

修士学位論文

-

ATLAS 実験における  
Universal Extra Dimension モデルの発見能力の研究

岡村 淳一

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻  
東京大学素粒子物理国際研究センター 小林富雄研究室

okamura@icepp.s.u-tokyo.ac.jp

平成 22 年 2 月 1 日

## 概要

本論文は、LHCで行なわれる実験の一つである ATLAS 実験において、Universal Extra Dimension (UED) 模型から期待される余剰次元の探索とその発見可能性について評価したものである。UED 模型における最も軽いカルツァ・クライン (KK) 粒子は暗黒物質の良い候補とされており、これは大きな消失エネルギーを生み出し特徴的な信号を残す。

本論文では UED 模型が作る信号を広範囲にわたって検出できる独自の解析法を開発・適用し、その発見能力をシミュレーションで評価した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>7</b>
1.1	標準理論	7
1.2	暗黒物質	8
1.2.1	暗黒物質の存在	8
1.2.2	宇宙物質密度とエネルギー密度	8
1.2.3	冷たい暗黒物質	9
1.3	本論文の構成	11
<b>第 2 章</b>	<b>UED 模型</b>	<b>12</b>
2.1	TeV スケールでの高次元と暗黒物質	12
2.2	UED 模型	14
2.2.1	UED の質量スペクトル	15
2.3	宇宙観測と UED の可能性	17
2.4	LHC でのシグナル	17
<b>第 3 章</b>	<b>LHC 加速器と ATLAS 検出器</b>	<b>19</b>
3.1	LHC : Large Hadron Collider	19
3.2	ATLAS 検出器	21
3.2.1	マグネットシステム	22
3.2.2	内部飛跡検出器	22
3.2.3	カロリメータ	25
3.2.4	ミュオン検出器	29
3.2.5	クラック領域	31
3.2.6	トリガーシステム	32
3.2.7	ATLAS 実験 2009 年度冬の状況	33
<b>第 4 章</b>	<b>検出器シミュレーションと事象の再構成</b>	<b>34</b>
4.1	Full シミュレーション	34
4.1.1	電子および光子の再構成	34
4.1.2	ミュオンの再構成	36
4.1.3	Isolation	36
4.1.4	ジェットの再構成	36
4.1.5	Missing $E_T$ の再構成	38
4.2	Fast シミュレーション	39
4.2.1	電子、ミュオン、光子	39
4.2.2	ジェット	40
4.2.3	Missing ET の再構成	40
4.3	Full シミュレーション vs Fast シミュレーション	41

第 5 章	UED シグナルとバックグラウンド	43
5.1	モンテカルロによるイベント生成	43
5.2	UED シグナル	47
5.2.1	本研究における UED シグナルの扱い	48
5.3	BG event 【 $t\bar{t}$ , $W$ +jets, $WW$ 】	51
5.3.1	本研究におけるバックグラウンドの扱い	52
第 6 章	UED 解析の基礎	54
6.1	レプトン, ジェット, missing ET の定義について	54
6.2	UED 解析の基礎	56
6.2.1	missing ET	56
6.2.2	Jet $P_T$	56
6.2.3	Jet 数	57
6.2.4	lepton 数	57
6.2.5	Transverse Mass ( $M_T$ )	58
6.3	UED トポロジーと研究の動機	59
6.4	発見可能性の指標: significance	59
第 7 章	One lepton + ISR-Jet 解析法	60
7.1	本解析の特徴	60
7.2	セレクションクライテリア	60
7.3	結果	63
7.4	BG 評価-MT 法-	66
第 8 章	Same Sign di-lepton + di-Jet 解析法	69
8.1	本解析の特徴	69
8.2	セレクションクライテリア	69
8.3	結果	71
8.4	バックグラウンドの評価 - Loose Lepton 法 -	72
第 9 章	両解析に対する UED の発見能力	76
9.1	トリガー効率の評価	76
9.2	発見能力	78
9.3	誤差について	82
9.3.1	系統誤差の評価	82
9.3.2	シグナルの不定性	86
9.3.3	誤差を含めた発見能力について	86
第 10 章	まとめ	89
付録 A	サジッタから $P_T$ を求める方法	90
付録 B	Same Sign di-jet 解析において $L = 2fb^{-1}$ での発見能力	91

# 目次

1.1	標準理論の粒子	7
1.2	渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線	8
2.1	$S^1/Z_1$ による余剰次元のコンパクト化	13
2.2	各粒子の輻射補正	15
2.3	tree level と one-loop における第一 KK level のスペクトラム	16
2.4	輻射補正 ( $\Delta R$ ) による各 KK 粒子の質量変化	16
2.5	WMAP 観測による暗黒物質密度を説明できる UED パラメータの領域	17
2.6	SUSY(mSUGRA) モデルの場合と質量が縮退した UED モデルのイベント例	18
3.1	LHC 加速器	19
3.2	ATLAS 検出器	21
3.3	ATLAS のマグネットシステム	22
3.4	内部飛跡検出器の全体図	23
3.5	内部飛跡検出器の構造 1	23
3.6	内部飛跡検出器の構造 2	23
3.7	Pixel Detector の構造および信号読み出し	24
3.8	SCT のモジュール	24
3.9	SCT 組み立て後の様子	24
3.10	遷移輻射のイメージ	25
3.11	high threshold を超えたヒットの数	25
3.12	カロリメータの構造	25
3.13	電磁カロリメータの一部	26
3.14	EM カロリメータ	27
3.15	EM カロリメータにエネルギーをデポジットし、シャワーを起こす様子	27
3.16	タイルカロリメータ (ハドロンバレル部分)	28
3.17	タイルカロリメータの組み立ての様子	28
3.18	ハドロンエンドキャップカロリメータ	28
3.19	ハドロンエンドキャップカロリメータの模式図	28
3.20	フォワードカロリメータのスケッチ図	29
3.21	ミュオン検出器 (R-Z 断面図)	30
3.22	ミュオン検出器による運動量分解能	30
3.23	カロリメータのジオメトリー	31
3.24	EM カロリメータ前の物質量の分布	31
3.25	ATLAS におけるトリガーの流れ	32
3.26	Display of a 2-jet candidate (実データ)	33
3.27	実データとモンテカルロの比較	33

4.1	ATLAS におけるイベントシミュレーションの流れ	34
4.2	ジェットの split と merge	37
4.3	Cone と $K_T$ によるジェットのイメージ	38
4.4	Transfer Function の概念図	41
4.5	missing ET 分布の比較	42
4.6	Jet PT 分布の比較	42
4.7	Jet の本数の比較	42
4.8	Lepton の本数の比較	42
4.9	Electron PT 分布の比較	42
4.10	Muon PT 分布の比較	42
5.1	$\alpha_s(Q^2)$ の $Q$ 依存性	44
5.2	Renormalization スケールの決定	45
5.3	ME と PS によるパートンシャワーの生成	45
5.4	Factorization スケール $\mu_F$	46
5.5	マッチングの例	46
5.6	UED のファインマンダイアグラム	47
5.7	$1/R=700, \Lambda R=20$ の質量スペクトラム	48
5.8	$1/R=700, \Lambda R=2$ の質量スペクトラム	48
5.9	$t\bar{t}$ process	51
5.10	W process	51
5.11	$W^+W^+$ process	52
6.1	missing ET 分布	56
6.2	Leading Jet pT 分布	57
6.3	Jet の数	57
6.4	Lepton の数	58
6.5	MT 分布	58
7.1	ISR-Jet の生成	60
7.2	Leading Jet 分布	61
7.3	Leading Jet , ISR gluon , quark from KK decay の $P_T$ 分布	62
7.4	lepton pT 分布	62
7.5	$M_T$ 分布	63
7.6	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(600,10)	64
7.7	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(600,4)	64
7.8	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(800,10)	64
7.9	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(800,4)	64
7.10	$\Lambda R$ に対する significance	65
7.11	$M_T$ 分布	66
7.12	$missET$ vs MT 2D 分布	67
7.13	MT 法を適用した結果	68
7.14	断面積を $t\bar{t}$ は 2 倍し $W$ は固定とした場合における MT 法の結果	68
7.15	断面積を $t\bar{t}$ は固定し $W$ は 2 倍とした場合における MT 法の結果	68
8.1	$t\bar{t}$ decay	69

8.2	$t\bar{t}$ semi-leptonic decay . . . . .	69
8.3	Same Sign 要求後の Next Leading Lepton の pT 分布 . . . . .	70
8.4	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(600,10) . . . . .	71
8.5	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(600,4) . . . . .	71
8.6	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(800,10) . . . . .	71
8.7	$missET$ 分布( $1/R, \Lambda R$ )=(800,4) . . . . .	71
8.8	$\Lambda R$ に対する significance . . . . .	72
8.9	fakeable と fake lepton の概念図 . . . . .	73
8.10	Fakeable electron と ID (fake) electron . . . . .	74
8.11	Fakeable muon と ID (fake) muon . . . . .	74
8.12	Electron Fake Rate ( $P_T$ depend) . . . . .	74
8.13	Muon Fake Rate ( $P_T$ depend) . . . . .	74
8.14	Loose Lepton 法を適用した結果 (Lepton $P_T$ 分布) . . . . .	75
9.1	one lepton + ISR-Jet 解析の結果 . . . . .	79
9.2	$\Lambda R$ に対する significance . . . . .	79
9.3	$1/R$ に対する significance . . . . .	79
9.4	Same Sign + di-Jet 解析の結果 . . . . .	80
9.5	$\Lambda R$ に対する significance . . . . .	81
9.6	$1/R$ に対する significance . . . . .	81
9.7	$M(g^{(1)})$ vs $\Delta M$ 平面における発見能力【one lepton + ISR-Jet 解析】 . . . . .	81
9.8	$M(g^{(1)})$ vs $\Delta M$ 平面における発見能力【Same Sign + di-Jet 解析】 . . . . .	81
9.9	$missET$ の比較 . . . . .	84
9.10	Leading Jet pT の比較 . . . . .	84
9.11	$M(g^{(1)})$ vs $\Delta M$ 平面における発見能力【one lepton + ISR-Jet 解析】 . . . . .	87
9.12	$M(g^{(1)})$ vs $\Delta M$ 平面における発見能力【SameSign+di-Jet 解析】 . . . . .	88
A.1	サジッタの測定 . . . . .	90
B.1	Same Sign + di-Jet 解析の結果 【 $L=2\text{fb}^{-1}$ の場合】 . . . . .	91

# 表 目 次

3.1	LHC 加速器の主要パラメータ	20
4.1	Atlfast のパラメータ (電子 ミューオン 光子)	39
5.1	使用した UED シグナルサンプル 衝突エネルギー: 10TeV	50
5.2	使用したバックグラウンドサンプル 衝突エネルギー: 10TeV	53
6.1	MT100GeV 以上以下における $t\bar{t}, W$ の割合	59
7.1	カットフロー【one lepton+ISR-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	63
7.2	イベント数と significance【one lepton + ISR-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	64
7.3	MT 法によるバックグラウンド評価の結果 ( $L=200\text{pb}^{-1}$ )	67
8.1	カットフロー【Same Sign + di-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	70
8.2	イベント数と significance【Same Sign + di-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	72
8.3	Same sign di-lepton + di-Jet 解析法のバックグラウンド評価 (LL 法) の結果 $L=200\text{pb}^{-1}$	75
9.1	lumi1E31 の代表的なトリガーメニュー	76
9.2	Lepton + X トリガーのトリガー効率【one lepton + ISR-Jet 解析】	77
9.3	Lepton + X トリガーのトリガー効率【Same Sign + di-Jet 解析】	77
9.4	Di Lepton トリガーのトリガー効率【Same Sign + di-Jet 解析】	77
9.5	Jet+missET トリガーのトリガー効率【one lepton+ISR-Jet 解析】	77
9.6	Jet+missET トリガーのトリガー効率【Same Sign + di-Jet 解析】	78
9.7	Nominal サンプルの generator レベルのカット	82
9.8	MC パラメータの不定性の評価【one lepton +ISR-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	83
9.9	MC パラメータの不定性の評価【SameSign+di-jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	83
9.10	測定器由来の不定性の評価【one lepton + ISR-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	85
9.11	測定器由来の不定性の評価【SameSign+di-jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$	85
9.12	ISR パラメータの不定性の評価【one lepton + ISR-Jet 解析】	86

# 第1章 序論

## 1.1 標準理論

現在、素粒子物理学では標準理論と呼ばれる理論体系があり、今のところ低エネルギー領域では理論的に閉じて自己矛盾のないものとされている [1]。標準理論は、スピン 1/2 をもつクォークとレプトンからなる物質の構成要素と素粒子間の力を媒介するゲージ粒子によって形成されている。ゲージ粒子はグルーオン、フォトン、W および Z ボソンと呼ばれるスピン 1 の粒子であり、それぞれ、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用を説明する。このうち、電磁相互作用と弱い相互作用は Weinberg, Salam, Glashow によって統一され、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$  対称性を持つ電弱相互作用理論にまとめられた。強い相互作用はカラー荷を源とする量子色力学 (QCD) によって説明され、 $SU(3)_C$  対称性を持つ。彼らは重いゲージ粒子 (W,Z) を理論に取り入れて繰り込み可能な理論を構築するためにヒッグス場を導入した。これによって、新たなスカラー粒子であるヒッグス粒子が理論的に予測され、近い将来発見されることが期待されている。ヒッグス粒子の探索は LHC 実験の最重要課題のひとつである。

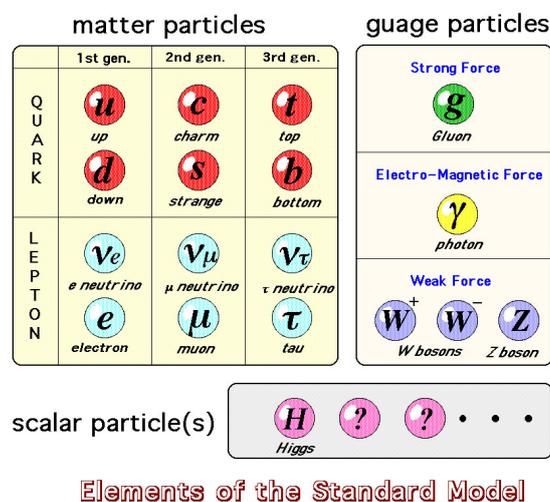


図 1.1: 標準理論の粒子：標準理論の粒子では、唯一ヒッグス粒子だけが未発見である

## 1.2 暗黒物質

LHC 実験の目的には先に述べたヒッグス粒子の探索だけではない。暗黒物質の探索もまた LHC 実験の大きな目的の一つである。

まず、暗黒物質について説明する。

### 1.2.1 暗黒物質の存在

暗黒物質の存在の予言は銀河の回転曲線の観測からなされた。質量分布が球対称であるとする、距離  $r$  の位置での回転速度は重力と遠心力との釣り合いから、

$$v^2 = \frac{M(r)G}{r}$$

で与えられる。G は重力定数、 $M(r)$  は半径  $r$  内の全質量である。よって、回転半径を観測すれば質量分布  $M(r)$  を決定できる。図 1.2 に渦巻銀河の回転角速度を中心からの距離の関数として表した回転曲線を示す。もし、銀河が輝く物質だけで構成されていたならば、回転曲線は距離  $r$  とともに減少するはずである。しかし、図 1.2 の様に、回転曲線は  $r$  が大きくなっても一定の値を持っている。この観測結果は、輝かない物質、つまり”暗黒物質”の存在を示している。

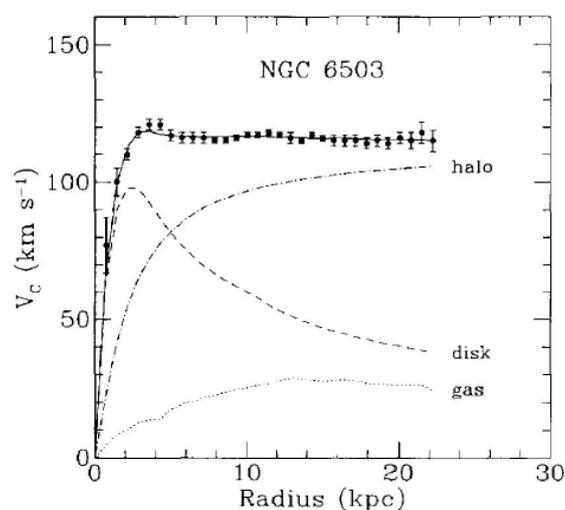


図 1.2: 渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線 [2]: 銀河が輝く物質だけで構成されていたならば、回転曲線は距離  $r$  とともに減少するはずが、回転曲線は  $r$  が大きくなっても一定の値を持つ。この結果は、暗黒物質の存在を示している。

### 1.2.2 宇宙物質密度とエネルギー密度

宇宙背景放射の観測等から宇宙のエネルギー密度を求めることができる。 $\Omega_i$  は、臨界密度に対する、ある宇宙構成要素のエネルギー密度の比で、以下のように表される。

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$$

$\rho_i$  は構成要素  $i$  のエネルギー密度である。 $\rho_c$  は臨界密度で、以下の式で表される。

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G_N}$$

ここで、 $H_0$  はハッブル定数で、 $G_N$  は重力定数である。宇宙全体の密度が臨界密度よりも大きいと宇宙が閉じた空間であり、小さいと開いた空間である。臨界密度であったならば、平衡状態となり宇宙は”平坦”であり、インフレーションモデルの予言と一致する。

宇宙の全エネルギー密度は  $\rho_{tot}$  は、

$$\Omega = \sum_i \Omega_i = \Omega_M + \Omega_\Lambda$$

と書ける。ここで、 $\Omega_M$  は宇宙の物質密度、 $\Omega_\Lambda$  は、宇宙のエネルギー密度である。近年の Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) による宇宙背景放射測定の結果 [3], [4] から

$$\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$$

$$\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04$$

$$\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$$

となった。したがって宇宙は平坦であり、宇宙全体のエネルギー密度のうち、約 27% が物質密度であった。この物質密度  $\Omega_M$  は、

$$\Omega_M = \Omega_B + \Omega_{CDM}$$

に分けられる。 $\Omega_B$  はバリオン密度で、 $\Omega_{CDM}$  は非相対論的な (冷たい) 暗黒物質密度である。これらの WMAP の測定結果は以下である。

$$\Omega_B = 0.044 \pm 0.004$$

$$\Omega_{CDM} = 0.226 \pm 0.004$$

この結果から、宇宙の物質の大部分はバリオンではなく、冷たい暗黒物質であることが分かった。

### 1.2.3 冷たい暗黒物質

宇宙初期に相対的な運動エネルギーを持っていた熱い暗黒物質と、非相対論的な冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter) が暗黒物質の候補であったが、WMAP やその他の研究において冷たい暗黒物質が支持されている。ここでは、冷たい暗黒物質について説明する。

冷たい暗黒物質の候補として、アクシオン、Weakly Interaction Massive Particle (WIMP)(ニュートラリーノ、KK 光子) が考えられている。

#### 【アクシオン】

アクシオンは強い相互作用において CP 対称性の破れを標準理論の最小限の拡張で解決できるように導入された粒子である [5]。アクシオンの質量には次の制限がかけられている。

$$10^{-6} eV < m_a < 10^{-2} eV$$

#### 【ニュートラリーノ】

WIMP は冷たい暗黒物質の候補である。WIMP の中で、暗黒物質の候補として有力視されているのがニュートラリーノである。ニュートラリーノは超対称性理論 [6] で存在が予言されている超対称性粒子の中で最も質量の軽い粒子 LSP (Lightest Supersymmetric Particle) である。LSP は、R-parity の保存のため安定であるので、暗黒物質として残存することができる。

#### 【KK 光子】

WIMP の中で、暗黒物質の候補としてニュートラリーノと並び有力視されているのが KK 光子 (KKPhoton) である。KK 光子は本研究のテーマである UED モデル [7] [8] の中で、最も軽い質量の粒子 LKP (Lightest Kaluza-klein Particle) である。LKP もまた、KK-parity と呼ばれる parity を保存するため安定であるので、暗黒物質として残存することができる。

纏めると、暗黒物質は、以下のような性質を満たす未発見の素粒子である可能性が高い。

1. 電氣的に中性 (輝かない、つまり光と相互作用しない)
2. 非バリオンの粒子
3. 非相対論的粒子 (冷たい)
4. 宇宙における密度が 0.23
5. 安定 (あるいは寿命が宇宙の年齢よりはるかに長い)

以上が、宇宙物理学における理論・観測から期待される暗黒物質像である。本論文では UED に焦点をおき、新しい物理の探索を行なっていきたい。

### 1.3 本論文の構成

本論文は全体で 10 章から成っている。

第 2 章では、UED モデルの一般論について説明し、このモデルで出現する最も軽い粒子が暗黒物質として有力候補であることを示す。また、LHC 実験でのどのようなシグナルを残すのかについて簡単に触れる。

第 3 章では、LHC 実験についての概要と、ATLAS 測定器の構造やその内部の各検出器の説明を行なう。ここでは、検出器の構造やパフォーマンス、データ取得に関するシステムについて述べる。

第 4 章では、シミュレーションについて説明する。本研究は全てシミュレーションでの解析である。シミュレーションには大きく 2 種類の方法があり、その特徴についてそれぞれ説明する。

第 5 章では、UED シグナルとそのバックグラウンドについて説明する。イベント生成におけるパラメータやその扱い、またどのようなサンプルを使用したかについて述べる。

第 6 章では、UED 解析の基礎について述べる。解析を進めるにあたって、重要な物理量の定義や UED シグナルの特徴を有効に利用するテクニック等について解説する。

第 7 章では、本研究の一つ目のアプローチである、One lepton + ISR-Jet 解析法について説明し、発見能力を評価する。また、この解析方法におけるバックグラウンドの評価法についても議論する。

第 8 章では、本研究の二つ目のアプローチである、Same Sign + di-Jet 解析法について説明し、発見能力を評価する。ここでもまた、本解析方法におけるバックグラウンドの評価法についても議論する。

第 9 章では、第 7 章・第 8 章で説明した両解析に対して、UED モデルがどこまで発見能力の領域があるかをチェックする。その際に、トリガー効率の評価・系統誤差の評価についてもここで触れる。

最後に第 10 章で、本研究の纏めとする。

## 第2章 UED 模型

### 2.1 TeV スケールでの高次元と暗黒物質

現在の素粒子物理学において、標準理論でほとんど全ての実験結果を説明する事ができる。しかし、この模型では説明できない現象もいくつかある。例えば、前章で述べたような暗黒物質の候補となりうる素粒子が存在しない。またこの模型ではニュートリノの質量は0であるが、これではスーパーカミオカンデ等の実験で観測されたニュートリノ振動現象も説明できない。これら問題となる現象は、電弱相互作用のエネルギースケール ( $\sim 100\text{GeV}$ ) よりも高いエネルギースケールの物理に関連していると考えられている。したがって、標準模型は電弱相互作用のエネルギースケール程度までの有効理論であって、さらに高いエネルギースケール (TeV スケール) では、標準理論を超えた新しい物理が存在すると信じられている。TeV スケールで現れる標準模型を超える素粒子模型を考えると、実は、自然に前節纏めの 1.~5. を満たす暗黒物質の存在が予言される。一般に、TeV スケールにおける新しい素粒子模型には、いくつかの新しい素粒子が導入される。その中には電氣的に中性でかつ非バリオンの粒子も含まれ得る。このため 1., 2. の条件を満たすことは容易に想像できる。

また、非常に初期の宇宙 (宇宙の温度が TeV スケールの時) では、TeV スケールの中性非バリオン安定粒子は、周りの粒子と相互作用を繰り返し平衡状態にあると考えられる。しかし、宇宙が膨張して密度が薄まり冷えるに従い、反応率は小さくなる。そして、やがてこの反応率は宇宙の膨張率 (ハッブルパラメータ) に比べて小さくなる。反応率がハッブルパラメータよりも小さくなった後の宇宙では、もはや周りの粒子と十分に相互作用できず、宇宙膨張に従い、その密度を減らしてゆく。つまり、反応率が宇宙の膨張率と等しくなった時点で、この安定粒子の宇宙における正味の量が決定される。定量的には、ある粒子 A の反応率  $\Gamma$  は、対消滅断面積 ( $\sigma$ )、粒子 A 間の相対速度 ( $v$ ) と粒子 A の数密度 ( $n$ ) の積 ( $\Gamma = \sigma vn$ ) で決まる。粒子 A は初期宇宙では平衡状態にあったため、数密度はボルツマン分布 ( $n = n_{th} \sim (mT/2\pi)^{3/2} \exp[-m_A/T]$ ,  $T$ : 宇宙の温度) で与えられる。この式で明らかのように、宇宙の温度が粒子 A の質量に比べて十分小さくなると、数密度は指数関数的に小さくなり反応率も激減する。一方、ハッブルパラメータ ( $H \sim T^2/m_{pl}$ ,  $m_{pl} \sim 10^{19}\text{GeV}$ ) は温度の 2 乗で小さくなる。反応率と膨張率が等しくなる温度 ( $\Gamma = H$ ) を求めると、第 0 近似で  $T \sim m/20$  程度となる。ここでの注目点は、この”反応の凍結”が起こる温度が、粒子 A の質量にくらべて十分に小さいことである。このことは粒子 A が非相対論的な運動をしている際に反応の凍結が起こることを意味しており、それ以後の宇宙でも粒子 A は非相対論的な運動を続ける。つまり、粒子 A は自然に”冷たい (cold) 暗黒物質”となり、3. を満たす。

現在の宇宙にどの程度粒子 A が残るかは、対消滅断面積の値に依存している。実際に、ボルツマン方程式を解き、現在の暗黒物質密度が 0.23 に成るような対消滅断面積を求めると 1pb 程度になる。驚くべき事に素粒子の質量が 1TeV 程度であると、対消滅断面積は 1pb 程度である。

よって 1TeV 程度の質量を持つ粒子は上述の 3. の条件のみならず、4. の条件も満たすことになる。

では、5. の条件はどうだろうか？

ここで、TeV スケールでの新しい物理の可能性の一つとして、「TeV スケールで新しい時空の次元が見え始める可能性」とする。この考え方は、余剰次元のコンパクト化スケールが TeV スケール ( $\sim 10^{-17}\text{cm}$ ) ほどであっても理論的に問題はなく、これまでの実験事実とも矛盾はしない。むしろ、最近では TeV スケールでの余剰次元の研究がさかに行なわれている。そこで、高次元理論の枠組みにおける暗黒物質について

考えていきたい。一般に、TeV スケールでの新しい模型を考える際には、実験事実と無矛盾にするためにパリティ対称性を課す。この対称性は標準模型の粒子と TeV スケールで新たに導入した粒子とを区別する対称性で、新粒子が低エネルギーの物理への影響を抑制する役割を果たす。つまり、模型の枠組みに後から付け加えた対称性が暗黒物質の安定性を保証する事になる。しかし、高次元模型では暗黒物質の安定性は余剰次元方向の運動量保存則から”自動的に”導かれる。

これにより、高次元の TeV スケールの粒子を考えると、1.~5. を全て自動的に満たし、非常に魅力的な模型になる。

ではここから、TeV スケールの余剰次元を持つ高次元模型から WIMP 暗黒物質がどのように現れ、安定性がどのように保証されるのか、より具体的に見て行きたい。

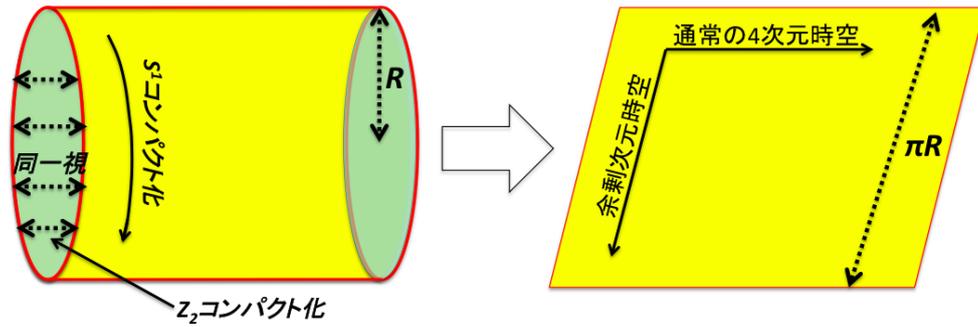


図 2.1:  $S^1/Z_1$  による余剰次元のコンパクト化：このコンパクト化により  $y$  方向に対し周期境界条件と偶関数であることが要請される。

5次元スカラー場を考える。また、余剰次元(5次元目)方向は  $S^1/Z_2$  でコンパクト化されているものとし(図 2.1 参照)、 $S^1$  の半径を  $R$ 、つまりコンパクト化のスケールを  $1/R$  とする。5次元での作用は以下のように書かれる。

$$S = \int d^5x \left[ \frac{1}{2} (\partial_M \Phi) (\partial^M \Phi) - m_0^2 \Phi^2 - \frac{\kappa_5}{3!} \Phi^3 + \dots \right]$$

ここで、 $M=0,1,2,3,5$ 、そして  $\Phi = \Phi(x^\mu, y)$  は5次元のスカラー場で、 $x^\mu (\mu = 0, 1, 2, 3)$  は4次元時空の座標、 $y$  は余剰次元(5次元)の座標を表す。質量パラメータ  $m_0$  は TeV スケールに比べ十分小さいと仮定する。 $\kappa_5$  は結合定数である。

