP 06, 128 (2011).
- [23] T. Sjöstrand *et al.*, An Introduction to PYTHIA 8.2, Comput. Phys. Commun. 191, 159 (2015).
- [24] D. Zeppenfeld, Event generation and parton shower, http://www.gkeichtheorien.physik.uni-mainz.de/Dateien/Zeppenfeld-3.pdf.
- [25] GEANT4, S. Agostinelli et al., GEANT4: A Simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A506, 250 (2003).
- [26] W. Lukas, Fast Simulation for ATLAS: Atlfast-II and ISF, Geneva, 2012, CERN, CERN.
- [27] LHC SUSY Cross Section Working Group Homepage, https://twiki.cern.ch/twiki/ bin/view/LHCPhysics/SUSYCrossSections13TeVgluglu.
- [28] S. Shirai and H. Otono, private communication.
- [29] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, Search for massive, long-lived particles using multitrack displaced vertices or displaced lepton pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, Phys. Rev. D 92, 072004 (2015).
- [30] T. Cornelissen *et al.*, The new ATLAS track reconstruction (NEWT), J. Phys. Conf. Ser. **119**, 032014 (2008).
- [31] R. Frhwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: 262, 444 (1987).
- [32] R. O. Duda and P. E. Hart, Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures, Commun. Ass.Comp.Mach 15, 11 (1972).
- [33] ATLAS Collaboration, A. Georges *et al.*, Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment, (2010).

- [34] ATLAS Collaboration, A. Georges *et al.*, Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment, (2012).
- [35] **ATLAS Collaboration**, G. Aad *et al.*, Studies of the ATLAS Inner Detector material using $\sqrt{s} = 13$ TeV *pp* collision data, (2015).
- [36] ATLAS Collaboration, V. Kostyukhin, VKalVrt package for vertex reconstruction in ATLAS, (2003).
- [37] S. R. Das, On a new approach for finding all the modified cut-sets in an incompatibility graph, IEEE Trans. Comput. 22, 187 (1973).