余剰次元は  $S^1$  でコンパクト化されているため、この5次元場は周期境界条件  $\Phi(x^\mu, y) = \Phi(x^\mu, y + 2\pi R)$  を満たさなければならない。そのためにこの5次元場は、余剰次元方向に対し、以下のように展開される。

$$\Phi(x^\mu, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi^{(n)} e^{iny/R}$$

さらに、余剰次元方向は  $Z_2$  でコンパクト化されている。この5次元場は  $y \leftrightarrow -y$  の変換の下で不変であると仮定すると、 $\Phi(x^\mu, y) = \Phi(x^\mu, -y)$  となる。それゆえ、上式の展開は  $y$  に対して偶関数になり以下のとおりになる。

$$\Phi(x^\mu, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \Phi^{(0)}(x^\mu) + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Phi^{(n)}(x^\mu) \cos\left(\frac{ny}{R}\right)$$

この展開式を元の作用に導入し、5次元方向  $y$  の積分を実行すると、以下のように4次元の作用を得る。

$$\begin{aligned}
S = \int d^4x \left[ \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi^{(n)}) (\partial^\mu \phi^{(n)}) - \left( \frac{n^2}{R^2} + m_0^2 \right) (\phi^{(n)})^2 \right\} \right. \\
\left. - \frac{\kappa}{3!} (\phi^{(0)})^3 - \frac{\kappa}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \phi^{(0)} \phi^{(n)} \phi^{(n)} \right. \\
\left. - \frac{\kappa}{2} \sum_{n,m=1}^{\infty} \phi^{(n+m)} \phi^{(n)} \phi^{(m)} + \dots \right] \quad (2.1)
\end{aligned}$$

ここで、 $\kappa = \kappa_5 / (2\pi R)^{1/2}$  である。この作用は余剰次元がコンパクト化されている5次元模型の作用を、4次元の作用を用いて書き直したものである。余剰次元の影響は、Kaluza-Klein(KK) 粒子  $\Phi^{(n)}$  として現れる。つまりこれが、TeV スケールで新たに導入される新しい粒子に対応する。また、 $\Phi^{(n)}$  は、KK $n$ -モードと呼ばれ、 $n$  を KK 数と呼ぶ。

これらの KK 粒子の質量は、 $m_0 \ll n/R$  を仮定すると  $n/R$  で与えられており、コンパクト化スケール  $1/R$  が TeV スケールのときは TeV 程度の質量を持つことになる。さらに  $\Phi^{(1)}$  は中性でバリオンではないので、上述した 1.~4. を満たす。次に、相互作用項に注目する。上式から分かるように、KK 数が奇数であれば、 $n \leftrightarrow -n$  の変換に対して不変である。すなわちこの作用はパリティ対称性を持ち、 $\Phi^{(n)}$  には  $(-1)^n$  のチャージが割り振られる。

実際にこの対称性が5次元方向の運動量保存則に由来を持つことを以下で見る。

まず余剰次元のコンパクト化以前は、通常の意味で運動量保存則がある。例えば、5次元方向の運動量を  $p_5$  として、粒子  $A, B, C$  間の相互作用 ( $A \rightarrow B + C$ ) を考えると  $p_{5A} = p_{5B} + p_{5C}$  となる。この保存則は5次元方向を  $S^1$  でコンパクト化することにより運動量が離散化し、KK 数保存則となる。つまり  $p_{5A} = p_{5B} + p_{5C} \rightarrow n_A = n_B + n_C$  ( $n$  は整数)。さらに5次元方向は  $Z_2$  でコンパクト化されている。このコンパクト化は、KK 数  $n$  を  $-n$  を同一視することと等価であり、KK 数保存則は KK パリティ対称性  $(-1)n_A = (-1)n_B + n_C$  となる。以上のように上記の作用で現れたパリティ対称性は、5次元方向に対する運動量保存則に由来しており、一般にどのような相互作用を書いても余剰次元をコンパクト化された高次元模型はこの対称性を持つ。このため、最も軽く、かつ KK 数が奇数の場 ( $\Phi^{(1)}$ ) は、自動的に安定となり、暗黒物質のよい候補になる。

以上のように、標準模型を超える素粒子模型として TeV のスケールでコンパクト化されている余剰次元を持つ高次元模型を考えた場合、その模型は前節の 1.~5. の条件を全て”自然に”満たす暗黒物質の候補を持つ [9]。

## 2.2 UED 模型

ここでは、前サブセクションの様な KK 暗黒物質を预言する現実的な高次元模型である UED 模型について説明する。これが本論文のテーマにもなっている。

模型の名前にある”Universal”とは、素粒子の標準模型の全ての粒子を高次元に拡張し、すべての粒子が平坦な余剰次元方向へ運動することを意味している。このため、UED 模型では全ての粒子に対し KK 粒子が存在し、その粒子構成は超対称模型と、よく似たものになる。両模型の違いは標準模型の粒子に対するスピンにあり、超対称粒子は対応する標準模型の粒子とスピンの異なるのに対して、KK 粒子は同じスピンを持つ。また、超対称模型ではパートナーが一組であるのに対し、KK 粒子は KK 数 2,3,4, … が無数に存在するため、対応するパートナーも無数に存在する。前サブセクションで説明したように、この UED 模型でも KK パリティ対称性を持つので、最も軽い KK 粒子 (LKP) は安定となり、暗黒物質の良い候補になる。具体的には、KK 光子がそれにあたる。

### 2.2.1 UED の質量スペクトル

ここで、UED の予言する質量スペクトルについて概観する。前サブセクションで述べたように KK 数  $n$  を持つ粒子の質量は、

$$m_{(n)}^2 = m_0^2 + \left(\frac{n}{R}\right)^2$$

と表される。ここで、 $m_0$  は標準模型の質量である。したがって  $m_0 \ll n/R$  (TeV スケール) なので、KK 数  $n$  の粒子は全体が  $n/R$  程度の質量をもつことになる。いわゆる”縮退”した質量スペクトラムとなる。しかし、これは tree level の場合であって、実際には輻射補正が入ってくる。つまり、正確には

$$m_{(n)}^2 = m_0^2 + \left(\frac{n}{R}\right)^2 + \delta$$

である。ここで、 $\delta$  は輻射補正を表す。

ただし、一点問題があり、この UED 模型は繰り込み不可能なため、カットオフパラメータ ( $\Lambda$ ) を導入しなければならない。この  $\Lambda$  が輻射補正に含まれており、以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \delta(m_{B^{(n)}}^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2 R^2} \left( \frac{-39}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} - \frac{n^2}{3} \ln AR \right), \\ \delta(m_{W^{(n)}}^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2 R^2} \left( \frac{-5}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} + 15n^2 \ln AR \right), \\ \delta(m_{g^{(n)}}^2) &= \frac{g_3^2}{16\pi^2 R^2} \left( \frac{-3}{2} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} + 23n^2 \ln AR \right), \\ \delta(m_{Q^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left( 6g_3^2 + \frac{27}{8}g^2 + \frac{1}{8}g'^2 \right) \ln AR, \\ \delta(m_{u^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left( 6g_3^2 + 2g'^2 \right) \ln AR, \\ \delta(m_{d^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left( 6g_3^2 + \frac{1}{2}g'^2 \right) \ln AR, \\ \delta(m_{L^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \left( \frac{27}{8}g^2 + \frac{9}{8}g'^2 \right) \ln AR, \\ \delta(m_{e^{(n)}}) &= \frac{n}{16\pi^2 R} \frac{9}{2}g'^2 \ln AR. \end{aligned}$$

図 2.2: 各粒子の輻射補正 [8]: 強い相互作用する粒子が大きな輻射補正の影響を受けている。

輻射補正  $\delta$  と  $\Lambda$  間の関係は、 $\ln \Lambda R$  で効く。強い相互作用する粒子が大きな輻射補正の影響を受ける。実際に輻射補正による tree level と one-loop の輻射補正を含めた場合の比較を図 2.3 に示す。

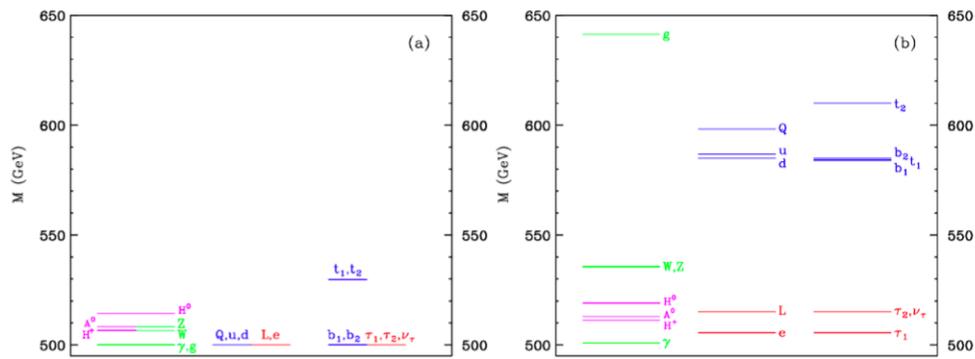


図 2.3: 左 tree level と右 one-loop における第一 KK level のスペクトラム  $1/R=500\text{GeV}$   $\Lambda R=20$   $m_h=120\text{GeV}$

全体として標準模型よりも  $1/R$  だけ質量が大きくなり、輻射補正により強い相互作用のする粒子 (KK クォークや KK グルーオン等) がより重くなっていることが分かる。そしてその輻射補正によって tree level より縮退がとけていることが確認できる。すなわちこれは、 $\Lambda$  の設定により縮退度が変化することを意味している。

また、LKP は KK 光子 ( $\gamma^{(1)}$ ) であることも分かる。

さらに、超対称模型における超対称粒子のスペクトラムに似ていることも見て取れる。

図 2.4 に、 $\Lambda$  の変化に応じて輻射補正の大きさも変化し、各粒子がどの程度重くなるかを示した。

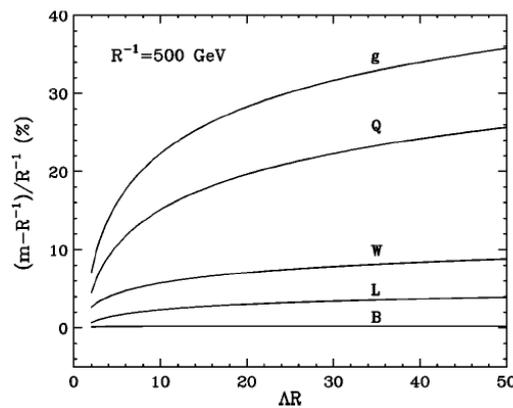


図 2.4: 輻射補正 ( $\Lambda R$ ) による各 KK 粒子の質量変化 [10]: 輻射補正 ( $\Lambda R$ ) によって各 KK 粒子の質量が変化し縮退がシフトする

以上のように、UED において導入されたパラメータはコンパクト化スケール  $1/R$ 、 $\Lambda$  のたった二つである<sup>1</sup>。このため、UED 模型は高い予言能力をもち、このことは本模型の魅力の一つである。

<sup>1</sup>実際には、ヒッグスの質量もパラメータの一つであるが、UED における物理量にほとんど影響を及ぼさない。

### 2.3 宇宙観測とUEDの可能性

図 2.5 は、富山大学の松本重貴氏らのグループが数値解析した最新の結果である [9]。この結果は、UED の KK 暗黒物質は  $1/R > 600\text{GeV}$  のとき、宇宙観測の結果 (WMAP 観測による暗黒物質の残存量) を正確に再現する。また、このパラメータ領域は他の実験制限を全てクリアしている<sup>2</sup>。今後の暗黒物質探索実験や、我々が携わる LHC 実験で新粒子を示唆するデータが  $1/R > 600\text{GeV}$  と一致しているかどうかを調べることは、UED が暗黒物質問題の解であるかどうかの検証の第一歩となる。Higgs の質量が非常に重たい場合を除けば、特に  $1/R \sim 700\text{GeV}$  付近は非常に有力な候補になる。

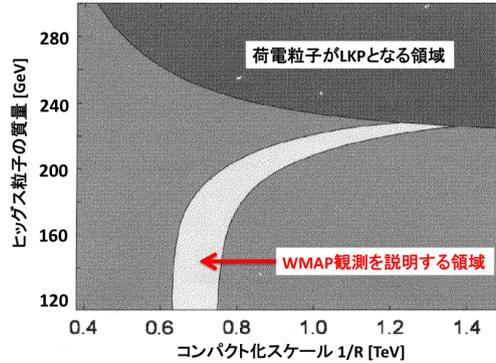


図 2.5: WMAP 観測による暗黒物質密度を説明できる UED パラメータの領域 [9] :  $1/R \sim 700\text{GeV}$  付近は非常に有力な候補である。

### 2.4 LHC でのシグナル

本章の最後に、LHC 実験における UED シグナルについて言及する。LHC ではまず、強い相互作用する新粒子 (KK グルーオン、KK クォーク) が作られ、その粒子がジェットやレプトンを放出しカスケード崩壊し、最後に KK 暗黒物質 (KK 光子) となり測定器を抜けていく。すなわち、ミッシングエネルギーを伴ったジェット (+レプトン) イベントが期待される。しかし、UED では KK 粒子が縮退しているために、結果として放出されるジェット (+レプトン) のエネルギーが小さくなり、これらのシグナルをバックグラウンドと区別できるかどうか重要な問題となる。残念なことに、これらについて詳細な研究はあまり行われていないのが現状である。

ここで、SUSY 模型 (mSUGRA) の場合と比較してみる。SUSY でもまた *gluino* や *squark* が作られ、R-parity の保存の下で、LSP (Lightest SUSY Particle) へとカスケード崩壊する。UED と同様である (図 2.6 参照)。質量  $m_1$  の KK (または SUSY) 粒子が、質量の小さい別の KK (または SUSY) 粒子 ( $m_2$ ) と SM 粒子 (quark (Jet) または lepton) へ 2 体崩壊したとき、SM 粒子の  $P_T$  は、

$$P_T \simeq \frac{1}{2} \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_1} \quad (2.2)$$

となる。ここで、SM 粒子の質量はゼロと仮定した。

mSUGRA の場合、SUSY 粒子間の質量差が大きいため、カスケード崩壊により放出される SM 粒子の  $P_T$

<sup>2</sup> $1/R \sim 400\text{GeV}$  より大きく、Higgs 質量  $m_h \sim 200\text{GeV}$  より小さければ、いかなる実験・観測の制限にも抵触しない。本研究では  $m_h = 120\text{GeV}$  として固定している。

が式 2.2 より大きい事が分かる。一方、UED の場合、質量が縮退していて質量差が小さいので、カスケード崩壊による SM 粒子の  $P_T$  も小さくなる事が式 2.2 より予想できる。したがって、今まで SUSY の研究で使われてきた解析法を単純に UED に適用しただけでは、十分なパフォーマンスを発揮できない事は想像に難くない。

そこで、本研究では縮退した UED 模型に対し、LHC の ATLAS 測定器を用いてどれだけ発見能力があるか上記の 2 つのパラメータ  $1/R$  と  $\Delta R$  を変化させて検証した。

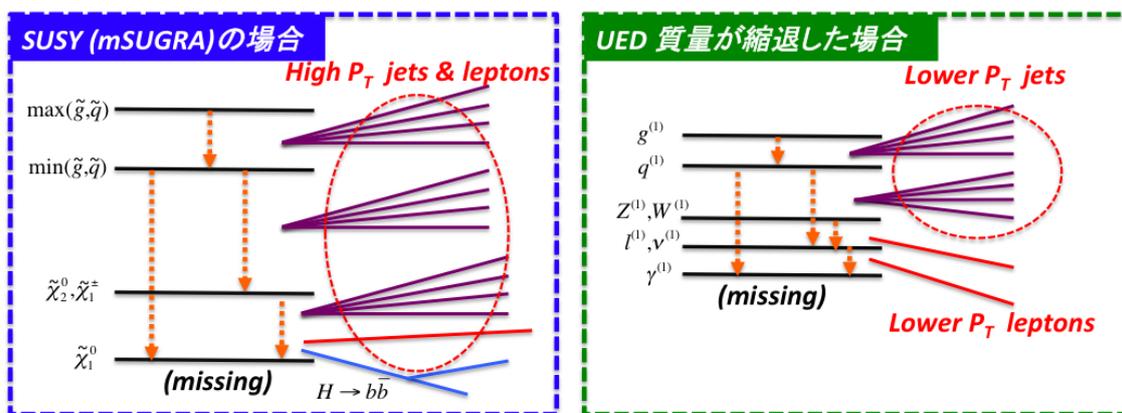


図 2.6: SUSY(mSUGRA) モデルの場合と質量が縮退した UED モデルのイベント例：質量が縮退すると SM 粒子の  $P_T$  も小さくなる。

## 第3章 LHC加速器とATLAS検出器

### 3.1 LHC : Large Hadron Collider

スイスのジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) において、大型陽子陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) が新しいエネルギー領域の物理の解明を目指すべく、2000年に終了した大型電子陽電子衝突型加速器 LEP(Large Electron Positron Collider) で使用された地下 100m のトンネル内に建設され、2009年11月に運転を開始した。LHCの主要パラメータを表 3.1 に示す。陽子の質量は電子の質量の約 2000 倍も大きい<sup>1</sup>、加速されるときに円軌道の接線方向に放出されるシンクロトロン放射<sup>2</sup> によるエネルギー損失は非常に少ない。さらに 8.4T という非常に強力な超伝導磁石を用いる事によって、LHC は LEP よりも遥かに到達エネルギーを高くでき<sup>3</sup>、7TeV まで加速した陽子同士の正面衝突を起こし、重心系で 14TeV の世界最高エネルギーを実現する (2009年12月現在世界最高エネルギー 2.36TeV まで到達した)。ルミノシティは最大で  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  に達し、ヒッグス粒子の探索や TeV 領域にあると思われる超対称性粒子 (SUSY) や余剰次元の直接探索を可能にしている。その反面、陽子衝突は散乱断面積が大きく、その構成粒子であるクォークやグルーオン同士の散乱によってジェット等のバックグラウンドが非常に多く生成される。その中から興味あるイベントを選別する事は簡単ではない。そのため、LHC に設置されている検出器は、入射粒子数が高頻度な環境に耐え、研究目的の物理イベントの選別を可能とするものである事が要請される。

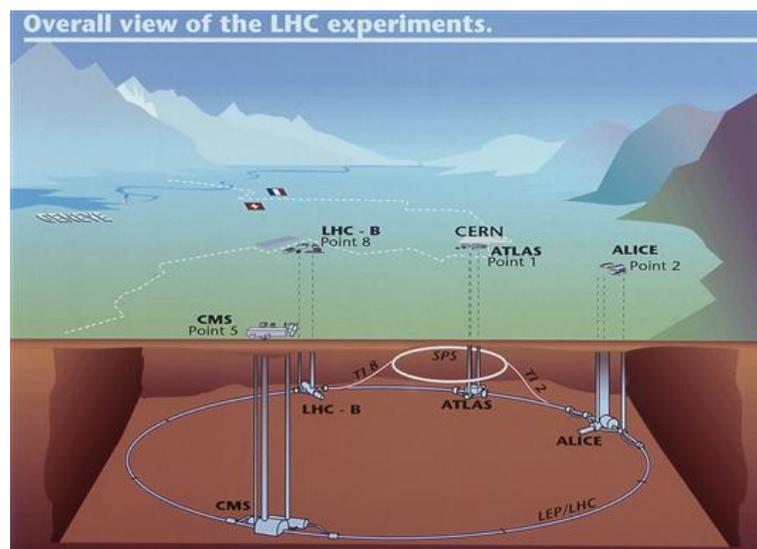


図 3.1: LHC 加速器 : スイスとフランスの国境地下 100m に設置され、円周 27km にも及ぶ巨大な加速器である。

<sup>1</sup>  $M_p \simeq 938\text{MeV}/c^2$ 、 $M_e \simeq 0.511\text{MeV}/c^2$

<sup>2</sup> シンクロトロン放射は  $\frac{1}{m^4}$  に比例する

<sup>3</sup> LEP-II では重心系でおよそ 210GeV を達成した

表 3.1: LHC 加速器の主要パラメータ

主リング周長	26,658.883m
重心系エネルギー ( $p+p$ )	7TeV + 7TeV
入射エネルギー	450GeV
低ルミノシティー	$10^{33} \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$
高ルミノシティー	$10^{34} \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$
ルミノシティー寿命	10 時間
衝突頻度	40MHz
バンチ間隔	24.95nsec
バンチ内陽子数	$1.14 \times 10^{11}$
ビームサイズ	$16.7 \mu\text{m}$
バンチの長さ	75mm
バンチ数	2,834 個/ring
バンチ衝突あたり陽子衝突数	23
衝突点のビーム半径	$16 \mu\text{m}$
衝突角度	$300 \mu\text{rad}$
シンクロトロン放射損失エネルギー	3.6kW/ring , 6.7keV/trun

LHC のビーム衝突点は 4ヶ所あり、それぞれの地点に測定器を配置する。4 つの測定器は、後述する大型汎用検出器である ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS) 測定器、ATLAS 同様に汎用測定器である CMS(Compact Muon Solenoid) 測定器、B 中間子の研究に特化した LHC-B 測定器、重イオン衝突実験用の Alice(A Large Ion Collider Experiment) 測定器である。以下で、我々が参加している ATLAS 実験の測定器について述べる。

## 3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC に設置される汎用検出器で、直径 25m、長さ 44m、総重量 7,000t にもなる非常に巨大な検出器である (図 3.2) [11] [12]。

ATLAS はビーム衝突点を原点とし、ビーム軸方向を  $z$  軸にとるように座標系が組まれている。また、 $x$  軸方向は水平方向に LHC リングの中心向きに、 $y$  軸は上向きにとる。方位角  $\phi$  はビーム軸周りの角度、極角  $\theta$  はビーム軸からの角度として定義する。

また、LHC のような陽子を用いた衝突実験では、衝突粒子のビーム方向のローレンツブーストを考慮して、擬ラピディティ  $\eta$  を  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$  と定義して、通常の  $\theta$  の代わりに用いる。

円筒形の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する領域と、エンドキャップと呼ばれる円筒の蓋に相当する部分の 2 つの領域に分けられる。

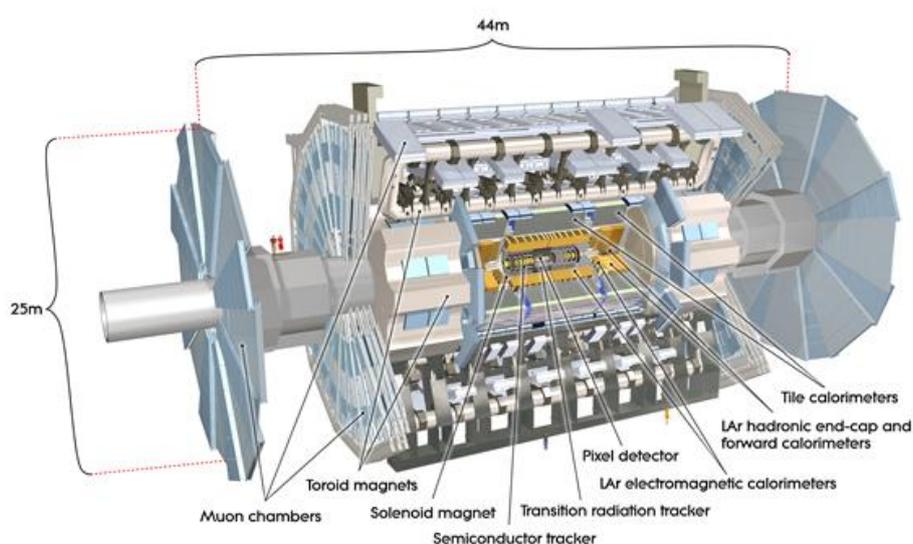


図 3.2: ATLAS 検出器：直径 25m、長さ 44m の円筒形をしており、総重量 7,000t にもなる巨大な汎用検出器である。

LHC において新しい物理の発見や精密測定のために、検出器は以下のような要請のもと作られた。

- 電磁カロリメータによる電子や光子のエネルギーを高い精度で測定
- ハドロンカロリメータによる正確なジェットや消失横運動量 ( $E_T$ )<sup>4</sup> の測定
- ミューオン検出器による高精度の運動量測定
- 飛跡検出器による運動量の高精度な測定、電子、光子の区別やタウ粒子や  $b$  クォーク等の粒子の同定、イベントの完全な再構成
- 大きな擬ラピディティ領域のカバーと全方位角のカバー

<sup>4</sup>各粒子の運動量の軸と垂直な方向の成分を横運動量 ( $P_T$ ) と定義する。LHC は陽子の中のパートン同士の衝突なので、衝突するパートンが  $z$  方向の運動量  $P_z$  をどれほど持っているかは分からないが、横運動量  $P_T$  はゼロである。つまり横方向には運動量保存則の計算が可能である。そこで、検出した  $P_T$  のベクトル和は検出されなかった粒子の  $P_T$  のベクトル和と同じ大きさで反対方向を向いていると考えられる。これを消失横運動量 (Missing  $E_T$  以後  $E_T$  と書く) と呼ぶ。例えば、neutrino が 1 つだけ放出されるようなイベントにおいて、他の検出された粒子の  $P_T$  が正確に測定されたとすると、 $E_T$  が neutrino の  $P_T$  を表していると考えられることが出来る。

- 興味のある様々なイベントに対し高い検出効率を達成するための低い  $P_T$  領域までの粒子の測定やトリガーシステム

ATLAS 測定器は大きく分けて内側から、内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器から構成されている。また、内部飛跡検出器を包むようにソレノイド磁石、ミューオン検出器部分にはトロイダル磁石がそれぞれ設置されている。

以下、ATLAS 検出器の各部位について説明する。

### 3.2.1 マグネットシステム

ATLAS では、粒子の軌跡を磁場によって曲げることで、その曲がり方で運動量を求める。そのため検出器には磁場がかけられる。マグネットは、内部飛跡検出器と電磁カロリメータの間にソレノイド磁石、外側にはバレル部、エンドキャップ部それぞれにトロイダル磁石が設置してある (図 3.3)。これらの磁石は全て超伝導磁石である。

ソレノイド磁石は内部飛跡検出器のある場所に 2T のソレノイド磁場を作る。外側のトロイダル磁石は 8 つの空芯コイルが 8 回対称なるように設置されており、大きさは外径 20m、全長 26m である。前方と後方にはコイルがバレル部の内側に設置されている。トロイダル磁石の作る磁場積分強度はバレル部で 2-6Tm、エンドキャップ部で 4-8Tm である。

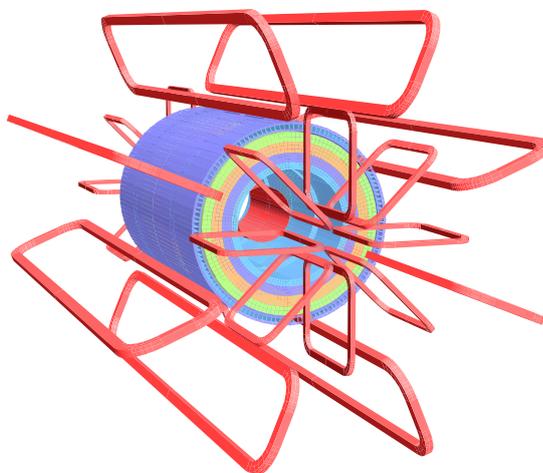


図 3.3: ATLAS のマグネットシステム：図中のオレンジ部分がマグネットである。エンドキャップ部分とバレル部分にはそれぞれコイルが 8 回対称に設置されており、トロイダル磁場を形成する。中央の円筒形の部分は、内部飛跡検出器を包むソレノイドマグネットである。

### 3.2.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビームの衝突点に最も近い場所に設置され、2T の磁場を作る超伝導ソレノイド磁石の内側に位置する。図 3.4, 図 3.5 に内部飛跡検出器の構造を示す。内部飛跡検出器は内部から順に、ピクセル検出器 (Pixel)、シリコントラッカー (SCT)、遷移輻射トラッカー (TRT) の 3 つで構成されている。内部飛跡検出器の主な役割は、荷電粒子の飛跡 (トラック) の再構成を行なうことである。内部飛跡検出器は磁場中に設置してあるので、再構成されたトラックから粒子の  $P_T$  や電荷の符号を知る事ができる。 $|\eta| < 2.5$  の領域しかカバーしていないので、内部飛跡検出器の情報が必要な電子、ミューオン、タウ、b ジェットの ID は  $|\eta| < 2.5$  の領域に限られる (図 3.6)。

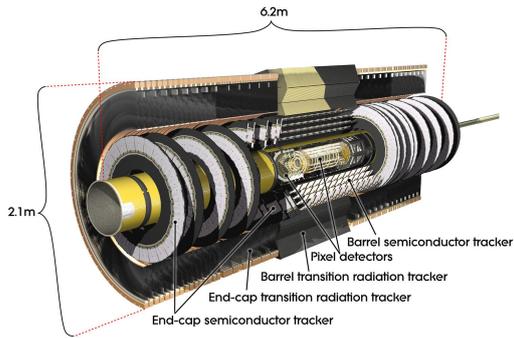


図 3.4: 内部飛跡検出器の全体図

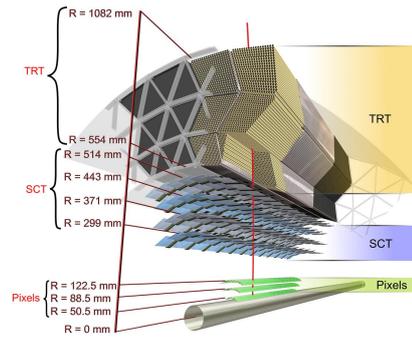


図 3.5: 内部飛跡検出器の構造 1: バレル部分の構造は、内側からピクセル検出器、SCT、TRT となっている。SCT はフォワード部分にも取り付けられている。

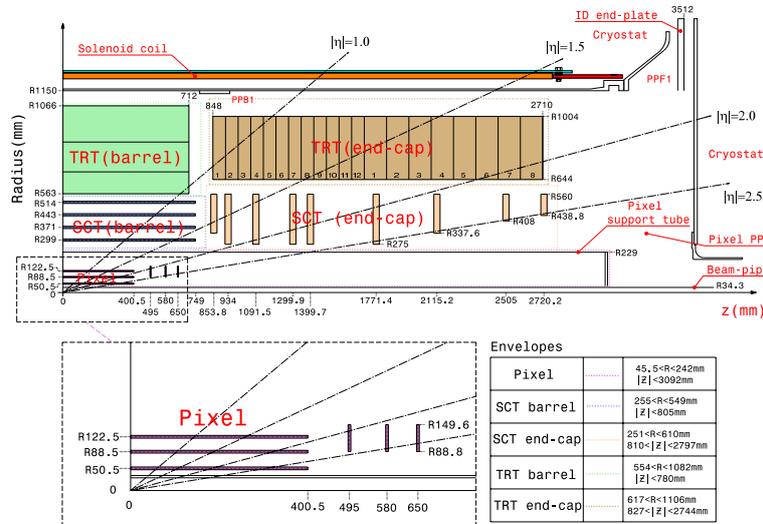


図 3.6: 内部飛跡検出器の構造 2: トラッキングは  $|\eta| < 2.5$  に限られる。 $|\eta| \sim 2.5$  はおよそ  $\theta \sim 10^\circ$  程度である。

### Pixel Detector

Pixel Detector は最内層にある半導体検出器で、高い位置分解能 ( $r - \phi$  で  $10\mu\text{m}$ ,  $z$  方向で  $115\mu\text{m}$ ) を持つ。一つ一つのピクセルは  $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$  のシリコン検出器である。非常に高いイベントレートに対応するように、ステレオ読み出しでなく 2 次元読み出しになっている。そのため、図 3.7 のように、ピクセル一つ一つに読み出しがついている。

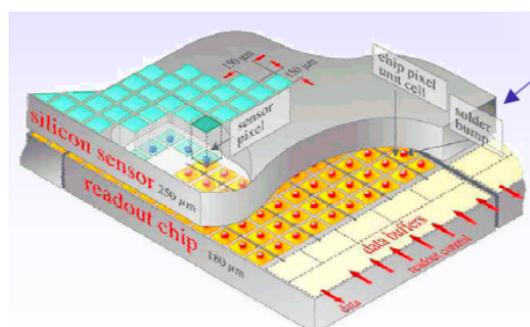


図 3.7: Pixel Detector の構造および信号読み出し：シリコン検出器の基盤の裏に 2 次元読み出し回路を接合することにより、各ピクセルの信号を直接読み出す。

### SCT(SemiConductor Tracker)

SCT は、粒子の位置情報を分解能  $r - \phi$  で  $17\mu\text{m}$  という高い精度で測定が可能であり、Pixel Detector 同様に SCT も 2 次元読み出しが可能である。SCT は半導体の  $80\mu\text{m}$  間隔で並んだストリップのセンサーを  $40\text{mrad}$  ずらして合わせたもので一つのモジュールを構成している (図 3.8)。バレル領域では円筒状に 4 層を成し (図 3.9)、エンドキャップ領域では両サイド合わせて 18 枚のディスクを形成してある。

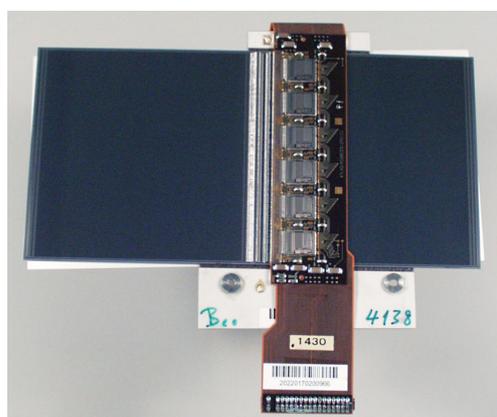


図 3.8: SCT のモジュール：2 枚のシリコンウエハーを貼り合わせて用いる。2 枚が互いに  $40\text{mrad}$  傾けて貼り合わされている。



図 3.9: SCT 組み立て後の様子：不感領域を作らないために、それぞれのモジュールが互いに  $10^\circ$  傾けてオーバーラップさせてある。

### TRT(Transition Radiation Tracker)

TRT はイオン化検出器としてのドリフトチューブを並べた連続飛跡検出器である。また同時に遷移輻射を用いることで粒子識別が可能な検出器である。遷移輻射 (Transition Radiation) とは、相対論的粒子が非一様な物質中を通過する時に光子を出す現象である (図 3.10)。その時放射されるエネルギーは  $\gamma$ factor に比例しているために、これを利用して電子と  $\pi$  等の粒子の識別が出来る (図 3.11)。粒子識別のために、TRT では二段階の threshold が設けられている。一つ目は low threshold として、粒子によるイオン化のエネルギー損失を判別するために  $0.2\text{keV}$  程度で設けられている。二つ目は high threshold として電子による遷移輻射を識別するために最適化された  $6\text{keV}$  程度で設けられている。ドリフトチューブは、直径  $4\text{mm}$

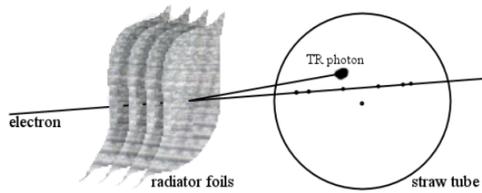


図 3.10: 遷移輻射のイメージ: 非一様な物質中を通過する時に光子を出す

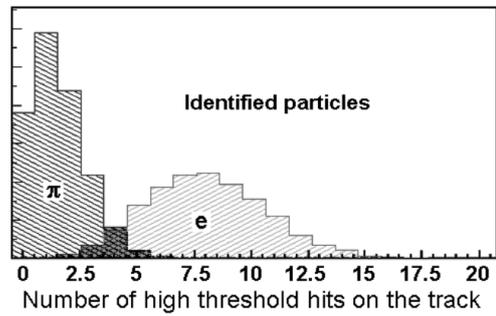


図 3.11: high threshold を超えたヒットの数: 電子と  $\pi$  の粒子識別が出来る

のストローチューブが積層されており、中には Xe:70%、CO<sub>2</sub>:27%、O<sub>2</sub>:3%封入されている。Xe が遷移輻射の X 線吸収のために用いられ、CO<sub>2</sub> はクエンチャーとしての役割を果たす。

### 3.2.3 カロリメータ

図 3.12 に、カロリメータの構造図を示す。カロリメータの主な役割は、電子、光子、ジェット等のエネルギー、角度の測定である。ATLAS 測定器のカロリメータは、電磁 (EM) カロリメータとハドロンカロリメータの 2 つのカテゴリーに分けられ、広い  $|\eta|$  領域をカバーする。以下に各カロリメータについて説明する。

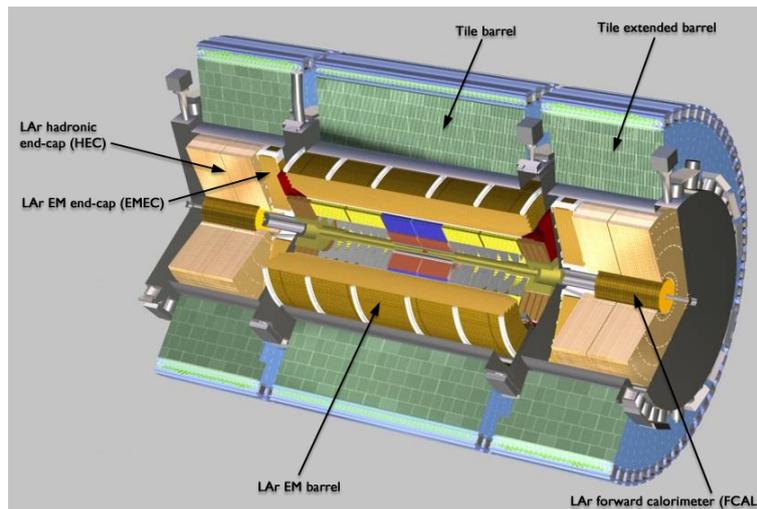


図 3.12: カロリメータの構造

#### 電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル部分 ( $|\eta| < 1.475$ ) と 2 つのエンドキャップ部分 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) から成り、吸収体である鉛と銅電極をアコーディオン状にした、液体アルゴンを用いたサンプリングカロリメータである (図 3.13)。アコーディオン状にすることにより、全て読み出しをカロリメータ後方から行い、方位角方向に不感領域を作ることなく、一様な測定が行なえる。

電磁カロリメータでは電子と光子のエネルギーの測定を目的としている。バレル部分の物質量は最低でも  $22X_0$ <sup>5</sup>、最も厚い部分で  $33X_0$  ある。エンドキャップ部分の物質量は最低でも  $24X_0$  あり、最も厚い部分では  $38X_0$  ある。エンドキャップ部分の方が厚くなっているのはブーストされた粒子が大量に飛来するためである。

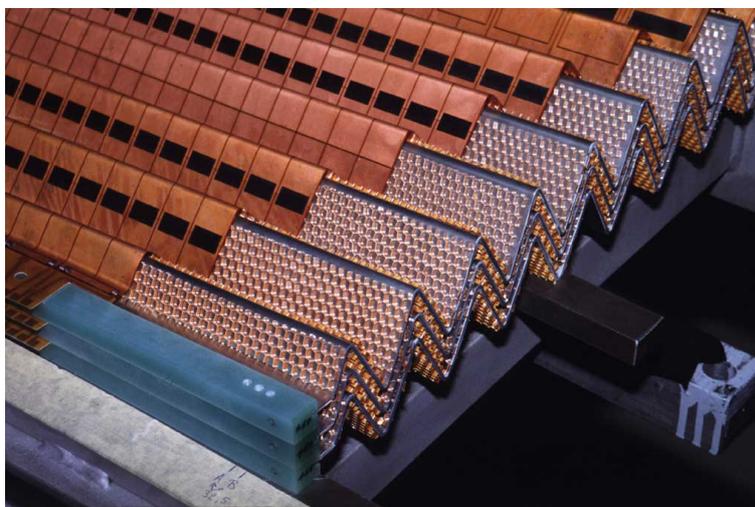


図 3.13: 電磁カロリメータの一部：アコーディオン状に設計されている。

図 3.14 は電磁カロリメータのバレル部分の一部を示した図である。図にあるように、3層になっている。1層目は  $\eta$  方向に細かく分割されており、高い位置分解能を実現している。 $\eta$  方向のセグメントが細かいことで、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  の崩壊によって出来た 2つの光子を区別することができる。 $H \rightarrow \gamma\gamma$  というチャンネルを研究する際には  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  がバックグラウンドとなるので、光子が  $\pi^0$  の崩壊からきたものであるかどうかの判断は重要な意味をもつ。

また、 $|\eta| < 1.8$  の部分にはこれより内部にさらにプレサンプラーが設置されており、これは電磁カロリメータより内側の物質によるエネルギー損失を補正するために用いられる。

このカロリメータの分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{200\text{MeV}}{E} \oplus 0.7\% \quad (3.1)$$

で表される。第一項はサンプリング項、第二項はエレクトロニクスのノイズ等によるノイズ項、第三項はキャリブレーションの精度や温度依存による定数項である。エネルギー範囲としては、20MeV から 2TeV 程度の電子や光子のエネルギー測定が可能である。

<sup>5</sup> 電子が物質中を通過する際、物質の原子核による電場による加速度で光子を放射する制動放射によりエネルギーを失う。電子のエネルギー損失は  $-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$  で与えられる。これから、電子のエネルギーは  $\exp(-x/X_0)$  で変化することがわかる。 $X_0$  は放射長 (Radiation length) と呼ばれ、電子のエネルギーが  $1/e$  まで減る距離で、その値は物質に依存する

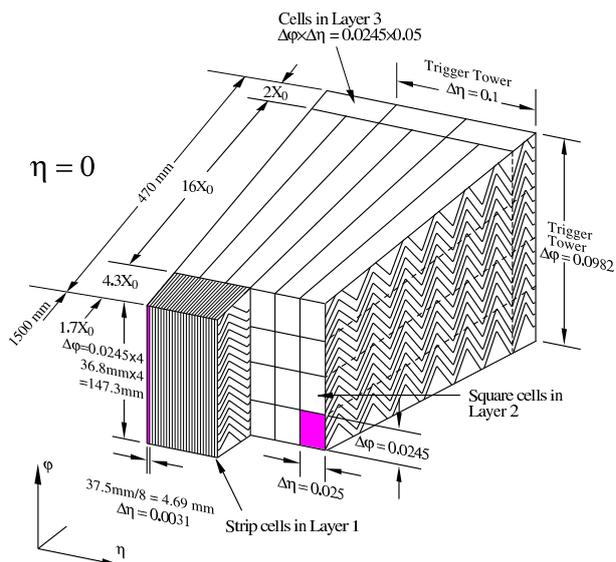


図 3.14: EM カロリメータ : 3 層構造のアコーディオン形状をしており、不感層がないという特徴を持つ。



図 3.15: EM カロリメータにエネルギーをデポジットし、シャワーを起こす様子

### ハドロンパレルカロリメータ

ハドロンパレルカロリメータは鉄を吸収体とタイル状のシンチレータからなるサンプリングカロリメータである (図 3.16)。タイルは動径方向に垂直になるように設置されており、検出器の奥行き方向 (r 方向) の測定も可能になっている。各シンチレータタイルの両側には波長変換ファイバーが付いており、それぞれ別の光電子増倍管に繋がっている。これにより、長期の使用時に片方が壊れた場合でも測定が出来るようになっている。また、物質質量としてはカロリメータまでで約 11λ ある<sup>6</sup>。このカロリメータのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\% \tag{3.2}$$

となっている。

### ハドロンエンドキャップカロリメータ

ハドロンカロリメータのエンドキャップ部分には液体アルゴンカロリメータが用いられている (図 3.19)。ハドロンエンドキャップ部の物質質量としてはカロリメータ部までで約 14λ である。このカロリメータのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\% \tag{3.3}$$

となっている。

### フォワードカロリメータ

フォワードカロリメータは  $3.1 < |\eta| < 4.9$  という超前方に設置されており、これにより、 $E_T$  を精度よく測定出来る。ビームパイプに近い為、耐放射能性が要求される。このカロリメータは全部で 3 層からな

<sup>6</sup>λ は衝突長 (Interaction length) であり、ハドロンが原子核と強い相互作用をし、非弾性散乱を起こすまでの平均自由行程である。

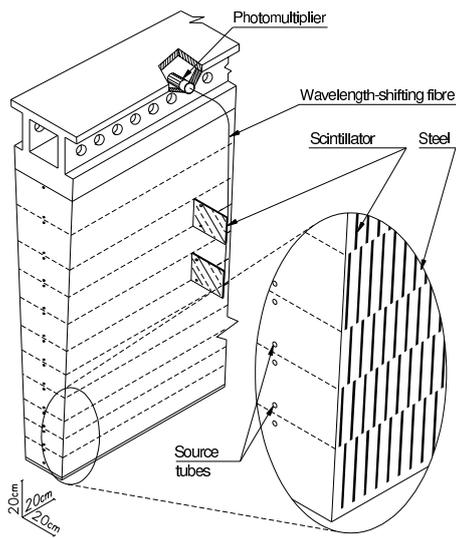


図 3.16: タイルカロリメータ (ハドロンバレル部分): 鉛の吸収体に、タイル状のシンチレータが埋め込まれている。各タイルは R 軸に平行に並べられている。



図 3.17: タイルカロリメータの組み立ての様子: 各タイルの信号は、2本の波長変換ファイバーによって読み出される。

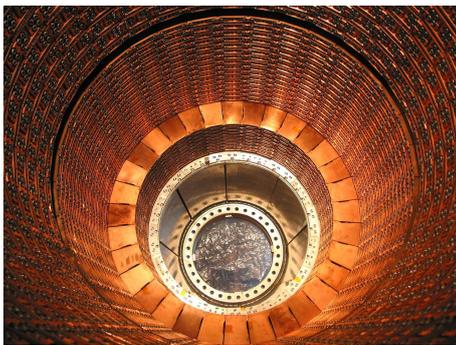


図 3.18: ハドロンエンドキャップカロリメータ

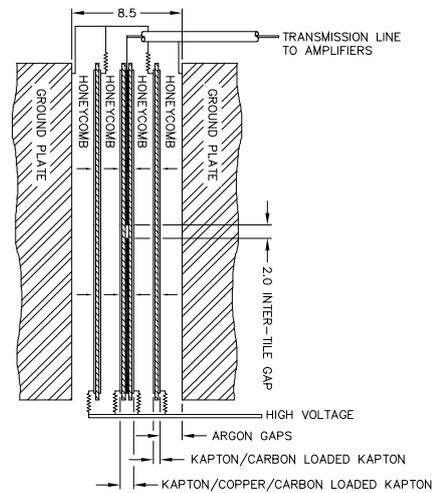


図 3.19: ハドロンエンドキャップカロリメータの読み出し構造。内側の幅は 8.5mm.

り、1層目には銅を、2,3層目にはシャワーの広がりを抑えるため密度の大きいタングステンを吸収体として用いた、液体アルゴンカロリメータである。フォワードカロリメータは図 3.20 のように銅 (タングステン) のチューブ内に、ロッドを入れ、その間に液体アルゴンが充填された構造になっている。このカロリメータのエネルギー分解能はジェットに対して、

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \tag{3.4}$$

となっている。

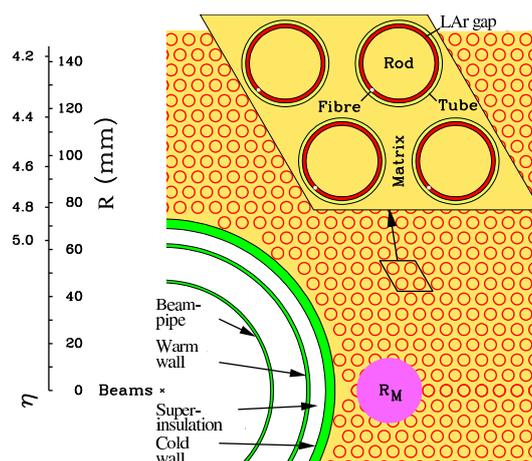


図 3.20: フォワードカロリメータのスケッチ図: 銅 (タングステン) のチューブ内に、ロッドを入れ、その間に液体アルゴンが充填された構造をしている。中央下のピンク色の円は Molierre 半径を表している。

### 3.2.4 ミューオン検出器

ミューオンは物質との相互作用が小さいため、電磁カロリメータやハドロンカロリメータではほとんどエネルギーを落とさず抜けて行く。したがって、これらの検出器の外側にミューオン検出器を置く事により、ミューオンのクリアな信号を得る事ができる。

ミューオン検出システムは MDT(Muon Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) という 2 種類の運動量の精密測定飛跡検出器と RPC(Resistive Plate Chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) という 2 種類のトリガーチェンバーからなる (図 3.21)。

図 3.21 にあるように、それぞれの検出器は 3 層に重ねられて設置してある。 $\phi$  方向に作られた磁場によって、R-Z 平面内で曲げられたミューオンの曲率を 3 層の検出器で測定し、運動量を求める<sup>7</sup>。

<sup>7</sup>ミューオンの運動量をもとめるにはサジッタ  $s$  という変数を使う。具体的な計算方法を付録 A に掲載した。

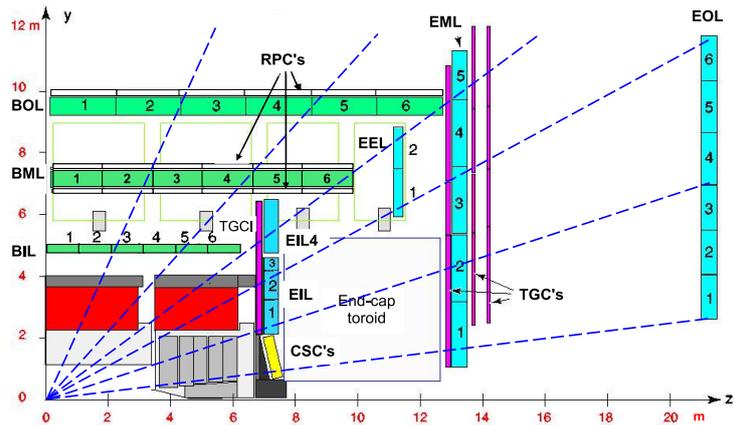


図 3.21: ミューオン検出器 (R-Z 断面図) : 下側中央の白抜き青線の四角はエンドキャップ部のトロイダル磁石である。MDT(緑色、水色) はエンドキャップ部の最も外側とバレル部に設置されており、バレル部の MDT(緑色) の周囲に RPC が設置されている。TGC(紫色) はエンドキャップ部を、CSC(黄色) はフォワード部をカバーしている。

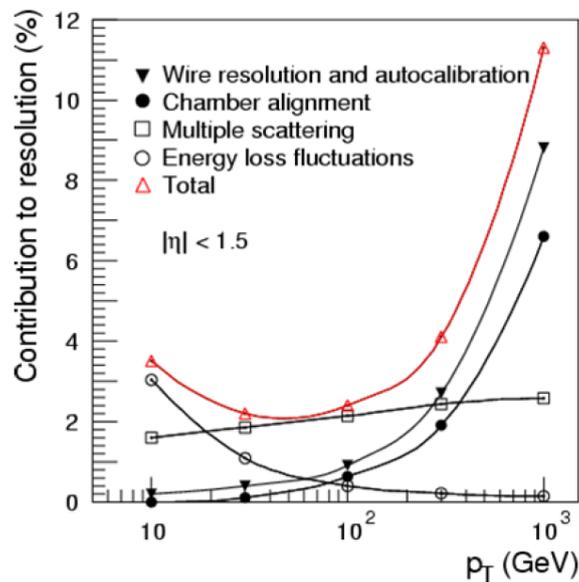


図 3.22: ミューオン検出器による運動量分解能 : 2.5%@100GeV、10%@1TeV の分解能を持つ。

図 3.22 はミューオン検出器の、 $P_T$  に対する運動量分解能の分布である。この分布から、100GeV 程度のミューオンに対し、 $\sim 2.5\%$ の分解能である事がわかる。

### 3.2.5 クラック領域

ATLAS のカロリメータは細かいグラニュラリティを持ち、広い範囲 ( $|\eta| < 5$ ) をカバーしている。ただし、 $|\eta| \sim 1.5$  はバレルとエンドキャップのつなぎ目なのでカロリメータが途切れている (図 3.23)。この領域をクラック領域という。クラック領域では、カロリメータの前に内部飛跡検出器や読み出しケーブルなどがあるため、数  $X_0$  の物質質量があり、多くのエネルギーが失われる。そのため、クラック領域ではカロリメータの測定精度が下がってしまう。

図 3.24 は、ATLAS における物質質量の分布を  $\eta$  の関数として表したものである。

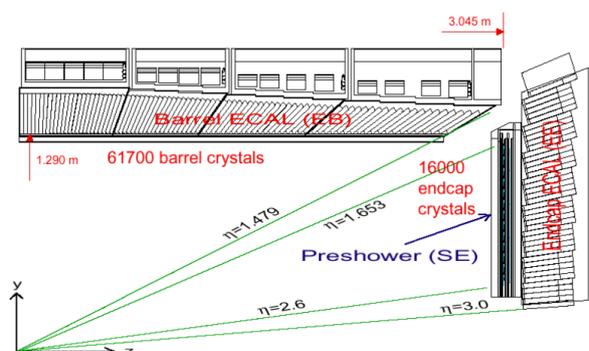


図 3.23: カロリメータのジオメトリー :  $|\eta| \sim 1.5$  付近はカロリメータに隙間がある。

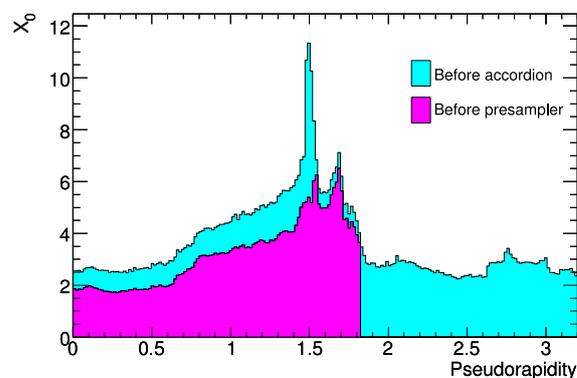


図 3.24: EM カロリメータ前の物質質量の分布 : 紫色が presampler 前の物質質量、水色がアコーディオンカロリメータの物質質量である。 $|\eta| \sim 1.5$  付近の物質質量が他の場所よりも極端に多くなっている事がわかる。

このようなクラック領域では、正しく測定されない可能性があるため、本研究ではこのクラック領域に入った電子は veto している。

## 3.2.6 トリガーシステム

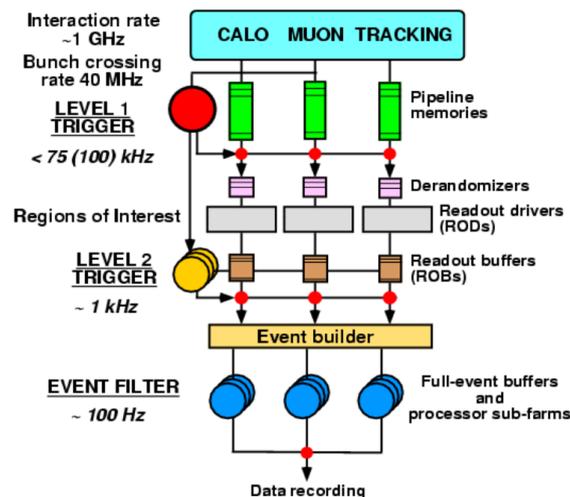


図 3.25: ATLAS におけるトリガーの流れ

LHC 加速器による 40MHz のバンチ交差により ATLAS 検出器の衝突点でのイベントレートは 1GHz にも達する。この膨大なイベントの中から興味ある物理事象のみを収集するトリガーシステムが要求される。記録するための資源の制限から、最終的なイベントレートは 100Hz 程度に抑える必要がある。ATLAS では以下の 3 段階のトリガーによってデータ収集レートを下げている。

## LVL1 トリガー

カロリメータとミュオントリガー検出器の情報を総合し、各バンチに対するトリガー判定を行なう。バンチ衝突からこのトリガー信号がフロントエンドに到達するまでの時間が  $2.5\mu\text{s}$  以内に要請されており、各検出器はこの間データをバッファに蓄えておく。トリガー信号を受信後、測定データは各サブシステムの ROD(Read Out Driver) でイベント毎に収集され、ROB(Read Out Buffer) に送られる。LVL1 ではトリガー信号をフロントエンドに送信すると同時に RoI(Region of Interest) と呼ばれるトリガー領域を LVL2 に対して送信する。この RoI により、LVL2 でのデータ処理を大幅に削減することが出来る。LVL1 でのトリガーレートは約 100kHz 程度になる。

## LVL2 トリガー

カロリメータ、ミュオンシステム、内部検出器の RoI における完全な位置情報をもとに、トリガー判定を行なう。1 イベントの処理時間は 1msec 以下、イベントレートは 1kHz まで落とされる。

## EF (イベントフィルター)

LVL2 アクセプトを受けたデータはイベントビルダーを通り、イベントフィルター EF に送られる。EF では各検出器の完全な位置情報、トリガー条件をもとに最終的な判断がなされる。また、EF まで来るとイベントレートは 100Hz まで落とされている。そして、300MBytes/sec でデータが記録されていく。

## 3.2.7 ATLAS 実験 2009 年度冬の状況

2009 年 11 月、いよいよ LHC 実験が動き出した。そして ATLAS 測定器も順調に動作し、図 3.26 のようなイベントディスプレイも得られた。加速も順調に行なうことができ、重心系エネルギー 2.36GeV に到達して世界最高記録を更新した。図 3.26 はその際に得られた 2 ジェットイベントである。今後さらなる加速を行い、7TeV→10TeV→14TeV と重心系エネルギーを大きくしていく予定である。

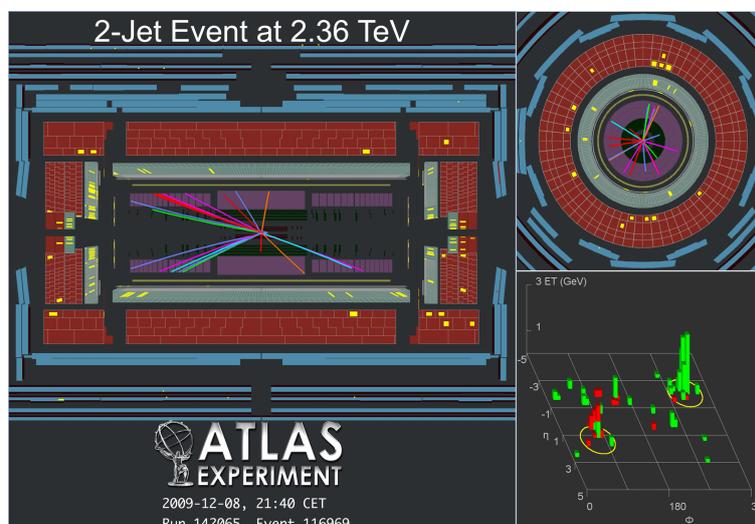


図 3.26: Display of a 2-jet candidate (実データ)

図 3.27 は実データとモンテカルロの Leading Jet  $P_T$  の分布を比較したものである。実データとモンテカルロはきれいに一致していることが見て取れる。

本研究では全てモンテカルロシミュレーションで行なったものであるが、このようにモンテカルロでの解析は、実データを十分に再現でき、意味あるものであることを強調しておきたい。

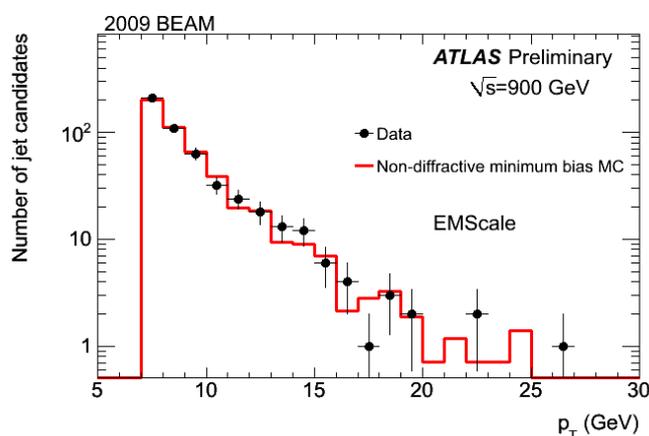


図 3.27: 実データとモンテカルロの比較: Leading Jet  $P_T$  分布。衝突エネルギー 900GeV の際のデータである。実データとモンテカルロはきれいに一致している。

## 第4章 検出器シミュレーションと事象の再構成

ATLAS 実験では、Athena [13] という解析フレームを用いている。ここでは Athena に組み込まれているアルゴリズムを元に、各粒子の再構成方法とイベントシミュレーションについて説明する。

ATLAS のイベントシミュレーションは 2 種類ある (図 4.1)。1 つは Geant4 [14] を用いて検出器や物質、その反応過程を正確に再現して行なう Full シミュレーションである。LHC は非常にエネルギーの高いハドロンコライダーであるため、1 回の衝突で放出される粒子の数は相当数である。この現象を Full シミュレーションでイベント生成すると莫大な時間がかかってしまう。そこで、大量のイベントを処理するために、Full シミュレーションの結果を用いて、ジェネレータからの情報を、検出器の分解能をもつ確率分布で値を振らす (smearing) ことで検出器シミュレーションの代わりにするのが、もう一つのイベントシミュレーション、Fast シミュレーション (Atlfast シミュレーション [15]) である。

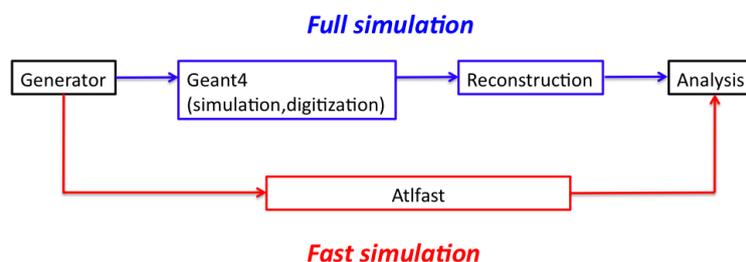


図 4.1: ATLAS におけるイベントシミュレーションの流れ : Full シミュレーションは検出器や物質を再現して行なうのに対して、Fast シミュレーションはジェネレータ情報をそのまま smearing する。

### 4.1 Full シミュレーション

Full シミュレーションは 4 つの行程 (Event Generation, G4 Simulation, Digitization, Reconstruction) によって解析用のファイルを作る (図 4.1)。まずイベントジェネレータによって粒子情報 (4-Vector) を生成し (Event Generation)、それを Geant4 によって検出器でどのような反応をするかをシミュレーションする (G4 Simulation)。さらに検出器に落とされたエネルギーの結果から、検出器でどのような電気信号を出力するかをシミュレーションする (Digitization)。そして、この検出器情報を元にジェットや電子などを再構成し、解析用のファイルを生成する (Reconstruction)。

ここからは、再構成の過程について説明していく。

#### 4.1.1 電子および光子の再構成

まず電子および光子の再構成に用いる、カロリメータのクラスタリングの方法について説明する。

- Sliding window アルゴリズム

電子および光子のクラスター生成には、電磁カロリメータのみを使用する。

まず  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  の  $100 \times 64$  のセグメントを作る。そしてセグメント毎に横方向にカロリメータの  $E_T$  の tower を作る。クラスターの重心は  $3 \times 3$  の cell の  $E_T$  の重心とする。

そして  $\eta$  方向に 1 セグメント、 $\phi$  方向に 1 セグメントずつずらし、 $E_T$  の値が極大になるところをクラスターの候補とする。さらに  $E_T$  が 15 GeV 以上であることを要求する。

最後に、候補間の  $\Delta\eta, \Delta\phi$  が共に 2 セグメント以上離れていることを要求する。もし離れていない場合には、2 つのクラスターの  $E_T$  の比が 0.9 以上の時は大きい方のクラスターを採用し、もし 0.9 以下の場合には tower の重心の  $E_T$  が大きい方を採用する。

以上のように生成された EM クラスタに対して以下のカットを行い、電子を再構成する。

#### ハドロンカロリメータへの漏れ

電子及び光子はエネルギーのほとんどを電磁カロリメータに落とすためにハドロンカロリメータにはほとんど落とさない。そこで、電磁カロリメータの後に置かれたハドロンカロリメータへの漏れが少ないことを要求する。漏れが少ない事を判断するために電磁カロリメータの  $E_T$  を  $E_T^{EM}$ 、そしてハドロンカロリメータの第 1 層目の  $E_T$  を  $E_T^{had,1}$  として、 $E_T^{had,1}/E_T^{EM}$  が閾値以下である事を要求する。閾値は  $\eta$  に依存しているが、およそ 1~3% としている。

#### シャワーの広がり

電子及び光子はシャワーが細いために、シャワーのエネルギー密度を用いてシャワーの広がりを判断している。電磁カロリメータの第 2 層目を用い  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$  cells 内のエネルギー  $E_{37}$  と  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 7 \times 7$  cells 内のエネルギー  $E_{77}$  の比  $E_{37}/E_{77}$  がおよそ 0.9 を超える事を要求する<sup>1</sup>。

#### 電子と光子の選別

電子と光子の選別についてはクラスターに対して内部飛跡検出器で観測されたトラックとのマッチングで行なう。トラックとのマッチングは  $\Delta R < 0.1$  以内の近くに  $E/P$  が 0.7~4 のトラックが存在することを要求する<sup>2</sup>。もしクラスターに対して近くにトラックが存在しない場合には光子とし、近くにトラックが存在する場合は電子と見なす。

#### fake electron

本解析では標準模型の W/Z ボソンや KK 粒子以外から生成された電子を fake electron として考える。主にジェット起源から実際に電子でないものが、電子として同定されてしまう確率は  $10^{-3}$  程度である。

『 $\pi^\pm$  及び  $\pi^0$  からの  $2\gamma$ 』

$\pi^\pm$  と  $\pi^0$  からの  $2\gamma$  との距離が小さく、 $E/P \sim 1$  でハドロンカロリメータへの漏れが少ない場合に電子として再構成される。ATLAS ではセグメンテーションが細かいので  $\gamma$  と  $\pi^\pm$  との区別はほぼ可能であるが、ごくまれに区別できないほど近距離になる場合があり、この場合 fake になる。

『 $\pi^0$  の Dalitz 崩壊  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ 』

<sup>1</sup> 1cell =  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  である。

<sup>2</sup>  $\Delta R$  とは  $\phi$  と  $\eta$  の平面における距離を示し、 $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  と表される。この  $\Delta R$  の大きさを用いて、ある 1 粒子の周りの情報を取得したり (その周りの領域の広さの指定)、あるいは 2 粒子間の遠近が判断できる。

『 $c/b$  ハドロンの semi leptonic 崩壊』

$c/b$  ハドロンが semi leptonic 崩壊して  $e$  を放出した場合も fake となる。

『 $e^+e^-$  の対生成』

ジェット起源以外にも、 $\gamma$  が  $e^+e^-$  へと崩壊した場合に、それらが電子 (陽電子) として再構成されてしまい、fake となる。

#### 4.1.2 ミューオンの再構成

ミューオンは電子の約 200 倍の質量を持ち、制動放射は  $1/m^4$  で抑制されるため、ミューオンは Minimum Ionizing Particle(MIP) としてカロリメータを突抜け、ミューオン スペクトロメータまで到達する。ミューオン スペクトロメータを用いてトラックを再構成し、内部検出器でのトラックとのマッチングをおこなうことでミューオンの再構成ができる。

##### fake muon

本解析では標準模型の  $W/Z$  ボソンや  $KK$  粒子以外から生成されたミューオンを fake muon として考える。主にジェット起源から実際にミューオンでないものが、ミューオンとして同定されてしまう確率は  $10^{-4}$  程度である。

『 $\pi$  punch through』

$\pi^\pm$  がカロリメータを突き抜けてミューオン スペクトロメータまで到達してしまうことがある。

『 $\pi$  decay in flight』

$\pi^\pm$  がカロリメータの手前で  $\mu$  と  $\nu$  に崩壊する。 $\nu$  の  $p_T$  が低いと  $\mu$  はミューオン スペクトロメータまで到達しミューオンとして再構成され、fake となる。

『 $c/b$  ハドロンの semi leptonic 崩壊』

$c/b$  ハドロンが semi leptonic 崩壊して  $\mu$  を放出した場合もミューオンとしてみなされる。fake muon の多くはこの semi leptonic 崩壊が主な起源となっている。

#### 4.1.3 Isolation

以上のように得られた電子、ミューオンについて、ジェットと区別するために、各粒子の周辺にエネルギーが少ないことを要請する。Isolation は、大きさ  $\Delta R$  の Cone を再構成された粒子を中心に作り、この Cone の中にその粒子以外のエネルギーを見ることによって行なわれる。

本研究では  $\Delta R < 0.2$  の中に 10GeV 以上の余分なエネルギーデポジットが無い事を要求している。

#### 4.1.4 ジェットの再構成

ジェットの再構成はカロリメータ全体を用いて行なう。

## clustering

まずジェットの再構成に用いる、カロリメータのクラスタリングの方法について説明する。

## A tower アルゴリズム

全カロリメータ領域 ( $|\eta| < 5.0$ ) 内に  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  単位で  $100 \times 64$  のセグメントを作る。そしてセグメント毎に縦方向にカロリメータの  $E_T$  の tower を作る。電磁カロリメータとハドロンカロリメータの tower の  $E_T$  を足し合わせる。

## B topological アルゴリズム

カロリメータのノイズの分散を  $\sigma$  とし、次に cell 内のエネルギー  $E$  が  $|E| > 4\sigma$  を超えるものを seed とする。さらに seed cell に隣接する cell が  $|E| > 2\sigma$  を超えているものについては、seed cell に足し合わせる。最後にその周りで  $|E| > 0$  を満たす隣接する cell をクラスターに足し合わせる。この方法はノイズを抑える効果がある。

## ジェット アルゴリズム

クラスタリングを行なった後のクラスターを用いてジェットの再構成を行なう。ATLAS においてはジェットの再構成アルゴリズムは主に 2 つ存在する。

## 【Cone アルゴリズム】

Cone アルゴリズム はまず、1GeV 以上の  $E_T$  を持つクラスターを seed として選ぶ。この seed に対し、seed を中心に  $\Delta R < 0.4$  or  $0.7$  の cone 内にあるクラスターを集める。この過程は全 seed について、 $E_T$  の高い方から行なっていくが、ある seed が先に作られたジェットの cone の中に入っており、そのジェットの生成に使われていても、この段階ではオーバーラップを無視してその seed を中心に新たなジェットを作る。ここまでで作られたジェットの候補に対して、図 4.2 のようにしてオーバーラップしているジェット対に対して分離 (split) もしくは結合 (merge) する。もし、2 つのジェットの cone の重なっている部分が各ジェットのエネルギーの 50% 以下である場合、重なっている部分は、2 つのジェットのうち、中心が近い方のジェットの 1 部として考え、他方のジェットからは取り除かれる。(Split)

また、もし重なっている部分にどちらかのジェットのエネルギーの 50% 以上がある場合、2 つのジェットを結合し、新たに 1 つのジェットを作る。(merge)

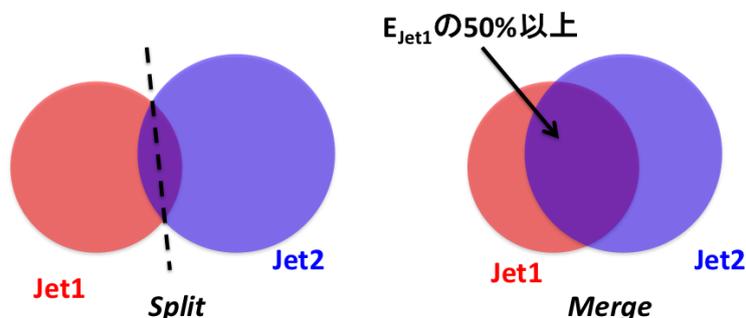


図 4.2: ジェットの split と merge

【 $K_T$  アルゴリズム】

$K_T$  は、seed を必要としないアルゴリズムである。まず、 $i$  番目のクラスターに対して、

$$d_{ii} = P_{Ti}^2$$

$$d_{ij} = \min(P_{Ti}^2, P_{Tj}^2) \times \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}$$

$$d_{min} = \min(d_{ii}, d_{ij})$$

という量を定義する。 $\Delta R$  は2つのクラスター間の距離であり、 $D$  はデフォルトでは1を用いる。ここで、もし  $d_{min} = d_{ii}$  なら、その  $i$  番目のクラスターをジェットとする。一方、 $d_{min} = d_{ij}$  であるならば  $i, j$  番目のクラスターを結合させて新しいクラスターを作る。この一連の作業を繰り返すことによってジェットを作っていく。この作業から分かるように、 $K_T$  アルゴリズム ではオーバーラップしたジェットは最初から作られない。

$K_T$  はその特徴から、理論的側面で Cone よりも好まれるが、ジェットのサイズが毎回違うために、キャリブレーションが非常に難しい。また以上のような作業を繰り返すため、時間もかかる。

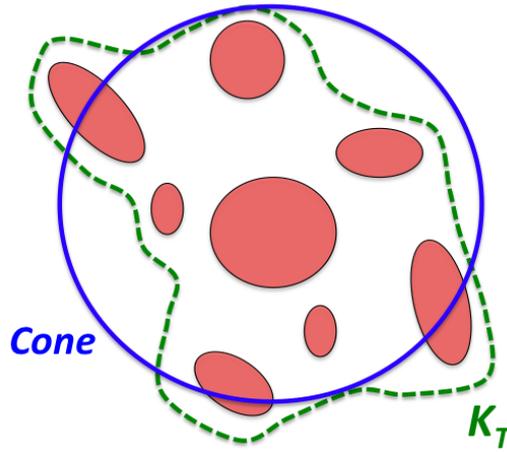


図 4.3: Cone と  $K_T$  によるジェットのイメージ

#### 4.1.5 Missing $E_T$ の再構成

missing  $E_T$  ( $\cancel{E}_T$ ) の計算方法は、cell base で行なわれる。まず  $\cancel{E}_{X,Y}^{Final}$  という量を作る。

$$\cancel{E}_{X,Y}^{Final} = \cancel{E}_{X,Y}^{Calo} + \cancel{E}_{X,Y}^{Cryo} + \cancel{E}_{X,Y}^{Muon}$$

ここで、 $\cancel{E}_{X,Y}^{Calo}$  は topo-cluster の cell を用いて全ての合計をとったものにマイナスをつけたもの ( $\cancel{E}_{X,Y}^{Calo} = -\sum E_{X,Y}^{Calo}$ )、 $\cancel{E}_{X,Y}^{Cryo}$  は粒子がカロリメータに届く前にクライオスタットによって損失したエネルギーの補正 ( $\cancel{E}_{X,Y}^{Cryo} = -\sum E_{X,Y}^{Cryo}$ )、さらに  $\cancel{E}_{X,Y}^{Muon}$  は、ミュオンのカロリメータでのエネルギー損失はほとんどないので cell のエネルギーとは別に計算する ( $\cancel{E}_{X,Y}^{Muon} = -\sum E_{X,Y}^{Muon}$ )。その合計を  $\cancel{E}_{X,Y}^{Final}$  とする。

さらに、精度向上のために (Final refinement step)、イベント中の電子、光子、タウ、b ジェット、ミュオン、その他のクラスターに対してのそれぞれのオブジェクト中の cell に適切な計算を施し、

$$\cancel{E}_{X,Y}^{Calo} = \cancel{E}_{X,Y}^{RefCalib} = -(\cancel{E}_{X,Y}^{RefEle} + \cancel{E}_{X,Y}^{RefTau} + \cancel{E}_{X,Y}^{RefbJets} + \cancel{E}_{X,Y}^{RefMuon} + \cancel{E}_{X,Y}^{RefOut})$$

として、最終的な  $\cancel{E}_{X,Y}^{RefFinal}$  を得る。そして、横方向に対して、

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_{X(RefFinal)}^2 + \cancel{E}_{Y(RefFinal)}^2}$$

と定義する。

## 4.2 Fast シミュレーション

Fast シミュレーション (Atlfast) は Full シミュレーションの情報を元に粒子情報からエネルギー・運動量を smearing する事によって検出器シミュレーションを省き、短時間で大量のイベント情報を生成できる。LHC はルミノシティの高い加速器であるため、シミュレーションの統計量も大量に必要である。そこで Fast シミュレーションは時間制約のもと非常に有効なシミュレーションである。本解析では UED シグナルの解析に Atlfast を用いている。

### 4.2.1 電子、ミュオン、光子

電子、ミュオン、光子については、ジェネレータからの情報をそのまま smearing することによって検出された再構成粒子を作る。

まず、これらの粒子が検出されるための一定以上の  $P_{Tcut}$  と一定以下の  $|\eta_{cut}|$  を選び出す。

次に、各粒子に対して、カロリメータで対応するクラスター (クラスターの大きさ:  $\Delta R_{cluster}$ ) を選び、このクラスターを用いて isolate された粒子だけを選ぶ。まず、クラスターが他のクラスターから  $\Delta R_{sep}$  だけ離れている事を要請し、さらに、このクラスターを中心に  $\Delta R_{iso}$  の大きさの cone を作り、この cone 内も自身以外のエネルギーが  $E_{Tiso}$  より小さいことを要求する。

表 4.1 は、各粒子に用いられたそれぞれのパラメータである。

表 4.1: Atlfast のパラメータ (電子 ミュオン 光子)

Particle	$P_{Tcut}$	$\eta_{cut}$	$\Delta R_{sep}$	$\Delta R_{iso}$	$E_{Tiso}$
$e$	5GeV	2.5	0.4	0.2	10GeV
$\mu$	5GeV	2.5	0.4	0.2	10GeV
$\gamma$	10GeV	2.5	0.4	0.2	10GeV

これらのセレクションを通過した粒子に対し、Full シミュレーションによって得られた分解能を持つ確率分布によって smearing を行なう。

電子、光子の場合は、主にカロリメータでエネルギーを測定するため、smearing はエネルギーの関数で行なわれている。低ルミノシティでは電子、光子それぞれ分解能を

$$\begin{aligned} \frac{\delta E_e}{E_e} &= \frac{12\%}{\sqrt{E_e}} \oplus \frac{24.5\%}{E_e^T} \oplus 0.7\% \quad \text{for } electron \\ \frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} &= \frac{10\%}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{24.5\%}{E_\gamma^T} \oplus 0.7\% \quad \text{for } \gamma \end{aligned} \quad (4.1)$$

で与え、smearing を行なっている。

一方、ミュオンについては、ミュオンシステムにおいてトラック情報から運動量を求めるため、運動量において smearing が行なわれる。ミュオンの smearing に用いられる関数はミュオンの  $P_T$ 、 $\eta$ 、 $\phi$  の関数になっている。

また Atlfast では実際の検出器における efficiency を考慮に入れてない。したがって、これらの粒子を Atlfast を用いてシミュレーションする時は、Full シミュレーションによる efficiency を当てはめる事により、より Full シミュレーションに近づく。このことに関してはセクション 4.3 で述べる。

### 4.2.2 ジェット

#### Cell

Atlfast では、ジェネレータから渡された粒子の情報を元に、カロリメータの cell に落とすエネルギーを計算する。Atlfast における cell の大きさは  $\eta$  によって決められており、 $\eta \times \phi$  平面で  $|\eta| < 3.2$  では  $0.1 \times 0.1$ 、 $3.2 < |\eta| < 4.9$  では  $0.2 \times 0.2$  の大きさである。cell のエネルギーは、具体的には、各 cell の範囲にある、ニュートリノ、ミュオン、LKP 以外の粒子の  $E_T$  を合計する。また、ソレノイドマグネットがある領域に関しては、その影響を入れるために、粒子のエネルギーの補正を加えてある。

#### Cluster

ここで得られた cell の中で、1.5GeV 以上のエネルギーを持つ cell をクラスターの initiator とする。全領域で initiator の中でエネルギーの大きなものから周辺  $\Delta R < 0.4$  の周囲の cell のエネルギーを合計し、これをクラスターの候補とする。ここで、一旦クラスターの候補に入った cell は initiator から外される。最終的に 5GeV 以上のエネルギーを持つ候補をクラスターとする。

#### ジェットの生成

得られたクラスターの中で、電子、ミュオン、光子に関係していないものだけを選び、エネルギーに対し smearing を行なう。そして最終的に  $E_T > 10\text{GeV}$  のクラスターをジェットとする。

これらによってジェットを生成したあとに、ジェットのエネルギーの関数で searing が行なわれる。また、電子やジェットなど、どの粒子にも属さない cell のエネルギーについても、全ての再構成が終わった後に smearing が行なわれる。

#### ジェットと cell の分解能は

1.  $|\eta| < 3.2$  で cell が  $0.1 \times 0.1$  のとき

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$$

2.  $3.2 < |\eta| < 4.9$  で cell が  $0.2 \times 0.2$  のとき

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 7\%$$

となっている。

### 4.2.3 Missing ET の再構成

Atlfast における  $\cancel{E}_T$  の計算は Full シミュレーションの場合と異なり、再構成された粒子の情報をもとに計算される。

$$\cancel{E}_{X,Y} = - \left( \sum E_{X,Y}^{\text{jet}} + \sum E_{X,Y}^{\text{unusedcell}} + \sum E_{X,Y}^{\text{muon}(e,\mu,\gamma)} \right)$$

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_X^2 + \cancel{E}_Y^2}$$

上段と中段の2式の右辺の3項はそれぞれ、ジェットのエネルギー、ジェットの再構成に用いられていない cell のエネルギー、電子、ミュオン、光子のエネルギーを示している。

これらのエネルギーは上記のようにそれぞれ smearing されているので、 $\cancel{E}_T$  もこれによって smearing されていることになる。

### 4.3 Full シミュレーション vs Fast シミュレーション

上述のように、Full シミュレーションと Fast シミュレーションでさまざまな違いがあり、もちろん Full シミュレーションの方がより正確なシミュレーションである。ただし、時間制約の問題から早く大量に統計量を得るためには Fast シミュレーションを用いるのがよい。そこで TF(Transfer Function) と呼ばれるファンクションを Fast シミュレーションに適用することで Full シミュレーションの振る舞いを再現できる。

TF とは、Full シミュレーションに出来るだけ近づけるように、レプトンやジェットの efficiency, fake rate を  $P_T$  や  $\eta$  に適用する。電子の efficiency $\sim 80\%$ 程度、ミューオンの efficiency $\sim 90\%$ 程度、fake rate  $\sim 10^{-3}$  などとしている。その変化に伴い、missing energy も計算され直される。詳細は東大 ICEPP の片岡氏のページを参照されたい [16]。

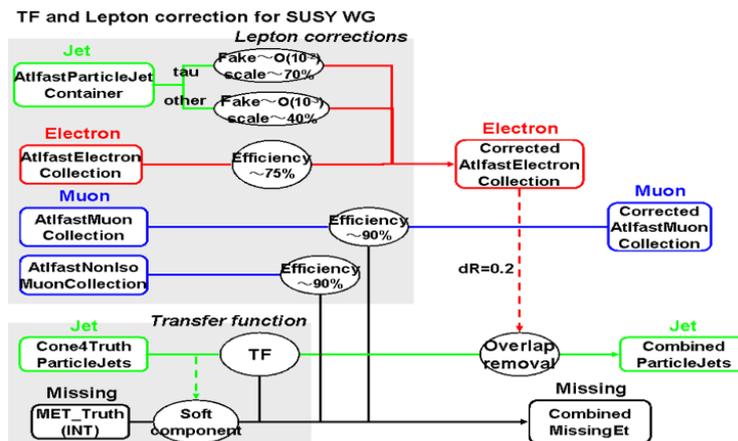


図 4.4: Transfer Function の概念図 [16]

図 4.5~4.10 に、UED の典型的な点  $(1/R, AR)=(700, 10)$  の Fast シミュレーションサンプルを用いて基本的かつ重要な分布を作成し Full シミュレーションと比較した。各分布において Full と Fast でほとんど違いがないことから、UED シグナルにおいて Fast シミュレーションを用いても支障がないことがわかる<sup>3</sup>。本研究では、ベーシックな研究を Full シミュレーションを用いて行ない、広いパラメータ領域での発見能力の検証をこの TF を適用した Fast シミュレーションを用いて行なった。

<sup>3</sup> Full シミュレーションを生成した全サンプルにおいて fast シミュレーションと比較を行い、 $\Delta M$  が小さい点でも十分に一致していることを確認した。

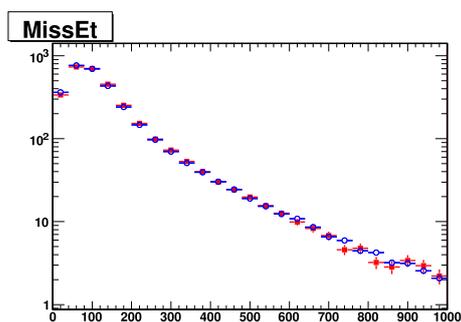


図 4.5: missing ET 分布の比較

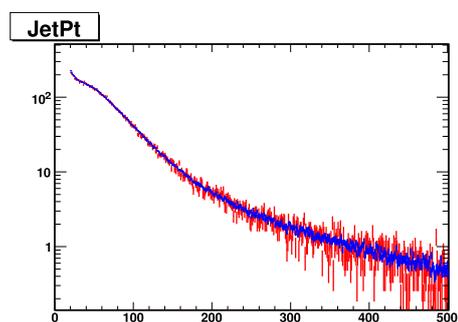


図 4.6: Jet PT 分布の比較

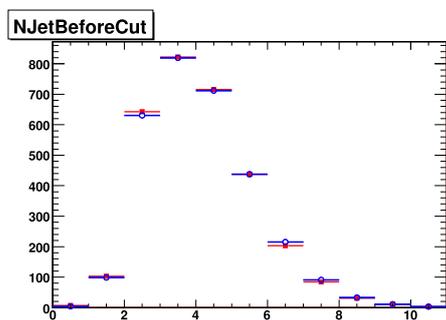


図 4.7: Jet の本数の比較

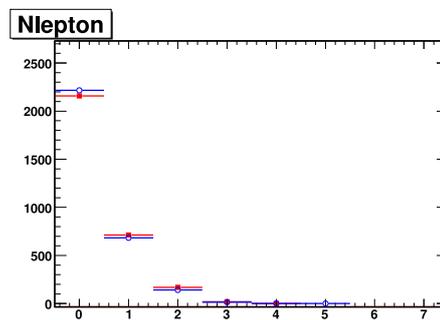


図 4.8: Lepton の本数の比較

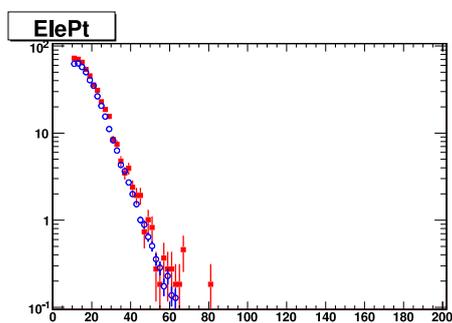


図 4.9: Electron PT 分布の比較

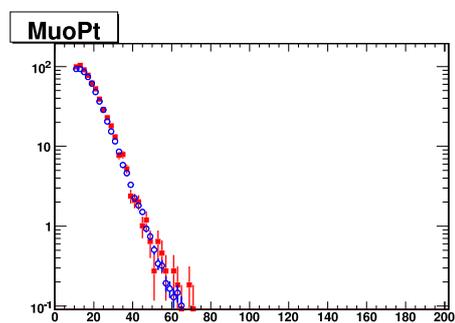


図 4.10: Muon PT 分布の比較

赤色が Full シミュレーション、青色が Fast シミュレーションである。非常によく一致している。統計量は Fast シミュレーションの方が 10 倍多い。ルミノシティ  $200\text{pb}^{-1}$  でそれぞれ規格化してある。

## 第5章 UEDシグナルとバックグラウンド

### 5.1 モンテカルロによるイベント生成

本研究では、モンテカルロシミュレーションによって生成された UED シグナルとバックグラウンドを用いて研究を行った。本研究で用いた UED シグナルは東大グループ独自に作成したサンプルを使用した。Atlas Release 14.4.0 のフレームワークの元で作成された Fast シミュレーション (TF を適用) である。一方でバックグラウンドのモンテカルロデータは、ATLAS SUSY 解析グループが共通に使用しているデータのオフィシャルサンプルを使用した。今回使用したのは Atlas Release 14.5.2 のフレームワークの元で作成された Full シミュレーションである。以下に、サンプル生成の際に用いられたモンテカルロシミュレーションについて説明する。

#### ジェネレータ

UED サンプルは pythia [17] というジェネレータを、バックグラウンドオフィシャルサンプルの生成には、Alpgen [18] と MC@NLO [19] を使っている。

【pythia】: 様々なイベント生成でよく使われるジェネレーターである。指定されたパートンでハドロン化しパートンシャワーを生成する。initial-state-radiation(ISR) やハードプロセスとは独立の underlying の計算も行なう。

【Alpgen】: 主に electroweak ボソンにジェットを加えたイベント生成に使われる。後述する MLM matching の手法を採用する。W/Z 生成には 5 つのジェットの付加、WW などのボソンのペア生成には 3 つのジェットの付加まで可能である。

【MC@NLO】: Next Leading Order の QCD 補正を含めたツールとしては数少ないジェネレータである。W/Z 生成、 $t\bar{t}$ 、Higgs ボソン生成などに使用される。

詳細は参考文献に譲る。

#### パーテックスのエネルギースケールと Renormalization スケール

パーテックスのエネルギースケールを  $Q$  とおくと、強い相互作用の結合定数  $\alpha_s(Q^2)$  は、対数第一近似で、

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

で与えられる。ここで、 $n_f$  をクォークフレーバーの数として、定数  $\beta_0$  を、

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$$

と置いている。また、 $\Lambda$  は 200MeV 程度の値をもつ定数である。 $\alpha_s(Q^2)$  は、 $Q \rightarrow 0$  で発散し (閉じ込め効果)、 $Q \rightarrow \infty$  で 0 となる (漸近的自由)。

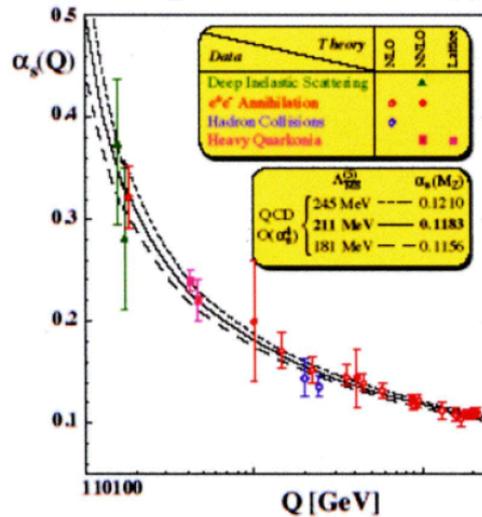


図 5.1:  $\alpha_s(Q^2)$  の  $Q$  依存性 [20] :  $Q \rightarrow 0$  で発散し (閉じ込め効果)、 $Q \rightarrow \infty$  で 0 となる (漸近的自由) 点線は  $\Lambda=245\text{MeV}$ 、実線は  $\Lambda=211\text{MeV}$ 、破線は  $\Lambda=181\text{MeV}$  のときに対応している。

断面積などの物理量を一般に  $P$  とおくと、 $\alpha_s(Q^2)$  を用いて  $P$  を摂動展開した場合、摂動展開第  $n$  次項は一般に以下の式で表される。

$$\alpha_s(Q^2)^n \sum_{i=1}^n c_i(n) \left( \ln \frac{\mu^2}{Q^2} \right)^{n-i}$$

$\mu$  は Renormalization スケールという。物理量  $P$  は  $\mu$  の取り方に依存してはならないが、LO ではまだかなり依存性があるために、 $\mu$  をある値で決めなければ物理的な予言ができない。図 5.2 にあるように NLO では依存性はかなり小さくなるので、LO と NLO が交わる点を Renormalization スケールをとして定義する。一般に s-channel で  $\sqrt{s}$ 、t-channel で  $P_T$  が用いられる。それでもなお、倍半分程度の不定性は残るので、後述する発見能力の結果には系統誤差として Renormalization スケールを変動させた場合の評価も考慮している。

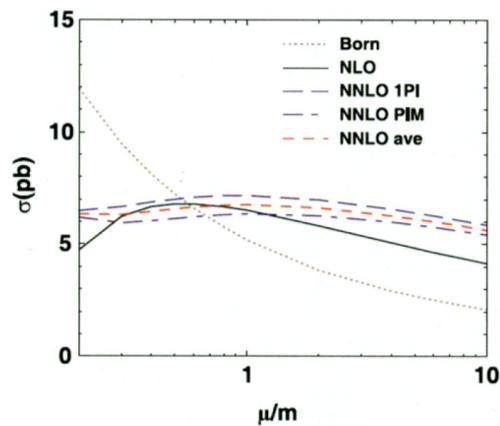


図 5.2: Renormalization スケールの決定 [20] : LO と NLO が交わる点を Renormalization スケールをとじて定義する。

横軸： $\mu$ (top クォークの質量  $m$  で規格化してある)、縦軸：は Tevatron における top クォークの生成断面積 [pb] である。点線が LO の計算、実線が NLO の計算、赤色は NNLO の計算に対応している。

### パートンシャワーによるパートンの追加

イベントジェネレータでは、ファインマンダイアグラムから S 行列を計算し、S 行列の行列要素 (Matrix Element、以後 ME) から求めた断面積に従ってイベントを生成する。しかし、Renormalization スケールの値としてパートンの  $P_T$  を用いたとき、 $P_T$  が小さな領域では断面積が発散してしまう。そこで、このような領域では、ME による計算の代わりにパートンシャワー (PS) と呼ばれる方法を用いる。PS は、1 個のパートンが 2 個にスプリットする確率に従って、ME に基づいて生成されたイベントにソフトなパートンや collinear なパートンを追加する手法である (図 5.3)。この PS の計算は Jimmy と呼ばれるソフトウェアを用いて行なっている。Jimmy は、PS の追加やパートンのハドロン化を行なう事ができる。

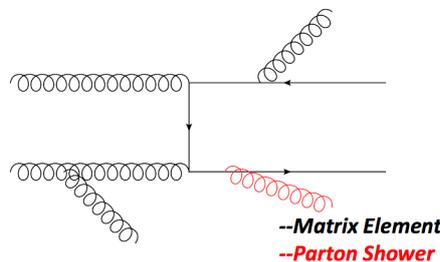


図 5.3: ME と PS によるパートンシャワーの生成 : ソフトなパートンは Parton Shower として計算される。

### Factorization スケール

Factorization スケールは ME と PS をどこで切り替えるかを決定するものである。図 5.4 のように、Factorization スケール  $\mu_F$  以下のパートンの発展は PS を用いて、以上の場合は ME で計算する。このスケールもまた、不定性があるため、後述する発見能力の結果には系統誤差として Factorization スケールを変動させた場合の評価も考慮している。

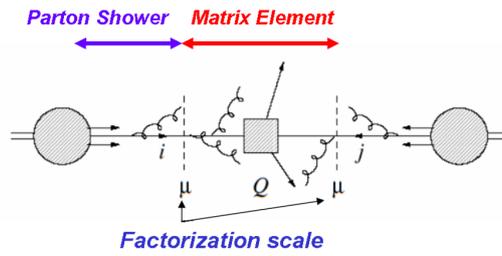


図 5.4: Factorization スケール  $\mu_F$  [20] : ME と PS をどこで切り替えるかを定めるスケール

MLM Matching

ATLAS 解析では一般的に、ME のカバーする領域は  $P_T > 40\text{GeV}$  (or  $20\text{GeV}$ )、ジェットとジェットの間の  $\Delta R$  は  $\Delta R > 0.7$  となっているので、オフィシャルサンプルでもこれを採用している。PS のカバーすべき領域は ME がカバーしていない領域なので、 $P_T < 40\text{GeV}$  (or  $20\text{GeV}$ ) (ソフト) の範囲と、ME で生成したジェットから  $\Delta R < 0.7$  (collinear) の範囲である。しかし、PS が ME の領域のシャワーを起こしてしまう場合がある (これをダブルカウントと言う) ので、それは取り除かなければならない。そこで、MLM Matching [21] という、ME がカバーする領域のジェットを PS が生成したらそのイベントを捨てる手法をとる。この比較はハドロン化前のパートン情報を用いて行なわれる。ME のカバーする領域は、 $P_T > 40\text{GeV}$  (or  $20\text{GeV}$ )、パートン間の  $\Delta R > 0.7$  なので、 $P_T$  が  $40\text{GeV}$  (or  $20\text{GeV}$ ) 以上、パートン間の  $\Delta R$  が  $0.7$  以上のパートンが PS で生成された場合、そのイベントを捨てる。ここでもまた  $40\text{GeV}$  (or  $20\text{GeV}$ ) や  $0.7$  という値は人間の手によって決められたものなので、不定性がある。そこで、 $P_T$  カットを  $15\text{GeV}$  にしたサンプルや  $\Delta R$  カットを半分の  $0.35$  にしたサンプルなどを作って、最後の系統誤差の評価に入れている。

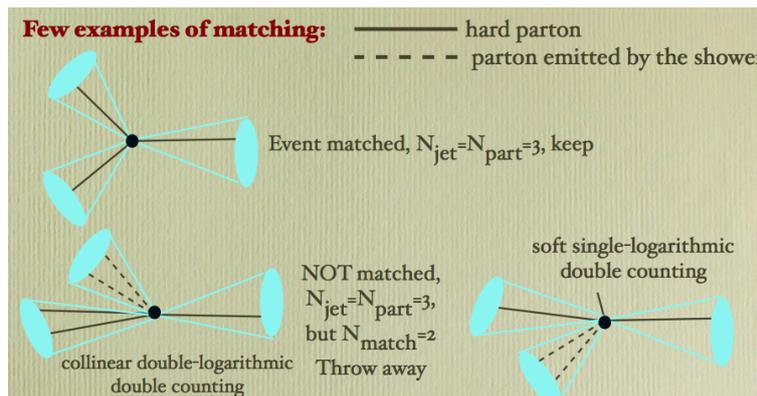


図 5.5: マッチングの例

## 5.2 UED シグナル

前述したように、UED モデルではSM 粒子すべてが  $1/R$  の分だけ、重くなっている。したがって  $1/R \sim M(\gamma^{(1)})$  である。また各粒子の質量差は量子補正が効いてくるために、強い相互作用する  $g^{(1)}$  や  $q^{(1)}$  の質量が重くなっている。図 5.7 を見て頂きたい。LHC ではまず、 $(g^{(1)}, g^{(1)})$ 、 $(g^{(1)}, q^{(1)})$ 、 $(q^{(1)}, q^{(1)})$  が生成される (図 5.7 はその片方だけが記述してある)。 $g^{(1)}$  や  $q^{(1)}$  から段階的に、より軽い KK 粒子に崩壊していく。その際に、その質量の差の分だけ SM 粒子が放出される。KK パリティ保存のために、最終的に最も軽い KK 粒子 (LKP=KK 光子) にまで到達し、これは安定であり、そのまま検出器にかからず大きな missing energy となって逃げていく。このような崩壊過程 (図 5.7) では、たとえば青線や紫線などのようにレプトンを伴った崩壊がある。さらにクォークからのジェットも放出される。

つまり、「1 本または複数のレプトン + Jets +  $\cancel{E}_T$ 」のシグナルが特徴であり、これらを有効に扱いバックグラウンドとの差別化を図ることが、本解析の方針となる。

以下に典型的な UED のダイアグラムを示す。

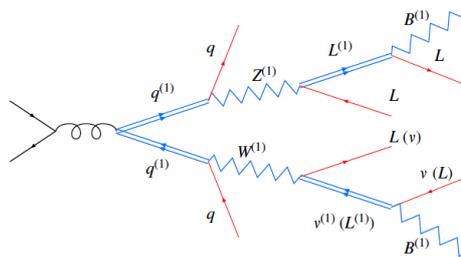


図 5.6: UED のファインマンダイアグラム：複数の lepton、複数の Jet と Missig energy を伴った崩壊の例

ただし、大きな問題点が存在する。質量差  $\Delta M(M(g^{(1)}) - M(\gamma^{(1)}))$  が小さくなれば、放出される SM 粒子はソフトになる。図 5.8 は  $(1/R, \Lambda R) = (700, 2)$  のスペクトラムである。この場合縮退度 ( $\Delta M/M$ ) はおよそ 5% 程度であり、放出される SM 粒子の典型的な  $P_T$  は  $\sim 5-10 \text{ GeV}$  と大変小さい。この様に縮退が強い場合にはシグナルがバックグラウンドに埋もれてしまい、いままで SUSY 解析などで行なわれていた方法では対応できない。そこで、本研究では、縮退した場合でもカバー出来る方法を開発した。

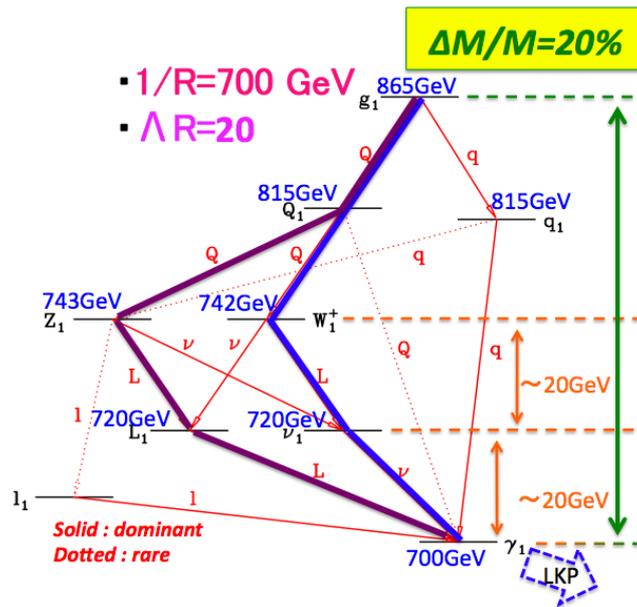


図 5.7:  $1/R=700, \Lambda R=20$  の質量スペクトラム：レプトン+ジェット+ mET を伴った崩壊をする。大文字は left-handed、小文字は right-handed である。赤字の粒子は放出される標準模型粒子を表す。

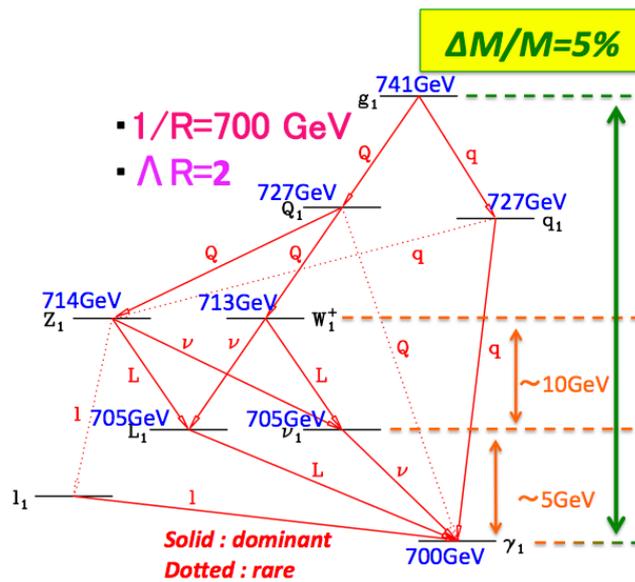


図 5.8:  $1/R=700, \Lambda R=2$  の質量スペクトラム：非常に縮退が強い場合の例である。このとき放出される SM 粒子の典型的な  $P_T$  は  $\sim 5-10 \text{ GeV}$  と大変小さい。

### 5.2.1 本研究における UED シグナルの扱い

本解析で使用した UED サンプルを表 5.1 にまとめる。UED サンプルは Pythia 6.4.19 というジェネレータで生成した。そして KK 光子が安定粒子となるように設定してある。発見能力の検証に使用した

サンプルは Fast シミュレーションであり、 $1/R=400\text{GeV}$  から  $1\text{TeV}$  まで、 $\Lambda R=1.5$  から  $5000$  までの  $44$  点である。縮退度に焼き直すと、 $3\%\sim 40\%$  の範囲をスキャンできる。前述した通り、TF の効果により Atlfast シミュレーションサンプルと Full シミュレーションとの相違はほとんどない。本解析では統計を稼ぐために Atlfast サンプルを使用した。「Fast シミュレーションとの比較」と「トリガー評価」のために、 $(1/R, \Lambda R)=(500, 10), (700, 10), (900, 20)$  の三点の Full シミュレーションサンプルも作成した。表 5.1 の\*印は Fast と Full シミュレーションの両方のサンプルが存在する点である。

表 5.1: 使用した UED シグナルサンプル 衝突エネルギー : 10TeV

サンプル (1/R, $\Delta R$ )	断面積 [pb]	$M(g^{(1)})$ [GeV]	$M(\gamma^{(1)})$ [GeV]	$\Delta M$ [GeV]	$\Delta M/M$
(400,2)	620.1	425.2	400.5	24.7	5.8%
(400,4)	525.4	449.2	400.9	48.3	10.8%
(400,10)	426.7	479.1	401.1	78.0	16.2%
(500,1.5)	191.0	518.0	500.2	17.8	3.4%
(500,2)	178.1	530.6	500.4	30.2	5.7%
(500,4)	149.1	559.9	500.7	59.2	10.6%
(500,10)*	120.2	596.4	500.9	95.5	16.0%
(600,1.5)	65.12	621.1	600.1	21.0	3.4%
(600,2)	60.77	636.0	600.3	35.7	5.6%
(600,4)	50.53	670.4	600.5	69.9	10.4%
(600,10)	40.32	713.3	600.6	112.7	15.8%
(700,1.5)	25.42	724.2	700.1	24.1	3.3%
(700,2)	23.38	741.2	700.2	41.0	5.5%
(700,4)	19.31	780.7	700.3	80.4	10.3%
(700,10)*	15.28	830.0	700.4	129.6	15.6%
(700,20)	12.90	865.4	700.3	165.1	19.1%
(700,50)	10.42	910.13	700.3	209.8	23.1%
(750,200)	4.757	1041.4	750.0	291.4	28.0%
(750,700)	3.596	1099.2	749.9	349.3	31.8%
(750,5000)	2.340	1184.2	749.8	434.4	36.7%
(800,1.5)	10.74	827.2	800.0	27.2	3.3%
(800,2)	9.849	846.4	800.1	46.3	5.5%
(800,4)	8.089	890.8	800.2	90.6	10.2%
(800,10)	6.318	946.4	800.1	146.3	15.5%
(800,20)	5.298	986.4	800.1	186.3	18.9%
(800,50)	4.218	1036.9	800.0	236.9	22.8%
(800,200)	3.027	1108.9	799.9	309.0	27.9%
(800,700)	2.261	1170.1	799.8	370.3	31.6%
(800,5000)	1.448	1260.3	799.6	460.7	36.6%
(850,200)	1.951	1176.2	849.8	326.4	27.7%
(850,700)	1.442	1240.9	849.6	391.3	31.5%
(850,5000)	0.9075	1336.2	849.4	486.8	36.4%
(900,2)*	4.429	951.5	899.9	51.6	5.4%
(900,4)	3.612	1000.9	900.0	100.9	10.1%
(900,10)	2.788	1062.7	899.9	162.8	15.3%
(900,20)	2.313	1107.1	899.9	207.2	18.7%
(900,50)	1.813	1163.3	899.8	263.5	22.6%
(900,200)	1.275	1243.4	899.6	343.8	27.7%
(900,700)	0.9333	1311.6	899.5	412.1	31.4%
(1000,2)	2.095	1056.6	999.8	56.8	5.4%
(1000,4)	1.691	1110.8	999.8	111.0	10.0%
(1000,10)	1.293	1178.8	999.7	179.1	15.2%
(1000,20)	1.059	1227.6	999.6	228.0	18.6%
(1000,700)	0.4015	1452.8	999.2	453.6	31.2%

### 5.3 BG event 【 $t\bar{t}$ , $W$ +jets , $WW$ 】

UED の特徴的なトポロジーは「1本または複数のレプトン + Jets +  $\cancel{E}_T$ 」であるので、このようなイベントトポロジーを持つものがバックグラウンドになる。このような性質を持ち、LHC で頻繁に生成されるもの、さらに本解析に有意に影響を及ぼすものは、 $t\bar{t}$  ,  $W$ +Njets ,  $W^+W^+$  である。これらのバックグラウンドプロセスについて以下に簡単に説明する。

#### $t\bar{t}$ process

LHC 実験では top クォークの対生成が頻繁に起こる (図 5.9)。LHC ではグルーオン-グルーオン フュージョンのプロセスが効く。top クォークは b クォークと  $W(\rightarrow l\nu, qq)$  に崩壊するので、lepton(s) + MultiJet +  $\cancel{E}_T$  という条件を満たし、UED プロセスの主要なバックグラウンドとなる。

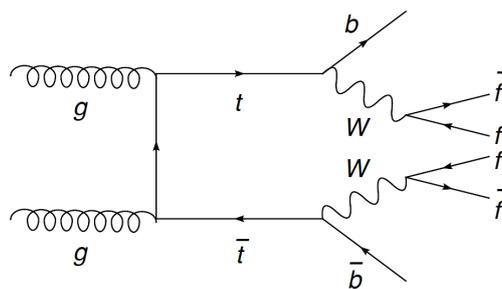


図 5.9:  $t\bar{t}$  process のファインマンダイアグラム

#### W process

LHC では W は valence と sea クォークのフュージョンにより生成され、断面積も大きい (図 5.10)。W process も MultiJet を含むイベントは大きなバックグラウンドになる (パーティックスが増える分だけ断面積は小さくなる)。後述するが、W process を除くために 1lepton モードの横方向質量 (Transverse Mass:MT) のカットによるカットが用いられるが、 $W(\rightarrow \tau\nu)$  に崩壊した時はカットを通過してしまう。

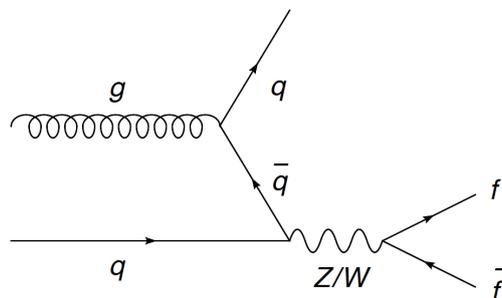


図 5.10: W process のファインマンダイアグラム

WW process

LHC は  $p^+p^+$  衝突なので  $W^+W^+$  の生成が起こりうる (図 5.11)。生成断面積は小さいが、同電荷のレプトンを 2 本要求する解析法 (後述) を適用した場合、 $W^+W^+$  のバックグラウンドが無視出来ない。今回は Alpgen を使って、全ての charge combination を含めた WW サンプルを作成しバックグラウンドの一つとして使用した。

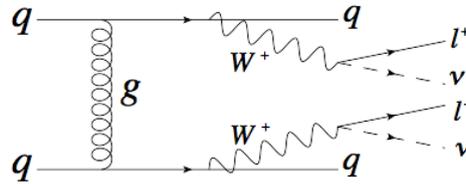


図 5.11:  $W^+W^+$  process のファインマンダイアグラムの例

5.3.1 本研究におけるバックグラウンドの扱い

本研究で用いた Full シミュレーションのバックグラウンドサンプルを表 5.2 に纏めた。パートンはグルーオンを放出することがあり、グルーオンは  $q\bar{q}$  スプリッティングを起こすことがある。そのため、元々の生成プロセスが持つパートンに加え、新たなパートンが追加される。表中の “+Np” というのは、そのような過程で新たに追加されたハードな ( $P_T > 20\text{GeV}$ ) パートンの本数を表している。このハードなパートンはハードなジェットとなるので、本数が多い場合には UED のバックグラウンドになりやすくなるが、断面積は小さくなる。

Full シミュレーションには非常に時間がかかるため、バックグラウンドイベントにはイベントフィルターがかけられている。本解析では必ずレプトンを要求するため、 $t\bar{t} \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$  は必要ない。そこで、 $t\bar{t}$  サンプルはレプトニック崩壊するものだけをイベント生成し、 $t\bar{t}$  の断面積に 0.55 倍のファクターがかけられている。W+NJets サンプルは  $P_T$  カット  $20\text{GeV}$  である。また、セクション 5.1 で述べたように、Alpgen は LO ジェネレータなので、断面積の計算が不確実である。そこで、K-factor というファクターを導入する。断面積に K-factor をかけることで、NNLO (Next Next Leading Order) の断面積を再現している。LO の断面積を  $\sigma_{LO}$ 、NNLO の断面積を  $\sigma_{NNLO}$  とすると K-factor の値 K は

$$K = \frac{\sigma_{NNLO}}{\sigma_{LO}}$$

で表される。MC@NLO で作られた  $t\bar{t}$  サンプルの K-factor はほとんど “1” であるので、今回は無視して、Alpgen で作られた W+Njets の K-factor に 1.22 を使って断面積を計算し直した。

表 5.2: 使用したバックグラウンドサンプル 衝突エネルギー : 10TeV

プロセス	断面積 [pb]	イベント数	K-factor
$t\bar{t}$ (not hadronic)	205.5	1468558	–
W enu Np0	10184.7	1221085	1.22
W enu Np1	2112.3	252424	1.22
W enu Np2	676	766283	1.22
W enu Np3	203.3	179450	1.22
W enu Np4	56.1	58872	1.22
W enu Np5	16.6	17492	1.22
W munu Np0	10125.7	1328626	1.22
W munu Np1	2155.5	248220	1.22
W munu Np2	682.3	749540	1.22
W munu Np3	202	213112	1.22
W munu Np4	55.5	58928	1.22
W munu Np5	16.3	17475	1.22
W taunu Np0	10178.3	1326080	1.22
W taunu Np1	2106.9	246827	1.22
W taunu Np2	672.8	656674	1.22
W taunu Np3	202.7	223162	1.22
W taunu Np4	55.3	58729	1.22
W taunu Np5	17.0	17413	1.22
WW lnff Np0	16.2	50000	–
WW lnff Np1	8.89	49730	–
WW lnff Np2	4.55	50000	–
WW lnff Np3	2.81	49999	–

## 第6章 UED解析の基礎

### 6.1 レプトン , ジェット, missing ET の定義について

ここではレプトン、ジェット、 $E_T$  の定義について述べる。以後特に断らない限り、レプトン、ジェット、 $E_T$  はここでの定義をさす。

#### 電子

1. isEM=medium  
loose,medium,tight の三種があるが loose は fake が多く、tight ではシグナルを多く落としてしまうため medium を選択した。
2.  $P_T > 10\text{GeV}$   
 $\Delta M$  の小さいシグナルは SM 電子の  $P_T$  も小さくなるので、比較的低い  $P_T$  カットに設定する。
3.  $|\eta| < 2.5$   
トラッキングできる領域に制限する。
4. crack veto ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ )  
第3章で述べたクラック領域に入った電子は捨てる。
5.  $etcone20 < 10\text{GeV}$   
電子の周り  $\Delta R < 0.2$  の範囲のエネルギーが  $10\text{GeV}$  以下であれば isolated された綺麗な電子とする。
6. ジェットとの間の  $\Delta R$  が  $\Delta R < 0.4$  のときは除く。  
できるだけ fake electron を除きたいため、ジェットと近いものは捨てる。

#### ミューオン

1.  $\text{Chi}^2 < 100$   
トラッキングの精度の悪いものは捨てる。
2.  $P_T > 10\text{GeV}$   
 $\Delta M$  の小さいシグナルは SM ミューオンの  $P_T$  も小さくなるので、比較的低い  $P_T$  カットに設定する。
3.  $|\eta| < 2.5$   
トラッキングできる領域に制限する。
4.  $etcone20 < 10\text{GeV}$   
ミューオンの周り  $\Delta R < 0.2$  の範囲のエネルギーが  $10\text{GeV}$  以下であれば isolated された綺麗なミューオンとする。
5. ジェットとの間の  $\Delta R$  が  $\Delta R < 0.4$  のときは除く。  
できるだけ fake muon を除きたいので、ジェットと近いものは捨てる。

## ジェット

## 1. Cone4TowerJet

主に、イベントがビジーなのでジェット間や電子などとの merge を減らすという理由により Cone サイズ 0.4 を採用する。

2.  $P_T > 20\text{GeV}$ 

$\Delta M$  の小さいシグナルは SM ジェットの  $P_T$  も小さくなるので、比較的低い  $P_T$  カットに設定する。

3.  $|\eta| < 2.5$ 

ジェットが全てエンドキャップカロリメータでカバーされることを保証するために、 $|\eta| < 2.5$  とする。

4. 電子との間の  $\Delta R$  が  $\Delta R < 0.2$  のときは除く。

電子と非常に近いものは捨てる。

## missing ET

## 1. METRefFinal

Cell ベースで計算される方法であるが、各オブジェクト毎の計算が考慮されている。セクション 4.1.5 を参照されたい。

イベント環境として SUSY イベントと似ているため、全体として、SUSY 解析で標準的に使用しているセレクションを採用している。

ただし、UED の特徴である縮退を考慮して、 $P_T$  カットは低く設定している。

## 6.2 UED 解析の基礎

このセクションでは、UED シグナルを enhance するようなイベントセレクションを考える。以下のサブセクションで UED 解析の基礎となる物理量について説明していく。図 6.1~6.4 で用いた UED シグナルは  $(1/R, \Lambda R) = (700, 10)$  の点を用いた。

### 6.2.1 missing ET

大きな  $\cancel{E}_T$  は UED シグナルの特徴である。バックグラウンドである  $t\bar{t}$  や  $W$  からのニュートリノも  $\cancel{E}_T$  を作るが、UED の LKP(KK Photon) は崩壊によってブーストされているためと、LKP 自身の質量が重いため、バックグラウンドよりも大きな  $\cancel{E}_T$  が観測される。図 6.1 は  $\cancel{E}_T$  分布である。100GeV~200GeV より大きな領域では、UED の方がバックグラウンドより大きくなっている。

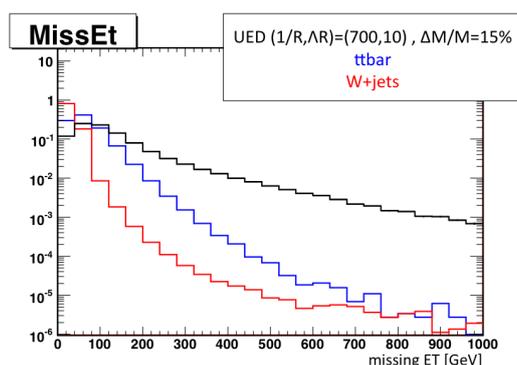


図 6.1: missing ET 分布 : 黒は UED シグナル、青、赤はそれぞれ  $t\bar{t}$  と  $W$  のバックグラウンドである。各分布は面積 1 で規格化してある。UED の missing ET は大きい。

### 6.2.2 Jet $P_T$

図 6.2 は、 $P_T$  が最も大きなジェット (Leading jet) の  $P_T$  分布である。UED では  $g^{(1)}$  や  $q^{(1)}$  からの崩壊でジェットを出す、これは縮退が強い場合にはジェットもソフトになる。しかし後述する ISR の効果によりバックグラウンドよりもハードなジェットが放出されている。したがって、Leading Jet の Cut は比較的高めでもシグナルはそれほど減らない。

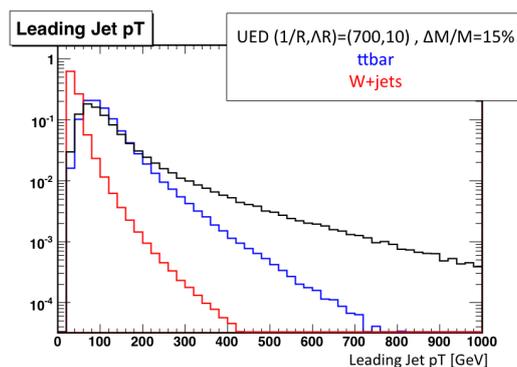


図 6.2: Leading Jet  $p_T$  分布 : 黒は UED シグナル、青、赤はそれぞれ  $t\bar{t}$  と  $W$  のバックグラウンドである。各分布は面積 1 で規格化してある。

### 6.2.3 Jet 数

図 6.3 はジェットの本数である。(ここでのジェットの定義は  $P_T > 20 \text{ GeV}, |\eta| < 5$  である) マルチジェット (複数のジェット) を要求する事により、 $W$  バックグラウンドを大きく減らす事ができる。 $t\bar{t}$  は UED 同様ジェットの数は多いため、マルチジェット解析ではメインのバックグラウンドとなる。

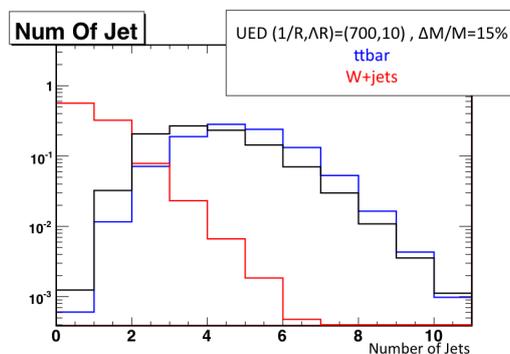


図 6.3: Jet の数 : 黒は UED シグナル、青、赤はそれぞれ  $t\bar{t}$  と  $W$  のバックグラウンドである。各分布は面積 1 で規格化してある。 $t\bar{t}$  と UED はジェット数が多い。

### 6.2.4 lepton 数

図 6.4 はレプトンの数を示している。(ここでのレプトンとは  $e, \mu$  のことである) UED ではレプトンへの分岐比が比較的大きい。本解析では one lepton mode と di-lepton mode を取り扱う。di-lepton mode では、単純にレプトン数だけでは  $t\bar{t}$  と UED の区別は付かないが、レプトンの符号を考慮することで UED を enhance する方法をとる (後述)。

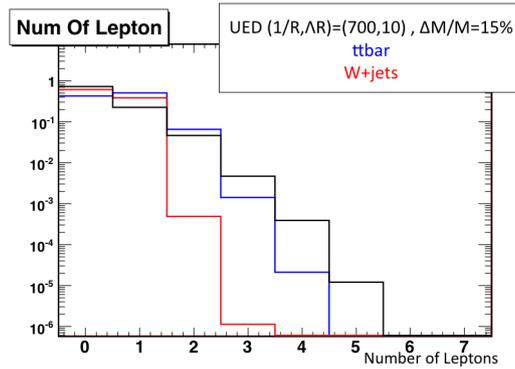


図 6.4: Lepton の数 : 黒は UED シグナル、青、赤はそれぞれ  $t\bar{t}$  と W のバックグラウンドである。各分布は面積 1 で規格化してある。 $t\bar{t}$  と UED はレプトン数が多い。

### 6.2.5 Transverse Mass ( $M_T$ )

$\cancel{E}_T$  とレプトンとで作られる横方向質量 Transverse Mass( $M_T$ ) は次のように表される。

$$M_T = \sqrt{2\cancel{E}_T P_T^l (1 - \cos\phi)} \quad (l = e, \mu)$$

$$\cos\phi = \frac{P_X^l \cancel{E}_X + P_Y^l \cancel{E}_Y}{E_T P_T^l}$$

図 6.5 は  $\cancel{E}_T$  とレプトンとの Transverse Mass 分布である。W  $\rightarrow l\nu$  の分布は  $M_T \sim 80\text{GeV}$  にヤコビアンピークと呼ばれるピークをつくる。また  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu q\bar{q}$  にも同様にピークを作る。これらは W ボソンの質量に対応するピークである。よって  $M_T$  を用いることで UED と W  $\rightarrow l\nu$ 、 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu q\bar{q}$  を区別できる。 $t\bar{t}$  は  $M_T$  の大きな領域までテイルを引いているのは、 $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$  が含まれており、 $\nu$  が 2 つあると W の横方向質量が正しく組めないからである。

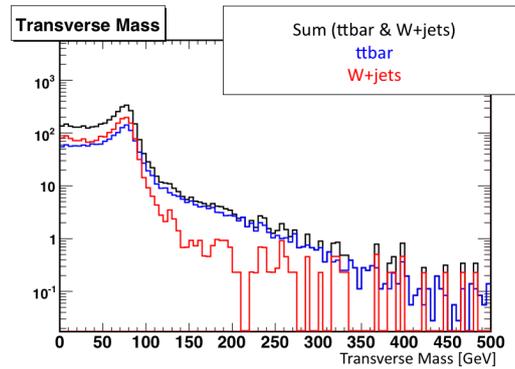


図 6.5:  $M_T$  分布 : 青は  $t\bar{t}$ 、赤は W、黒はそれぞれバックグラウンドの和である。各分布は  $200\text{pb}^{-1}$  で規格化してある。 $M_T < 100\text{GeV}$  では W が多く、 $100\text{GeV} < M_T$  では  $t\bar{t}$  が長く tail をひいている。

表 6.1 に、 $M_T > 100\text{GeV}$  以上以下における  $t\bar{t}$ , W の割合を示しておく。

表 6.1:  $M_T > 100\text{GeV}$  以上以下における  $t\bar{t}, W$  の割合

	$t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$	$t\bar{t} \rightarrow l\nu qq$	W
$M_T < 100\text{GeV}$	5%	39%	56%
$M_T > 100\text{GeV}$	61%	15%	24%

$M_T < 100\text{GeV}$  では  $t\bar{t} \rightarrow l\nu qq$  と W が dominant、 $M_T > 100\text{GeV}$  では  $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$  が dominant である。

### 6.3 UED トポロジーと研究の動機

実際の UED 解析では、

【 high Pt jet +  $\cancel{E}_T$  + lepton(s) 】

という特徴をもつイベントを enhance するようなセクションをかけて、残ったイベントについて研究を行う。

本論文では、one lepton mode と di-lepton mode について論じる。

one lepton mode では比較的多くのバックグラウンドが残るがそのイベント数を正確に見積もることにより、実験早期での発見の議論ができる。

一方 di-lepton mode ではバックグラウンドがかなり少ない。その分、シグナル数もまた少ないため早期の発見は難しいが、バックグラウンドの少なさゆえのクリアなシグナル検出が期待出来る。

また、結果はレプトンの分岐比に大きく依存するため、これは UED のモデルやパラメータに依存する。レプトンへの分岐比が大きい場合には発見モードとしても重要である。

このように全く異なる方向性の one lepton mode と di-lepton mode の両方を研究することは大変意義のあることである。

また、質量が縮退した SUSY 模型の場合にも、同様の解析法が有効である可能性が高い。つまり本研究は UED モデルに留まらず一般的な質量縮退のトポロジーの研究であると言える。

### 6.4 発見可能性の指標：significance

ここでは発見能力の指標として使われる変数  $\text{significance}(S_f)$  について説明する。ATLAS 実験で使われている significance はシグナルの数を  $s$ 、バックグラウンドの数を  $b$  として、

$$S_f = \frac{s}{\sqrt{b}}$$

で与えられる。つまりバックグラウンドの統計誤差  $\sigma_{BG} = \sqrt{b}$  の何倍のシグナルがあるかを表す。ATLAS の共通の決まりとして、 $s > 10$  かつ  $S_f > 5$  を満たすと”発見”となる。また  $S_f = 1.96$  は 95%の信頼度 (CL) で exclusion できることを意味する。

## 第7章 One lepton + ISR-Jet 解析法

本章と次章で、UED モデルの発見能力の評価のための解析方法を紹介します。発見能力の評価には、イベントセレクションを最適化することにより行なう。まず、One lepton + ISR-Jet 解析法である。

### 7.1 本解析の特徴

本解析の最も重要な特徴は、「Jet の leading は ISR である」という点である。まず、ISR について解説したい。ISR とは Initial State Radiation の事で、図 7.1 のように、グルーオンが飛び出し、ジェット化する。これを ISR-Jet と呼ぶ。この ISR-Jet の  $P_T$  は生成粒子の質量が重い程、大きくなる。したがって、今回研究対象としている UED の様なモデルにおいて KK 粒子は ( $\sim \text{TeV}$ ) は大きな質量を持っているので、放出される ISR-Jet もハードな振る舞いをする。この ISR を有効に利用するのがこの One lepton + ISR-Jet 解析法である。

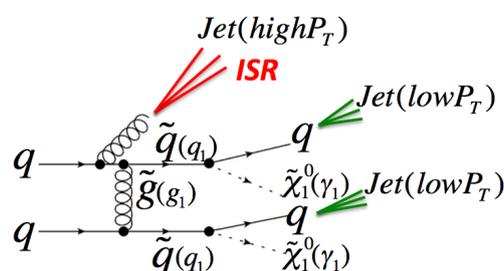


図 7.1: ISR-Jet の生成 : UED の崩壊とは別過程で放出されるグルーオンがジェット化する。質量が大きな粒子を生成する際には ISR の  $P_T$  も大きくなる。

### 7.2 セレクションクライテリア

本研究の”one lepton+ISRjet”解析におけるセレクションクライテリアを紹介する。各物理量はセクション 6.1 にまとめてある。

1. 3 本以上のジェット ( $P_T > 30\text{GeV}$ ,  $|\eta| < 2.5$ )
2. 一番高い  $P_T$  を持ったジェットは  $P_T > 100\text{GeV}$
3.  $\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$
4. 1 本のレプトン ( $P_T > 10\text{GeV}$ )
5.  $M_T > 100\text{GeV}$

以下で、各セレクションについて詳しく述べる。

【1】3本以上の Jet ( $P_T > 30\text{GeV}$ ,  $|\eta| < 2.5$ )

Leading Jet の  $P_T$  分布を図 7.2 に示す。縮退が強くと ( $\Delta M/M$  が小さく) なるとジェットの  $P_T$  がソフトになっている事がわかる。そこで、ジェット  $P_T$  カットは比較的ルーズな  $30\text{GeV}$  を要求する。またそのジェットの数を3本以上とし、Multi Jet を要求する事で W process バックグラウンドを大きく減らすことが出来る。

さらに、high  $P_T$  領域に注目すると、縮退度に依らず同じ振るまいを見せている。これは ISR の効果と考えられ、Leading Jet に関してはまた別の  $P_T$  カットを要請する。

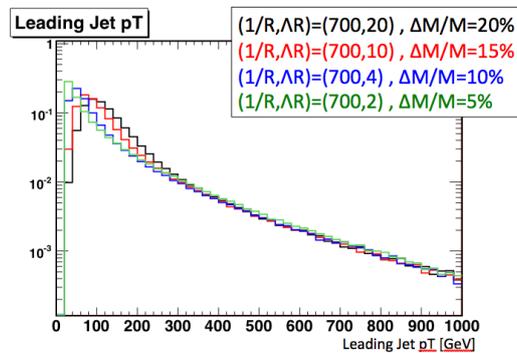


図 7.2: Leading Jet 分布：縮退が強くなるほどジェットがソフトになる。しかし、high  $P_T$  領域では、ISR の効果により縮退度に依らず同じ振る舞いをしている。各分布はそれぞれ面積 1 で規格化してある。

【2】一番高い  $P_T$  を持ったジェットは  $P_T > 100\text{GeV}$

図 7.3 に、Leading Jet, ISR-グルーオン, KK 崩壊から来るクォークの、各  $P_T$  分布を示した。サンプルは  $(1/R, AR) = (700, 2)$  の  $\Delta M/M = 5\%$  を用いた。

$\Delta M/M = 5\%$  のように縮退が強ければ、KK 崩壊から出てくる SM 粒子はソフトになる。つまり KK 崩壊から放出されたクォーク由来のジェットもソフトになる。しかし実際のジェット分布は high  $P_T$  領域に長く tail を引いている。これは生成される KK 粒子の質量が大きいため、ISR-グルーオンの  $P_T$  が大きくなるためである。この特徴を活かして、Leading Jet に関しては特別に  $100\text{GeV}$  という大きな  $P_T$  カットを要求する。

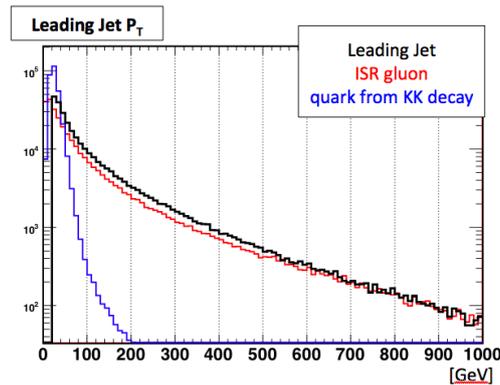


図 7.3: Leading Jet , ISR gluon , quark from KK decay の  $P_T$  分布 : Leading Jet は ISR がほとんどを占め、Leading Jet に関しては特別に大きな  $P_T$  カットをかけることで UED シグナルを enhance できる。

**【3】missing  $E_T > 100\text{GeV}$**

Leading Jet の  $P_T$  カットを  $100\text{GeV}$  としたので、その反跳として  $\cancel{E}_T$  も  $100\text{GeV}$  を要求した。バックグラウンドの  $\cancel{E}_T$  は一般に小さいので、大きな領域を選ぶことで UED シグナルを enhance できる。

**【4】1本のレプトン ( $P_T > 10\text{GeV}$ )**

図 7.4 に Leading lepton の  $P_T$  分布を示した。縮退が強くなればなるほど、急激に lepton  $P_T$  がソフトになっていくことが分かる。そこで、できる限り signal を残すためにルーズなカット、 $10\text{GeV}$  とした<sup>1</sup>。

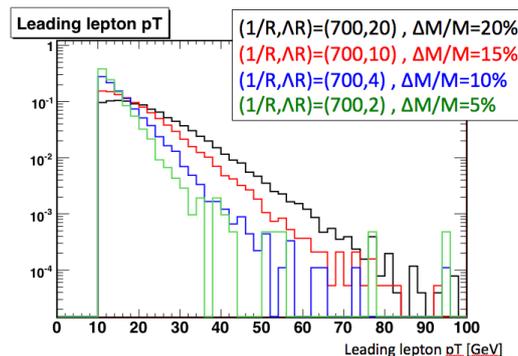


図 7.4: lepton  $p_T$  分布 : 縮退が強くなるにつれ、急激にレプトンがソフトになる。各分布はそれぞれ面積 1 で規格化してある。

**【5】 $M_T > 100\text{GeV}$**

図 7.5 に UED,  $t\bar{t}$ ,  $W$ +jets の  $M_T$  分布を示した。 $t\bar{t}$  と  $W$ +jets は  $80\text{GeV}$  にヤコビヤンピークを作り、 $100\text{GeV}$  以上は急激にイベント数が減少する。UED は  $W$  の物理は関係ないので、ピークを作らない。そ

<sup>1</sup> このルーズなカットにすることで fake なども増えるが、isolation など極力 fake を排除している。(SUSY の標準的な解析では  $20\text{GeV}$  を採用している。)

ここで、 $M_T > 100\text{GeV}$  のカットを行なうことで、バックグラウンド (特に  $W+\text{jets}$ ) を有効に落とすことができる。

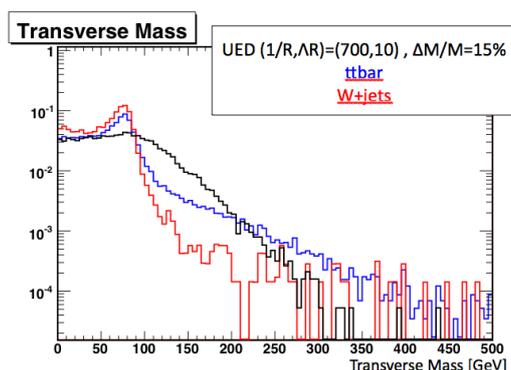


図 7.5:  $M_T$  分布 :  $M_T$  の高い領域を選ぶことで、バックグラウンドを有効に落とす事ができる。各分布はそれぞれ面積 1 で規格化してある。

以上のようなカットを適用した場合のカットフローを表 7.1 に纏めた。括弧内は一段前のイベント数に対する割合である。

表 7.1: カットフロー【one lepton+ISR-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$

	UED((1/R,AR)=(700,10))	$t\bar{t}$	W+jets	S/B
No Cut	3056	41095	9.691E+06	0.0003
$N_{\text{jet}} \geq 3$ , $\text{Jet}^{1\text{st}} P_T > 100\text{GeV}$	1101(36.0%)	14721(35.8%)	28327(0.29%)	0.0256
$\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$	870(79.0%)	3664(24.9%)	6179(21.8%)	0.0884
$N_{\text{lep}}=1$	173(20.0%)	1617(44.1%)	1943(31.4%)	0.0489
$M_T > 100\text{GeV}$	46.3(26.6%)	168(10.4%)	52.4(2.70%)	0.211
$\cancel{E}_T > 300\text{GeV}$	24.0(51.8%)	4.51(2.69%)	2.98(5.68%)	3.20

Multi Jet や  $M_T$  カットで W バックグラウンドを有効に落とせている。  
また  $t\bar{t}$  に関しても、 $M_T$  や  $\cancel{E}_T$  の大きな領域を要求することで大きく落としている。

最後のカットまでかけた結果、UED のカット効率は  $0.79 \pm 0.015\%$ 、 $t\bar{t}$  は  $0.01 \pm 8.6\text{e-}4\%$ 、W は  $3\text{e-}4 \pm 8.5\text{e-}6\%$  であり、相対的に UED を enhance 出来ている事がわかる。

### 7.3 結果

図 7.6~7.9 は上記のセレクションクライテリアを通過後の  $\cancel{E}_T$  分布である。黒塗りがバックグラウンドの合計、赤がシグナルとバックグラウンドの合計である。各分布ともルミノシティ  $200\text{pb}^{-1}$  で規格化してある。

大きな  $\cancel{E}_T$  の領域において、明らかな excess が見える。また、KK 質量が小さなもの ( $1/R$ :小) は断面積が大きいのでシグナルも多い。一方で縮退した状態 ( $\Delta M/M$ :小) ではジェットやレプトンがソフトになる影響で、残るシグナルも少なくなる様子が見て取れる。

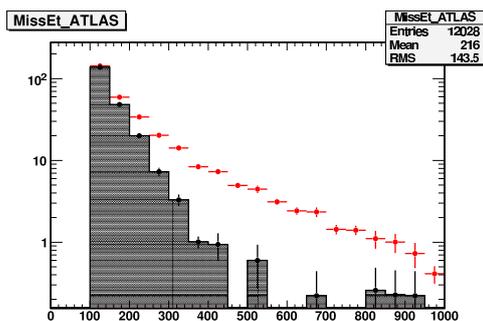


図 7.6:  $missET$  分布 $(1/R, \Lambda R) = (600, 10)$

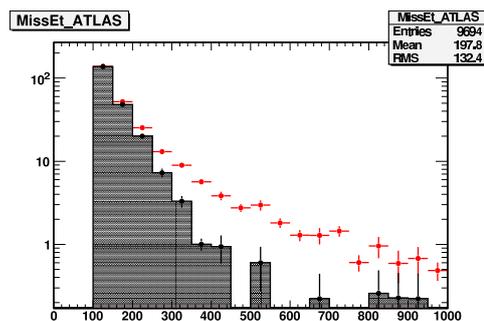


図 7.7:  $missET$  分布 $(1/R, \Lambda R) = (600, 4)$

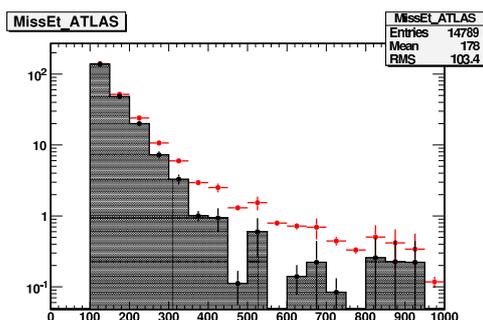


図 7.8:  $missET$  分布 $(1/R, \Lambda R) = (800, 10)$

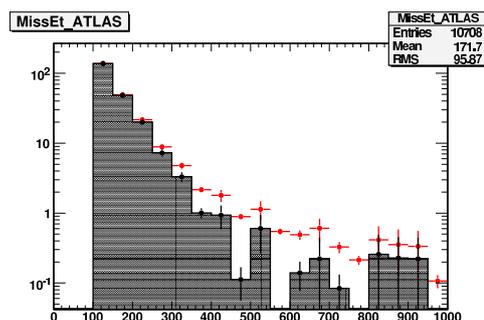


図 7.9:  $missET$  分布 $(1/R, \Lambda R) = (800, 4)$

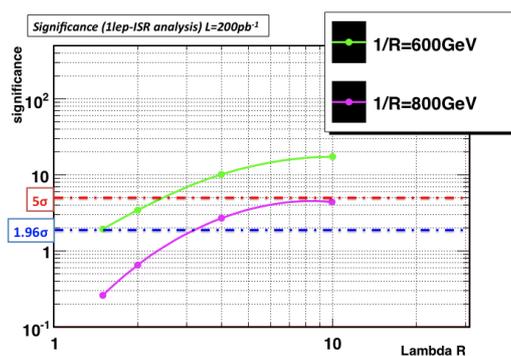
黒塗りがバックグラウンドの合計、赤がシグナルとバックグラウンドの合計である。各分布とも積分ルミノシティ  $L=200\text{pb}^{-1}$  で規格化してある。

表 7.2 に、代表的な点に置ける significance を示す。significance を求める際には  $E_T > 300\text{GeV}$  を要求した。その  $E_T > 300\text{GeV}$  を要求した後のバックグラウンドの合計イベント数は 7.48 個である。

表 7.2: イベント数と significance 【one lepton + ISR-Jet 解析】  $L=200\text{pb}^{-1}$

UED signal $(1/R, \Lambda R)$	イベント数	significance
$(600, 10)$	47.7	17.3
$(600, 4)$	27.4	10.0
$(800, 10)$	12.0	4.38
$(800, 4)$	7.35	2.68

次に significance を縦軸に、横軸に  $\Lambda R$  をとってグラフに示した。両軸とも  $\ln$  スケールにしてある。

図 7.10:  $\Lambda R$  に対する significance

$\Lambda R$  が小さく、すなわち縮退が強くなると急激に Significance が悪くなることがわかる。反対に、 $\Lambda R$  が大きく、すなわち縮退が解けると、Significance は良くなり、 $1.96\sigma$  や  $5\sigma$  を超え、exclusion や発見が可能となる。しかしその変化は決して大きなものではなく緩やかである。また、 $1/R$  の大きさを比較すると、 $\Lambda R$  にほとんど依存せず、Significance に一定の差がある。これは断面積の差がそのまま反映されていると考えられる。

この解析法は比較的多くのバックグラウンドが残るので、正しいバックグラウンドの理解が必要不可欠である。

次節でそのバックグラウンドの評価について述べる。

### 7.4 BG 評価-MT 法-

発見可能性を議論するには、カット後のバックグラウンドを正確な見積りが要求される。しかし、モンテカルロシミュレーションでバックグラウンドを直接再現する方法は、不定性が大きいので、出来るだけ実験データからバックグラウンドを見積もる必要がある (そのような方法を data-driven という)。そこで、バックグラウンドが dominant な領域のデータを用いて、シグナル dominant な領域のバックグラウンドを見積もることができれば、実験データを用いて (data-driven で) シグナルエクセスの議論ができることになる。バックグラウンドを再現する分布を作るためには、分布から UED の寄与を除く必要がある。そこで、 $M_T < 100\text{GeV}$  の様なバックグラウンドの多い領域を使うことで UED の寄与を最小限に抑えられる。また、 $M_T > 100\text{GeV}$  よりも統計量も十分多いため、統計的なふらつきも抑えられる。このように UED を除くようにコントロールするという意味合いから  $M_T < 100\text{GeV}$  の領域を Control Region と呼んでいる。またシグナルの多い  $M_T > 100\text{GeV}$  の領域を Signal Region と呼ぶ (図 7.11 参照)。

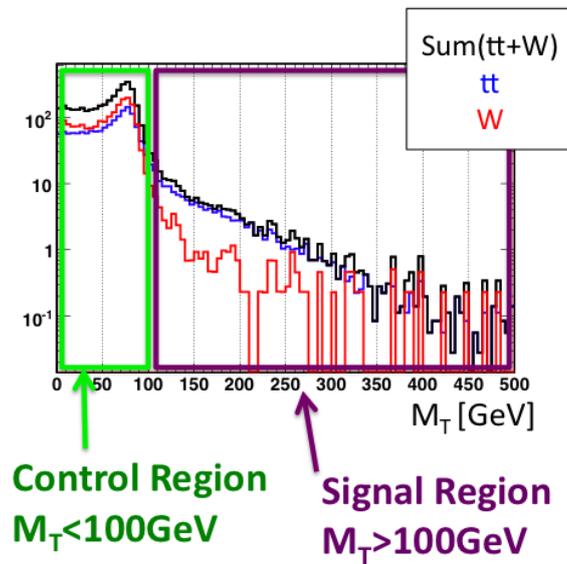


図 7.11:  $M_T$  分布 :  $M_T < 100\text{GeV}$  の領域を Control Region、 $M_T > 100\text{GeV}$  の領域を Signal Region と呼ぶ。

以上のような前提の上で、実際どのようにバックグラウンドを評価するのかについて次に説明する。本解析では、そのバックグラウンドの評価に MT 法と呼ばれる方法を適用する。これは、 $\cancel{E}_T$  と  $M_T$  とがほとんど無相関であるという事実を用いる。なぜなら、 $M_T$  の 80GeV ヤコビヤンピークは W の物理に由来するものであり、 $\cancel{E}_T$  の大小とは無関係だからである。図 7.12 において、バックグラウンド dominant な領域 (A+B) の  $\cancel{E}_T$  分布を使って、シグナル dominant な領域 (C+D) を評価する (実際に知りたいのは D の領域である)。その際、 $C/A(=\alpha)$  で規格化を行なう。すなわち

$$A : C = B : D$$

$$D = \frac{C}{A} B$$

規格化に使う領域は  $100\text{GeV} < \cancel{E}_T < 150\text{GeV}$  の領域とした。

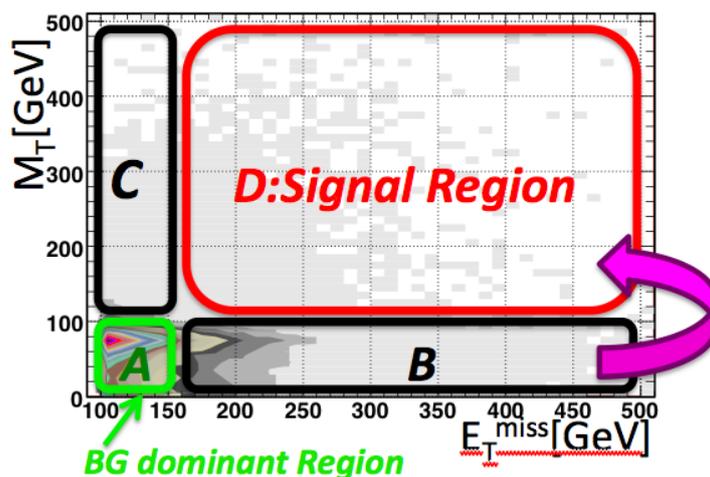


図 7.12: missET vs MT 2D 分布 : A と C で規格化定数を作り、B を使って D を再現する。

結果が表 7.3 である。たとえば  $E_T > 300\text{GeV}$  の領域のイベント数は  $7.48 \pm 2.73$  であり、評価されたバックグラウンドは  $7.01 \pm 0.93$  である。6.3%の過小評価であるが、統計誤差の範囲内で綺麗に一致している。なお、評価されたバックグラウンドのエラーは、Control Region のバックグラウンドの数を  $N_{cr}$ 、評価されたバックグラウンドを  $N_{estBG}(=\alpha N_{cr})$  として

$$\Delta N_{estBG} = \sqrt{(N_{cs}\Delta\alpha)^2 + (\alpha\Delta N_{cs})^2}$$

として計算している。

表 7.3: MT 法によるバックグラウンド評価の結果 ( $L=200\text{pb}^{-1}$ )

region	Truth BG	Estimated BG
$E_T > 200\text{GeV}$	$34.4 \pm 5.86$	$33.8 \pm 3.42$
$E_T > 300\text{GeV}$	$7.48 \pm 2.73$	$7.01 \pm 0.93$

この MT 法によって、実験データ (Control Region のデータ) を使って、Signal Region のバックグラウンドを見積もる事が可能である。

また、分布の形も正しく見積もられている事も重要な要素である。図 7.13 に分布を示した。青色が True バックグラウンド、赤色が評価されたバックグラウンドである。数だけでなく分布の形も十分に一致していることが見て取れる。

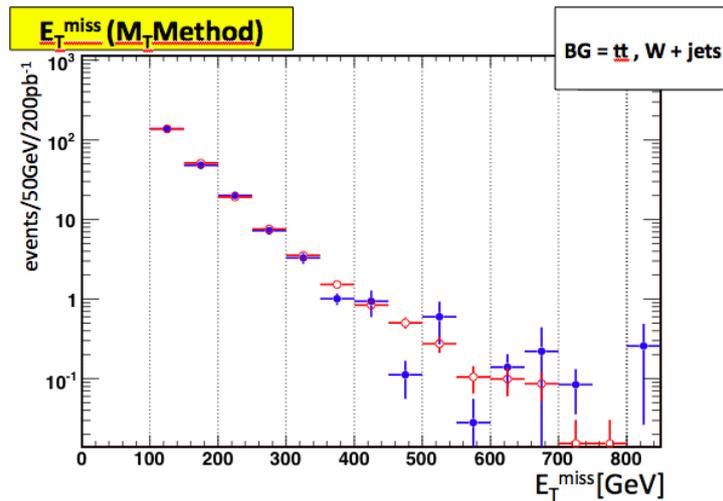


図 7.13: MT 法を適用した結果 : 青色が TrueBG、赤色が評価された BG : イベント数だけでなく分布の形も再現できている事がわかる。

MT 法の不定性

上述のように、MT 法がバックグラウンドの評価に使えることを見た。しかし、6.2.5 セクションで述べたように、 $M_T$  の大小によって  $t\bar{t}$  と  $W$  の割合が異なる。ある一定の混合比の時にのみ MT 法が機能するようでは、バックグラウンドの評価法として不十分である。なぜなら、モンテカルロのスケール (用いるパラメータ) によって断面積が増減し、この混合比が変化する可能性があるためである。そこで、その混合比を変化させても MT 法がうまく機能するかを検証した。図 7.14 は  $t\bar{t}$  を 2 倍し  $W$  は固定、図 7.15 は  $t\bar{t}$  は固定し  $W$  を 2 倍にした場合に対して、MT 法を適用した  $\cancel{E}_T$  分布である。青色が True バックグラウンド、赤色が評価されたバックグラウンドである。

両図ともに、十分綺麗に評価できている事がわかる。したがって、この MT 法は  $t\bar{t}$  と  $W$  の混合比にほとんど依存することなく機能するバックグラウンド評価法であると言える。

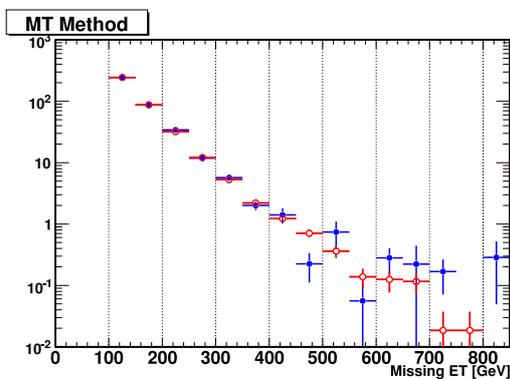


図 7.14: 断面積を  $t\bar{t}$  は 2 倍し  $W$  は固定とした場合における MT 法の結果

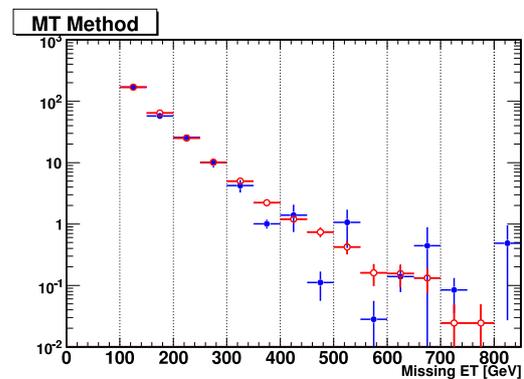


図 7.15: 断面積を  $t\bar{t}$  は固定し  $W$  は 2 倍とした場合における MT 法の結果

## 第8章 Same Sign di-lepton + di-Jet 解析法

本章では、2つのレプトンを要求し、さらに同じ電荷を要求した Same Sign di-lepton + di-Jet 解析について説明する。

### 8.1 本解析の特徴

本解析の特徴は、2本のレプトンに、Same sign (同電荷) を要求したことである。これによりバックグラウンドを大きく減らす事ができる。2レプトンの場合の主なバックグラウンドとしては、 $t\bar{t}$  が考えられるが、図 8.1 のように、ここでの2本のレプトンの電荷は必ず逆電荷となる。そこで、同電荷を要求することが鍵となる。それでも残ったバックグラウンドは  $t\bar{t}$  の semi-leptonic decay である。 $t\bar{t}$  の semi-leptonic decay では、b クォークが W とクォークに崩壊し、W がレプトンを放出する場合の崩壊を指す。この場合、図 8.2 のように、終状態の2本のレプトンは同電荷となる。

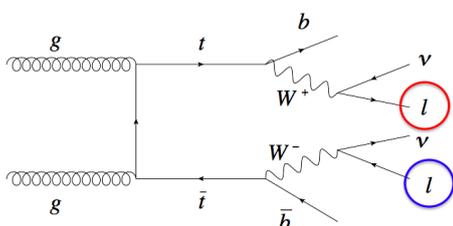


図 8.1:  $t\bar{t}$  decay : 2本のレプトンは逆電荷

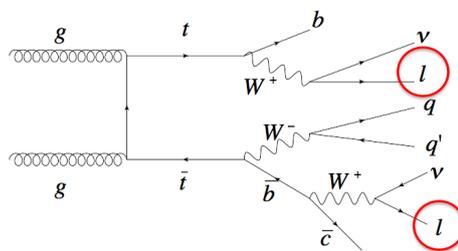


図 8.2:  $t\bar{t}$  semi-leptonic decay : 2本のレプトンは同電荷となる

この  $t\bar{t}$  の semi-leptonic decay 以外にも、 $W^+W^+ \rightarrow l^+\nu l^+\nu$  やジェット起源の fake lepton も Same Sign 解析のバックグラウンドになり得る。

### 8.2 セレクションクライテリア

本研究の”Same sign + di-Jet”解析におけるセレクションクライテリアを紹介する。各物理量はセクション 6.1 にまとめてある。

1. 2本のレプトン (Same sign ,  $P_T > 10\text{GeV}$ )
2. 2本以上のジェット ( $P_T > 50\text{GeV}$  ,  $|\eta| < 2.5$ )
3.  $\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$

以下で、各セレクションについて詳しく述べる。

【 2本のレプトン (Same sign , $P_T > 10\text{GeV}$ )】

まずレプトンを 2 本要求する。この時点で  $W+\text{jets}$  はかなり抑制され fake レプトンが含まれるイベントが残る。一方、 $t\bar{t}$  も  $t\bar{t} \rightarrow l\nu qq$  は抑制されるが、 $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$  は残る。しかしこの 2 本のレプトンの電荷に対し同じ電荷 (Same Sign) を要求することで、 $t\bar{t} \rightarrow l\nu l\nu$  も落とせる。図 8.3 に Same Sign を要求後の Next Leading lepton の  $P_T$  分布をさまざまな縮退度で比較した。やはり縮退が強ければ強い程、急激にソフトになるので、 $P_T$  はルーズなカット、 $10\text{GeV}$  を要求した。

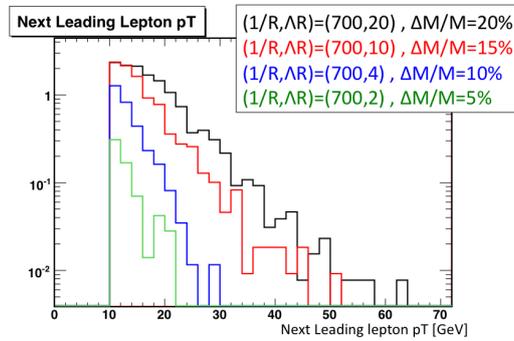


図 8.3: Same Sign 要求後の Next Leading Lepton の  $p_T$  分布：縮退が強ければ、レプトンは急激にソフトになる。

【2本以上のジェット ( $P_T > 50\text{GeV}$  ,  $|\eta| < 2.5$ )】

$W$  を落とすために複数のジェットを要求する。ここでは ISR-Jet を考慮しない。

【missing  $E_T > 100\text{GeV}$ 】

バックグラウンドの  $\cancel{E}_T$  は一般に小さいので、大きな領域を選ぶことで UED シグナルを enhance できる。

以上のようなカットを適用した場合のカットフローを表 8.1 に纏めた。括弧内は一段前のイベント数に対する割合である。

表 8.1: カットフロー【Same Sign + di-Jet 解析】 $L=200\text{pb}^{-1}$

	UED( $(1/R, AR)=(700,10)$ )	$t\bar{t}$	$W+\text{jets}$	WW	S/B
No Cut	3056	41095	9.691E+06	6489	0.0003
Same Sign di-lepton	33.7(1.10%)	237(0.58%)	2494(0.026%)	7.99(0.12%)	0.012
$N_{\text{jet}} > 2$	15.9(47.2%)	133(56.3%)	67.8(2.72%)	2.44(30.6%)	0.078
$\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$	9.2(57.8%)	22.4(16.9%)	8.98(13.2%)	0.82(33.4%)	0.28
$\cancel{E}_T > 300\text{GeV}$	2.1(23.2%)	0.22(1.00%)	0.23(2.56%)	0.04(5.51%)	4.3

また、LHC は  $P^+P^+$  衝突のため、 $W^+W^+$  も生成される。この解析にはバックグラウンドとして  $W^+W^+$  も導入した。

最後のカットまでかけた結果、UED のカット効率は  $0.069 \pm 4.6\%$ 、 $t\bar{t}$  は  $5.6\text{e-}4 \pm 1.9\text{e-}4\%$ 、W は  $2.3\text{e-}6 \pm 2.3\text{e-}6\%$ 、WW は  $6.2\text{e-}4 \pm 3.4\text{e-}4\%$  であり、相対的に UED を enhance 出来ている事がわかる。

### 8.3 結果

図 8.4~8.7 は上記のセレクションクライテリアを通過後の  $E_T$  分布である。黒塗りがバックグラウンドの合計、赤がシグナルとバックグラウンドの合計である。大きな  $E_T$  の領域で excess が見える。また、KK 質量が小さなもの ( $1/R$ :小) は断面積が大きいのでシグナルも多い。一方で縮退した状態 ( $\Delta M/M$ :小) ではジェットやレプトンがソフトになる影響で、残るシグナルも少なくなる。この傾向は one lepton + ISR-jet 解析と同じである。

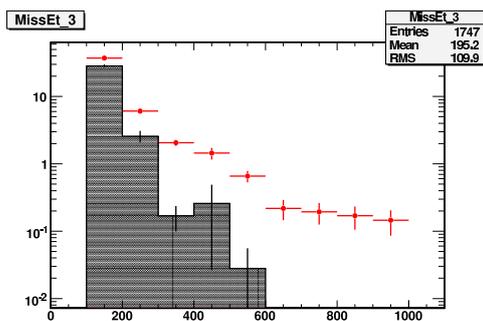


図 8.4:  $missET$  分布( $1/R, \Delta R$ )=(600,10)

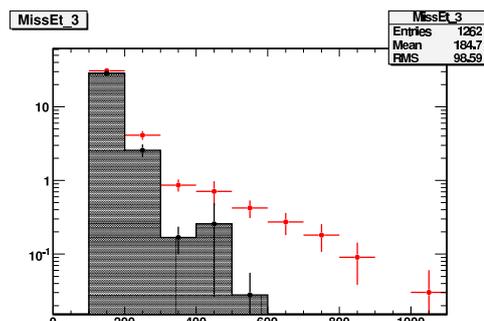


図 8.5:  $missET$  分布( $1/R, \Delta R$ )=(600,4)

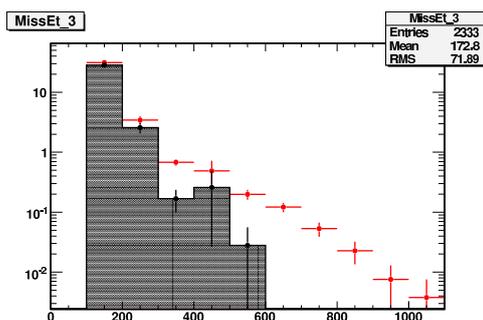


図 8.6:  $missET$  分布( $1/R, \Delta R$ )=(800,10)

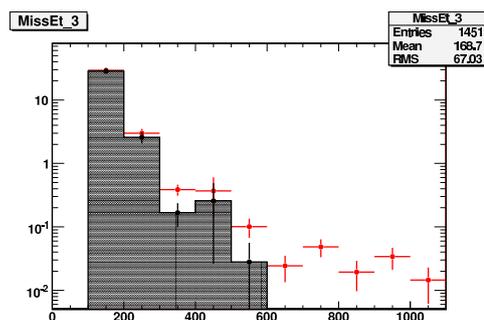


図 8.7:  $missET$  分布( $1/R, \Delta R$ )=(800,4)

黒塗りがバックグラウンドの合計、赤がシグナルとバックグラウンドの合計である。各分布とも積分ルミノシティ  $L=200\text{pb}^{-1}$  で規格化してある

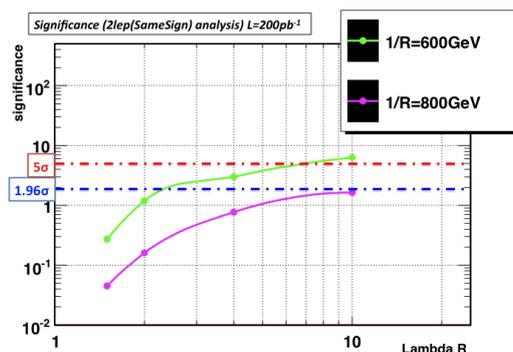
$E_T > 300\text{GeV}$  の領域では、バックグラウンドのイベント数は  $L=200\text{pb}^{-1}$  で 0.50 個であり、ほぼバックグラウンドフリーであると言える。

この Same Sign + di-Jet 解析法もまた one lepton + ISR-Jet 解析法と同様、良い感度を持つ事がわかる。表 8.2 に、代表的な点に置ける significance を示す。significance を求める際には  $E_T > 300\text{GeV}$  を要求した。

表 8.2: イベント数と significance 【Same Sign + di-Jet 解析】  $L=200\text{pb}^{-1}$ 

UED signal (1/R, $\Lambda R$ )	イベント数	significance
(600,10)	4.45	6.30
(600,4)	2.12	3.00
(800,10)	1.16	1.64
(800,4)	0.54	0.77

次に significance を縦軸に、横軸に  $\Lambda R$  をとってグラフに示した。両軸とも  $\ln$  スケールにしてある。

図 8.8:  $\Lambda R$  に対する significance

この Same Sign + di-Jet 解析もまた、one lepton + ISR-Jet 解析と同様の振る舞いを見せている。すなわち、 $\Lambda R$  が小さくなると急激に Significance が悪化し、 $\Lambda R$  が大きくなると Significance は緩やかに増加する。ただし、Same Sign を要求することで、バックグラウンドを大きく落とせるがシグナルも少なくなってしまうため、Significance としてはあまり大きくならない。(S/B は one lepton + ISR-jet 解析よりも良い値を示している)

バックグラウンドフリーとは言え、依然としてバックグラウンドが残る。例えば  $W+\text{jets}$  はハードプロセスだけを考えれば、同電荷のレプトンが 2 本存在することはあり得ない。

従って、fake レプトンがバックグラウンドが残る原因を作っていると考えられ、次節にその評価を行ないたい。

## 8.4 バックグラウンドの評価 – Loose Lepton 法 –

One lepton+ISRjet 解析の MT 法と同様に、SameSign 解析でもバックグラウンドを見積もる必要がある。そこで用いるのが Loose Lepton 法 (LL 法) である [22]。

Same Sign di-Jet 解析における残ったバックグラウンドは fake lepton によるものが考えられる。つまり、 $W$  由来の real lepton の電荷と Jet からの fake lepton の電荷がたまたま一致した場合バックグラウンドとして残る。この fake lepton に関して理解できればバックグラウンドを見積もることができる。ただし、バックグラウンドの jets  $\rightarrow$  fake lepton のモデリングはモンテカルロを信用できず、断面積の理論的不定性も大きい。そこで、data-driven によって fake lepton を理解し、バックグラウンドを評価する。以下に LL 法

の具体的な手順について説明する。MT 法と同じようにまずは Control Sample を定義する。SameSign 解析と同じカット

1. 2 本の lepton (Same sign , $P_T > 10\text{GeV}$ )
2. 2 本以上の Jet ( $P_T > 50\text{GeV}$  ,  $|\eta| < 2.5$ )
3.  $\cancel{E}_T > 100\text{GeV}$

を要求するが、2 本の lepton の一方を普段の定義の lepton、もう一方を非常に loose な lepton として、その 2lepton が同電荷の場合 Control Sample とする。普段の定義のカテゴリーを ID object、loose な定義のカテゴリーを fakeable object という。



図 8.9: fakeable と fake lepton の概念図

普段のレプトン ID とは別の、loose な ID 定義で「Fakeable Object」を作成

今回は以下のように設定した。

**【Electron】**

isEM=medium → No isEM selection

EleETCone20<10GeV → 20GeV に変更

**【Muon】**

Chi2<100 → No Chi2 Cut

MuoETCone20<10GeV → No MuoETCone20 Cut

$\Delta R(\text{muo}, \text{jet}) < 0.2$  → No  $\Delta R$  Cut に変更

このように loose な lepton を Fakeable として定義した。図 8.10、8.11 に Fakeable lepton と Fake lepton の  $P_T$  分布を示した (ここでは W 由来の real lepton は含まれていない)。淡色が fakeable を表している。

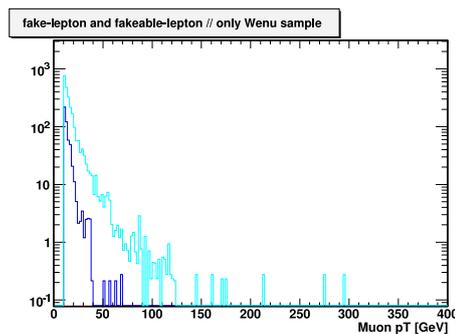
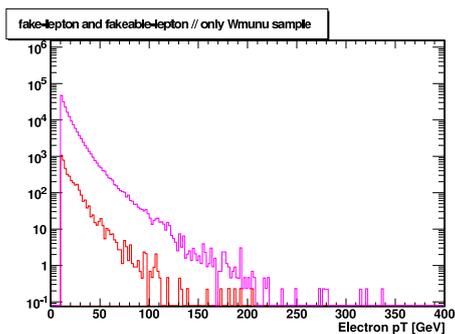


図 8.10: Fakeable electron と ID (fake) electron 桃色が Fakeable electron、赤色が ID (fake) electron  
 図 8.11: Fakeable muon と ID (fake) muon 水色が Fakeable muon、青色が ID (fake) muon

$P_T$  depend の Fake rate を計算

Fake rate は次式の様に定義する。

$$f_{lep} \equiv \frac{N_{fake\ obj}}{N_{fakeable\ obj}} < 1$$

なお、 $N_{fake\ obj}$  は普段の ID をパスしたレプトン数、 $N_{fakeable\ obj}$  は loose 定義の fakeable object の lepton 数である。また、Fake lepton、Fakeable lepton 共に、W 由来の real lepton を除かなければならない。そこで、Electron の Fake rate は Wmuon Sample を用いて、Muon の Fake rate は Wenu Sample を用いて計算する。こうする事で、確実に Jet 起源の lepton のみを扱うことが出来る。上記の図 8.12、図 8.13 も W 由来の real lepton を除くために、Electron の分布は Wmuon Sample を、Muon の分布は Wenu Sample を使っている。

また、 $P_T$  depend で計算を行なった。10-20、20-40、40-80、80-160、160-320GeV のように、統計的な振らつきを極力少なくなるよう徐々に幅を広げたピンの設定にした。

今回はモンテカルロ情報を使い、 $W \rightarrow l\nu$  サンプルから fake rate を出しているが、実際のデータでは  $W \rightarrow l\nu$  ではなく di-jet や  $\gamma + \text{Jet}$  等の高統計のデータから求めることになる。その際に  $P_T$  はサンプルによって違うので  $P_T$  dependent である必要がある。

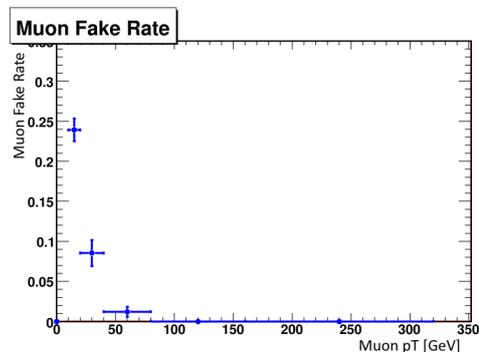
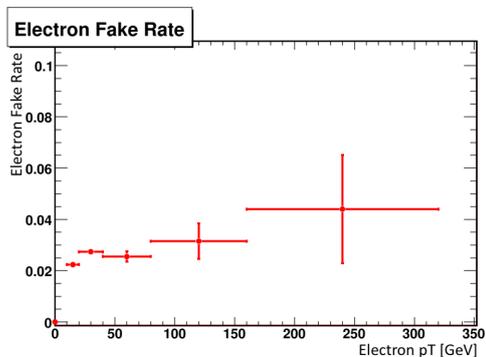


図 8.12: Electron Fake Rate ( $P_T$  depend)

図 8.13: Muon Fake Rate ( $P_T$  depend)

$P_T$  depend の Fake rate を (one ID + one fakeable) に掛けて、(One ID + one ID(fake)) を評価

以上のように求めた  $P_T$  depend の Fake rate を (one ID + one fakeable) に掛けて、(One ID + one ID(fake)) を評価をする。つまり、

$$N_{one\ ID + one\ fake} = f_{lep} \times N_{one\ ID + one\ fakeable}$$

左辺  $N_{one\ ID + one\ fake}$  が我々が知りたい Same Sign di-Jet 解析におけるバックグラウンドの数、右辺  $f_{lep} \times N_{one\ ID + one\ fakeable}$  が LL 法で計算される値である。ここで、fake rate は electron/muon のそれぞれで異なるため、各チャンネル ( $ee$ ,  $\mu\mu$ , ( $e\mu$  または  $\mu e$ )) 毎に計算しなければならない。

$$N_{one\ ID + one\ fake}^{ee-ch} = f_e \times N_{one\ ID\ e + one\ fakeable\ e} \tag{8.1}$$

$$N_{one\ ID + one\ fake}^{\mu\mu-ch} = f_\mu \times N_{one\ ID\ \mu + one\ fakeable\ \mu} \tag{8.2}$$

$$N_{one\ ID + one\ fake}^{e\mu-ch} = f_e \times N_{one\ ID\ \mu + one\ fakeable\ e} + f_\mu \times N_{one\ ID\ e + one\ fakeable\ \mu} \tag{8.3}$$

そして最後に足し合わせる。結果は表 8.3 のようになった。

表 8.3: Same sign di-lepton + di-Jet 解析法のバックグラウンド評価 (LL 法) の結果  $L=200\text{pb}^{-1}$

Estimated BG (LL 法)	True BG (MC)
$45.47 \pm 3.27$	$31.42 \pm 5.61$

統計誤差の範囲には収まっていない (45%の過大評価である) が、おおよそ再現できていると言って良い。図 8.14 を見るとイベント数だけではなく、分布の形もほぼ再現出来ていることがわかる。

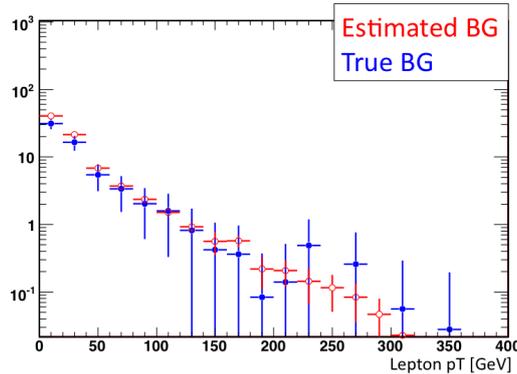


図 8.14: Loose Lepton 法を適用した結果 (Lepton  $P_T$  分布)

ただし、完全に評価出来ているとは言い難く、過大評価であるので、さらなる研究が必要であろう。また、今回求めた (図 8.12,8.13 の)fake rate は実際のデータから求まるものではないので、今後どのように実データから fake rate を求めるのかを研究する必要がある。

## 第9章 両解析に対するUEDの発見能力

### 9.1 トリガー効率の評価

発見能力を議論するにあたって、トリガー効率の評価をする必要がある。前述したように、ATLASでは3段階のトリガーを通過したイベントのみが記録される。そのため、One lepton + ISR-Jet 解析法や Same Sign di-lepton + di-Jet 解析法のイベントがトリガーを通過するかどうかを確認しておかねばならない。トリガーを通らない解析方法は開発しても実験では使いものにならないからである。本セクションでは両解析法それぞれに対してのトリガー効率を調べた。トリガーの評価には Full シミュレーションサンプルが必要なため、今回  $(1/R, AR) = (500, 10), (700, 10), (900, 2)$  の3つの Full シミュレーションサンプルを用意した。特に  $\Delta M/M$  が小さなサンプルのイベントがトリガーにかかるかどうかを焦点となる。

オフラインでのトリガー効率の定義は

$$eff_{trigger} = \frac{OffLineCut \cap TriggerPass}{OffLineCut}$$

与えられる。今回は、低ルミノシティ: lumi1E31 で決められたトリガーメニューで検証した。lumi1E31 のトリガーメニューは大きく分けて、Single-Lepton、Di-Lepton、Jet+ $\cancel{E}_T$ 、 $\cancel{E}_T$ +Lepton、Jet+ $\cancel{E}_T$ +Lepton、Jet+Lepton などのトリガーメニューが用意されている。それぞれ代表的なトリガーメニューを表 9.1 にリストアップした。

表 9.1: lumi1E31 の代表的なトリガーメニュー

グルーピング	代表例
Jet + $\cancel{E}_T$	j70_xe30 , 2j42_xe30
$\cancel{E}_T$ + Lepton	e10_xe30 , mu15_xe15 など
Jet + $\cancel{E}_T$ + Lepton	j42_xe30_e15i , j42_xe30_mu15 など
Jet + Lepton	4j23_e15i , mu10_j18 など
Single Lepton	e20_loose , mu10 など
Di-Lepton	2e10_loose , 2mu4 , e10_mu6 など

表記について、例えば j42\_xe30\_mu15 は 42GeV の Jet、30GeV の  $\cancel{E}_T$ 、15GeV の muon が検出されたらトリガーをかけるというものである。他にも 4j23\_e15i は、23GeV の Jet が 4 本、15GeV の Isolate された electron が検出されたらトリガーをかける事を意味している。上のトリガーメニューリストは閾値の低いものを意図的に選んだ。(本解析が非常にルーズなカットのため。)

また、トリガーメニューが一つでもかかればデータが残されるようになっているため、全トリガーメニューの「OR をとる」ということが実際のトリガーにかかったイベントである。しかし、どのようなトリガーメニューが効率的に働いているかを調べるために、本研究ではいくつかのグルーピングをし、評価した。

まず、レプトンを含むトリガーメニュー (Lepton + X) のトリガー効率について調べた。(レプトンを含むトリガーメニューの全ての OR をとって計算した)

表 9.2: Lepton + X トリガーのトリガー効率【one lepton + ISR-Jet 解析】

Sample(1/R, $\Delta R$ )	L1	L2	EF
(500,10)	100%	97.8%	97.8%
(700,10)	100%	91.9%	89.4%
(900,2)	100%	87.0%	82.6%

表 9.3: Lepton + X トリガーのトリガー効率【Same Sign + di-Jet 解析】

Sample(1/R, $\Delta R$ )	L1	L2	EF
(500,10)	100%	100%	100%
(700,10)	100%	100%	100%
(900,2)	100%	100%	100%

今回開発した両解析法は、レプトンを軸に組み立てられているため、Lepton+X のトリガーは大変有用である。特に、e10\_xe30、mu10 が貢献している。

2lep+di-jet 解析については Di Lepton トリガーも使える。(Di-lepton のトリガーメニュー全ての OR をとって計算)

表 9.4: Di Lepton トリガーのトリガー効率【Same Sign + di-Jet 解析】

Sample(1/R, $\Delta R$ )	L1	L2	EF
(500,10)	100%	100%	100%
(700,10)	100%	87.8%	83.2%
(900,2)	100%	100%	75.0%

Di-lepton トリガーは multi-lepton 解析に有用であり、今回の Same Sign di-Jet 解析に使える。特に、2e5\_medium、2mu4、e10\_mu6 が貢献している。

次に、レプトンを含まないメニュー (Jet+ $\cancel{E}_T$ ) のトリガー効率をしらべた。

(Jet+ $\cancel{E}_T$  のトリガーメニューは j70\_xe30 と 2j42\_xe30 の二つ。この二つの OR をとって計算した)

表 9.5: Jet+missET トリガーのトリガー効率【one lepton+ISR-Jet 解析】

Sample(1/R, $\Delta R$ )	L1	L2	EF
(500,10)	100%	100%	100%
(700,10)	99.6%	99.6%	99.6%
(900,2)	100%	100%	100%

表 9.6: Jet+missET トリガーのトリガー効率【Same Sign + di-Jet 解析】

Sample(1/R, $\Delta R$ )	L1	L2	EF
(500,10)	100%	100%	100%
(700,10)	91.6%	90.1%	90.1%
(900,2)	100%	100%	100%

2j42\_xe30 よりも j70\_xe30 の方が貢献していた。また両解析法、全サンプルに対して 90% ~ 100% の高いトリガー効率が得られた。

Leotpn トリガーのみならず、Jet+ $\cancel{E}_T$  トリガーを組み合わせることで、十分なトリガー効率を得る事ができることが分かった。

## 9.2 発見能力

前節で、本解析法が十分にトリガーにかかる事がわかった。ここでは、両解析法にたいして  $E_{CM}=10\text{TeV}$ 、 $L=200\text{pb}^{-1}$  において、どこまで発見能力があるか検証する。

前述したように significance の定義は  $S_f = s/\sqrt{b}$  であり、 $s>10$  かつ  $S_f>5$  を満たした場合発見となる。また  $S_f>1.96$  で 95%CL の exclusion である。

今回、 $1/R=400\text{GeV}$  から  $1/R=1\text{TeV}$ 、 $\Delta R=1.5$  から  $\Delta R=5000$  まで、44 サンプルを作成し、significance を計算した。

### 1lep+ISR-Jet 解析の発見能力

one lepton + ISR-Jet 解析の結果を次の表に纏めた。規格化は全てルミノシティ  $200\text{pb}^{-1}$  である。

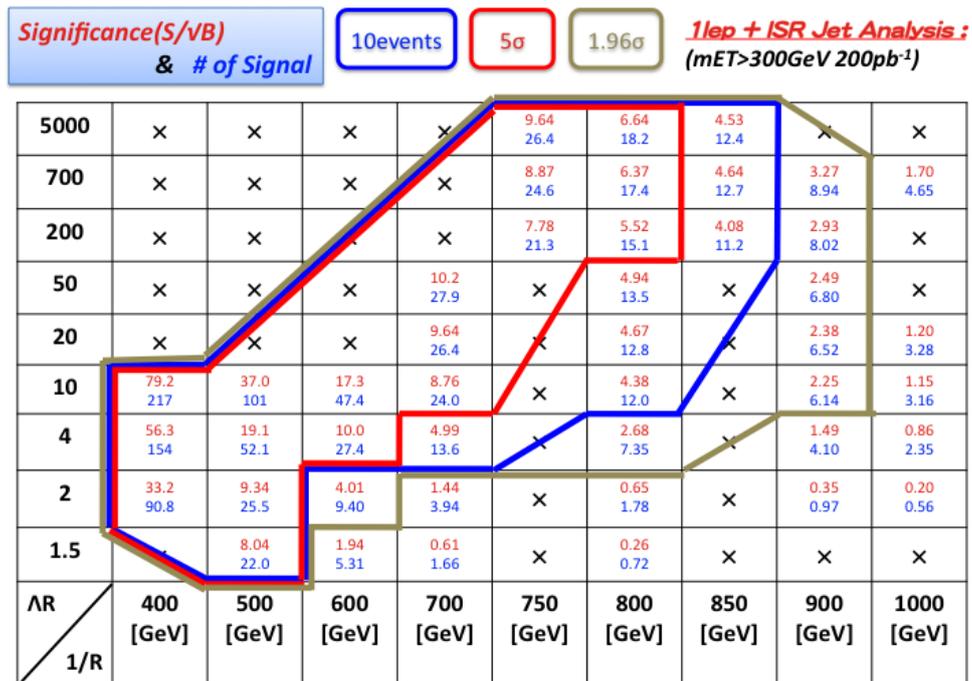


図 9.1: one lepton + ISR-Jet 解析の結果：赤字は significance を、青字は signal 数を示している。また、赤線の囲みは  $S_f > 5$  を超える領域、青線の囲みは  $s > 10$  を超える領域、灰色の囲みは  $S_f > 1.96$  を超えた 95%CL で exclusion できる領域である。

one lepton + ISR-Jet 解析に対して、図 9.2 に  $\Lambda R$  に対する significance を、図 9.3 に  $1/R$  に対する significance を示す。

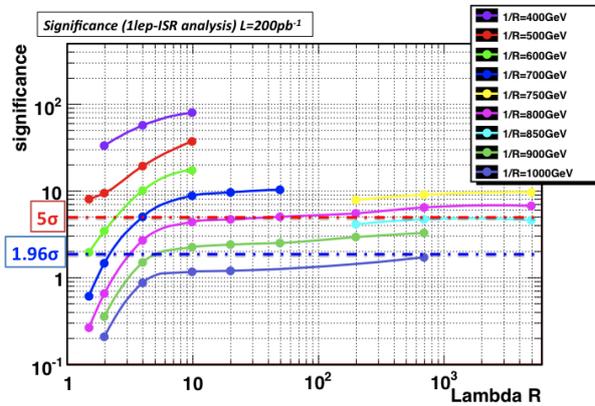


図 9.2:  $\Lambda R$  に対する significance

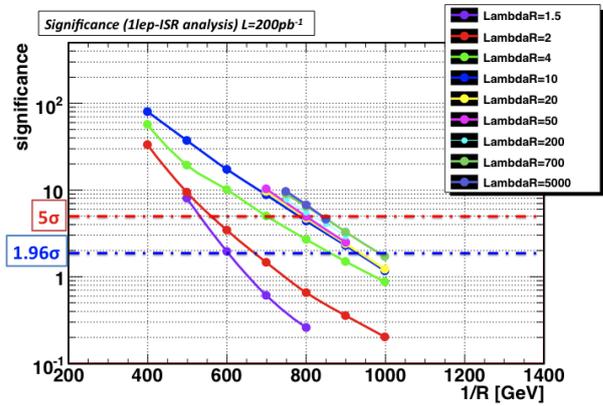


図 9.3:  $1/R$  に対する significance

比較的縮退がとけていれば ( $\Delta M/M \sim 30\% \sim \Lambda R = 200$ )、 $1/R=800\text{GeV}$  まで発見可能である。逆に 10%程度 ( $\sim \Lambda R = 4$ ) まで縮退している場合、 $600\text{GeV}$  まで発見可能である。また 15%程度 ( $\sim \Lambda R = 10$ ) のとき  $900\text{GeV}$  まで exclusion できることになる。

図 9.2、9.3 を見ると、 $\Delta R=4(\Delta M/M=10\%)$  よりも小さい、縮退の強い点では、significance が非常に悪くなる。その一方それより縮退がとけても significance が大きく変化する事はない。

SameSign + di-Jet 解析の発見能力

SameSign + di-Jet 解析については図 9.4 に纏めた。同じく、ルミノシティーは  $200\text{pb}^{-1}$  で規格化してある。

Significance( $S/\sqrt{B}$ ) & # of Signal

10events 5 $\sigma$  1.96 $\sigma$  Same Sign di-jet Analysis: ( $m_{ET}>300\text{GeV}$  200 $\text{pb}^{-1}$ )

5000	×	×	×	×	3.63 2.57	2.71 1.91	1.97 1.39	×	×
700	×	×	×	×	2.95 2.08	2.21 1.56	1.70 1.20	1.32 0.93	0.76 0.54
200	×	×	×	×	2.49 1.76	1.88 1.33	1.20 0.85	1.01 0.71	×
50	×	×	×	3.57 2.57	×	1.71 1.21	×	0.87 0.62	×
20	×	×	×	3.51 2.48	×	1.72 1.21	×	0.84 0.59	0.43 0.31
10	25.0 17.7	12.6 8.72	6.30 4.45	3.01 2.13	×	1.64 1.16	×	0.79 0.56	0.42 0.29
4	20.5 14.5	5.60 4.20	3.00 2.12	1.38 0.97	×	0.77 0.54	×	0.44 0.31	0.28 0.20
2	16.3 11.5	4.84 3.42	1.19 0.84	0.35 0.25	×	0.16 0.11	×	0.094 0.066	0.046 0.033
1.5	×	1.95 1.38	0.27 0.20	0.086 0.061	×	0.045 0.032	×	×	×
AR 1/R	400 [GeV]	500 [GeV]	600 [GeV]	700 [GeV]	750 [GeV]	800 [GeV]	850 [GeV]	900 [GeV]	1000 [GeV]

図 9.4: Same Sign + di-Jet 解析の結果: 赤字は significance を、青字は signal 数を示している。また、赤線の囲みは  $S_f > 5$  を超える領域、青線の囲みは  $s > 10$  を超える領域、灰色の囲みは  $S_f > 1.96$  を超えた 95%CL で exclusion できる領域である。

Same Sign + di-Jet 解析に対して、図 9.5 に  $\Delta R$  に対する significance を、図 9.6 に  $1/R$  に対する significance を示す。

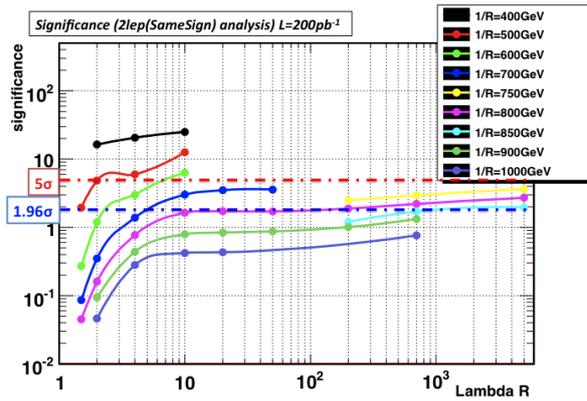


図 9.5:  $\Lambda R$  に対する significance

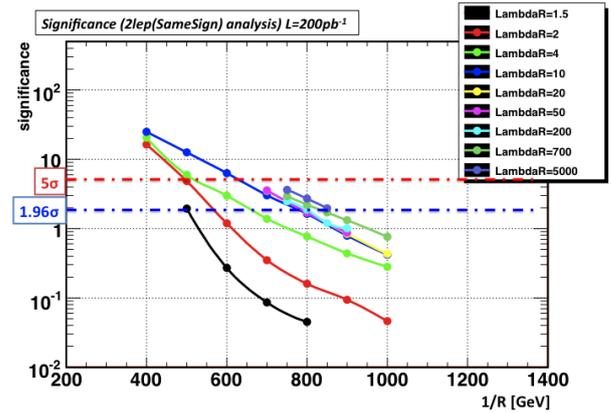


図 9.6:  $1/R$  に対する significance

SameSign di-Jet 解析はバックグラウンド、シグナル共に少なくなるので、Significance もあまり大きくない。

$200\text{pb}^{-1}$  の低ルミノシティーでは、 $s > 10$  を超える領域は非常に狭く<sup>1</sup>、発見は簡単ではない<sup>2</sup>。ただし、バックグラウンドフリーであるので、非常にクリアにシグナルが見えるという特徴がある。

Same Sign di-Jet 解析についても、one lepton + ISR-jet 解析と同様の特徴がある。すなわち、縮退の強い点では significance が急激に悪くなるが、一方で縮退が一定以上とけても significance が大きく変化する事はない。

図 9.11 図 9.8 に、 $M(g^{(1)})$  vs  $\Delta M$  平面における発見能力をしめす。ルミノシティーは  $200\text{pb}^{-1}$  である。

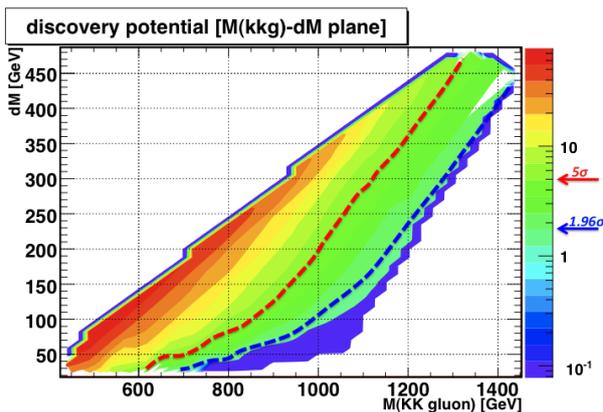


図 9.7:  $M(g^{(1)})$  vs  $\Delta M$  平面における発見能力【one lepton + ISR-Jet 解析】

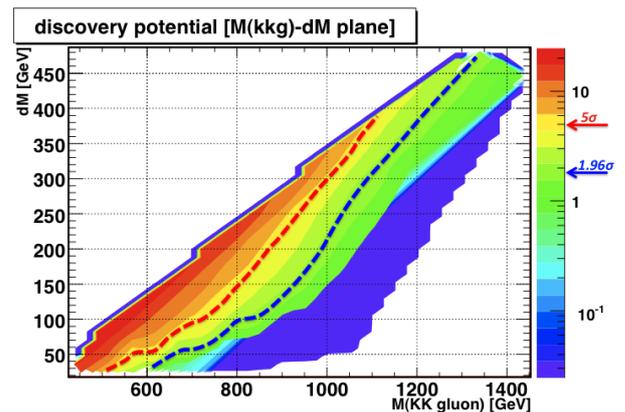


図 9.8:  $M(g^{(1)})$  vs  $\Delta M$  平面における発見能力【Same Sign + di-Jet 解析】

横軸に KK gluon の質量 ( $M(g^{(1)})$ )、縦軸に  $\Delta M$  をとっている。赤色破線で  $5\sigma$  のラインを、青色破線で  $1.96\sigma$  (95%CL) のラインを表している。グラフの左上側が、より significance が大きく、右下側が significance が小さくなる領域となる。

<sup>1</sup>  $s > 10$  の要請により、 $200\text{pb}^{-1}$  時での発見能力は  $1/R = 400\text{GeV}$  の範囲に限られる。

<sup>2</sup>  $200\text{pb}^{-1}$  のような低ルミノシティーでは  $s > 10$  を満たす point が少ないため、ルミノシティーを 10 倍の  $2\text{fb}^{-1}$  としてどこまで発見能力があるかを検証した。その結果を付録 B に掲載してある。

非常に広い領域まで、発見または exclusion 出来ることが分かる。one lepton + ISR-jet 解析法において、縮退が解けていれば  $M(g^{(1)}) \sim 1.3\text{TeV}$ 、縮退が強ければ  $M(g^{(1)}) \sim 6\text{--}700\text{GeV}$  まで発見可能である。

### 9.3 誤差について

#### 9.3.1 系統誤差の評価

バックグラウンドの MC 生成については先に述べたが、パラメータの設定に不定性があり、それを系統誤差として見積もらなければならない。本研究ではオリジナルサンプルにパラメータを変更したサンプルを生成し、イベント数と分布を比較した<sup>3</sup>。Nominal サンプルは表 9.7 の条件で作成してある。

表 9.7: Nominal サンプルの generator レベルのカット

generator カットとスケール
$P_T > 40\text{GeV}$ と全てのパートンについて $ \eta  < 6$
Factrization : $Q^2 = m_{(top,W)}^2 + \Sigma P_{T,Jet}^2$
Renormalization : $P_T$ of Jet
PDF : PDFSet=10042=CTEQ6ll

これに対し以下のようなパラメータの不定性がある。

#### スケールの不定性

##### Renormalization スケール

Nominal サンプルではそれぞれのジェットの  $P_T$  が用いられているが、 $0.5 \times \text{each } P_T \text{ of jet}$  として比較する。便宜上”s05”で表される。

##### Factrization スケール

Nominal サンプルではジェットの  $\Sigma P_T^2$  が用いられるが、この設定も不定性があるため、 $\text{mean}(P_T^2 \text{ of jet})$  と比較する。スケールが小さくなるため、PS 起源のジェットが抑制されることが予想される。便宜上”fpt”で表される。top プロセスについては Factrization スケールを小さくしたものは作成していない。top プロセスはそれ自体に多数のジェットを含んでいるため、シャワーのスケールの変化によるジェット数の変化が検出効率に与える影響は少ないからである。

#### パートンレベルにおける ME と PS のセパレーションの不定性

##### low $P_T$ サンプル

オリジナルサンプルではパートンレベルでの  $P_T$  カットは  $40\text{GeV}$  で設定されているが、 $15\text{GeV}$  のカットで生成したサンプルを用いる。この場合は、MLM matching の値も変更され、PS が  $15\text{GeV}$  以上のものが出た時に veto される。便宜上”pt15”で表される。

##### Small $\Delta R$ サンプル

<sup>3</sup>系統誤差の評価については、Atlas Release 12、 $E_{CM}=14\text{TeV}$  のサンプルを PDF Reweight して  $10\text{TeV}$  に変換して使用した。本解析で使用したバックグラウンドサンプルと若干のパラメータの違いがあるが、系統誤差は同様程度の揺らぎがあると仮定する。

オリジナルサンプルではジェット間の  $\Delta R$  として  $\Delta R > 0.7$  が採用されているが、コーンサイズを半分にして  $\Delta R > 0.35$  としたサンプルを生成する。同様に、この場合も MLM matching の値は変更され、 $\Delta R > 0.35$  の PS が出た時に veto される。便宜上”r035”で表される。

### 組み合わせの不定性

#### mix サンプル

以上のようなパラメータをいくつか少しずつ変化させて組み合わせたサンプルも用いた。具体的には、Renormalization スケールを  $0.5 \rightarrow 0.8$ 、パートンの  $P_T$  カットを  $40\text{GeV} \rightarrow 30\text{GeV}$ 、 $\Delta R$  カットを  $0.7 \rightarrow 0.6$  などとしている。便宜上”mix”で表される。

### PDF の不定性

PDF (Parton Distribution Function) も不定性がある。PDF を提供している組織が主に 2 つあり、CTEQ と MRST というものがある。それぞれ、パラメータの出し方や実験データの扱い方が異なるので、系統誤差の評価に使われることがある。本研究では、オリジナルサンプルの PDFSet=10042=CTEQ6ll に対して、PDFSet=20060=MRST2001lo との違いを比較した。便宜上”PDF”で表される。

表 9.8 と表 9.9 にそれぞれ 1lep+ISRjet 解析、SameSign+Di-jet 解析に対する系統誤差を示した。

表 9.8: MC パラメータの不定性の評価 【one lepton +ISR-Jet 解析】  $L=200\text{pb}^{-1}$

	$t\bar{t}$ Sample		W+jets Sample		All Sample
	イベント数	系統誤差	イベント数	系統誤差	系統誤差
Nominal	5.326	-%	2.083	-%	-%
s05	8.098	+52.05%	4.322	+107.45%	+67.63%
pt15	6.476	+21.59%	1.447	-30.56%	+6.94%
fpt	-	-%	2.726	+30.56%	+8.68%
r035	4.429	-16.84%	2.788	+33.80%	-2.59%
mix	-	-%	3.048	+46.29%	+13.02%
PDF	5.444	+2.22%	2.165	+3.90%	+2.70%

表 9.9: MC パラメータの不定性の評価 【SameSign+di-jet 解析】  $L=200\text{pb}^{-1}$

	$t\bar{t}$ Sample		W+jets Sample		All Sample
	イベント数	系統誤差	イベント数	系統誤差	系統誤差
Nominal	0.218	-%	0.0621	-%	-%
s05	0.318	+45.80%	0.0878	+35.81%	+44.88%
pt15	0.0502	-76.98%	0.000	-100.00%	-82.08%
fpt	-	-%	0.104	+61.32%	+14.96%
r035	0.150	-31.32%	0.0389	-40.58%	-32.56%
mix	-	-%	0.0891	+37.95%	+9.64%
PDF	0.224	+2.89%	0.0661	+2.21%	+3.57%

Renormalization スケールを  $1/2$  にしたもの (s05) は、それぞれのパートックスでの  $\alpha_s$  が大きくなり、それに伴い生成断面積が大きくなる。これは Leading order での評価であるので避けられない。

Factorization スケールを  $\text{mean}(P_T^2 \text{ of jet})$  としたもの (fpt) もまた、PS 起源のジェットは抑制されるが、同じ理由で増加する。

$P_T > 15 \text{ GeV}$  としたもの (pt15) は、ME でソフトな領域までカバーしたものであり、 $\Delta R < 0.35$  としたもの (r035) はコリニアな領域まで ME でカバーしたものである。ME の計算は、ソフトやコリニアな領域では発散し、正しい予言は出来ない。ソフトやコリニアな領域は PS が正しく、 $P_T$  や  $\Delta R$  のカットは ME と PS の切り替えを決めるパラメータだが、その値を決めるのは実験から評価すべきである。特に、Same Sign di-Jet 解析における pt15 の系統誤差は 100% ほどあり不定性が大きい。

PDF に関しては、本解析法において CTEQ と MRST との違いは数%で、ほとんどない事が分かった。

図 9.9~9.10 にオリジナルと renormalization スケール  $1/2$  のサンプルとの比較を示す。 $\cancel{E}_{T, \text{LeadingJet}}$  の分布の形はほとんど変わらず、イベント数が 1.5 倍程度に増える。

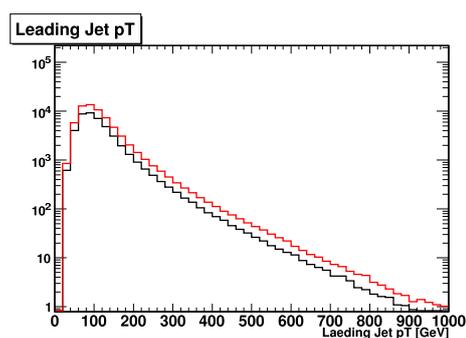
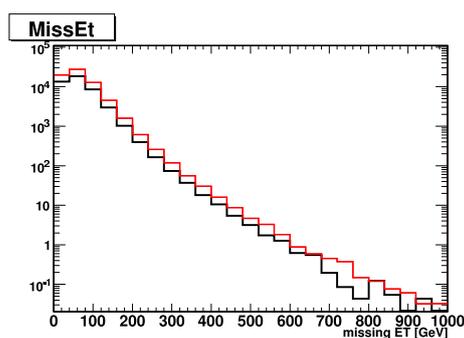


図 9.9: missET の比較：黒色が nominal、赤色が s05 を示す

図 9.10: Leading Jet pT の比較：黒色が nominal、赤色が s05 を示す

### 測定器のパフォーマンスの不定性

測定器の個々のオブジェクトにも不定性がある。今回用いた値は以下の様に振った。 $L = 200 \text{ pb}^{-1}$  という初期のデータ量での議論のため、若干過大な値を採用した。

- jet energy scale  $\pm 10\%$
- electron efficiency  $\pm 1\%$
- muon efficiency  $\pm 1\%$
- electron resolution + 20%
- muon resolution + 12%
- jet energy resolution  $\pm 10\%$

表 9.10: 測定器由来の不定性の評価【one lepton + ISR-Jet 解析】 $L=200pb^{-1}$ 

	$t\bar{t}$ Sample		W+jets Sample		All Sample
	イベント数	系統誤差	イベント数	系統誤差	系統誤差
Nominal	5.326	-%	2.083	-%	-%
jet energy scale +10%	8.188	+53.74%	3.944	+89.33%	+63.75%
jet energy scale -10%	2.911	-45.35%	1.646	-20.97%	-38.49%
electron efficiency +1%	5.545	-4.11%	2.333	+11.97%	+6.33%
electron efficiency -1%	5.369	+0.81%	1.997	-4.14%	-0.58%
muon efficiency +1%	5.369	+0.81%	2.088	+0.22%	+0.64%
muon efficiency -1%	5.307	-0.35%	2.097	+0.69%	+0.067%
electron resolution +20%	5.386	+1.12%	2.061	-1.09%	+0.51%
muon resolution +12%	5.276	-0.95%	2.179	+4.60%	+0.62%
jet resolution +10%	5.428	+1.91%	2.403	+15.34%	+5.70%
jet resolution -10%	5.296	-0.56%	2.333	+11.98%	+2.97%

表 9.11: 測定器由来の不定性の評価【SameSign+di-jet 解析】 $L=200pb^{-1}$ 

	$t\bar{t}$ Sample		W+jets Sample		All Sample
	イベント数	系統誤差	イベント数	系統誤差	系統誤差
Nominal	0.218	-%	0.0621	-%	-%
jet energy scale +10%	0.192	-11.93%	0.106	+63.34%	+6.39%
jet energy scale -10%	0.110	-49.41%	0.0838	+29.73%	-30.81%
electron efficiency +1%	0.142	-34.89%	0.0837	+29.49%	-19.42%
electron efficiency -1%	0.0961	-55.92%	0.170	+163.33%	-5.00%
muon efficiency +1%	0.218	+0.001%	0.0646	+0.004%	+0.89%
muon efficiency -1%	0.218	-0.001%	0.0646	+0.004%	+0.89%
electron resolution +20%	0.218	0%	0.0523	-19.11%	-3.50%
muon resolution +12%	0.218	0%	0.0621	0%	$\pm 0\%$
jet resolution +10%	0.187	-14.35%	0.0475	-26.43%	-16.28%
jet resolution -10%	0.105	-51.96%	0.0400	-38.02%	-48.23%

ジェットに関連する系統誤差が大きい。レプトンに関連する系統誤差は一般に小さいが、SameSign 解析のようなレプトンの振る舞いにセンシティブな解析では、系統誤差も大きくなり得る。特に、電子の影響が大きい。Same Sign 解析において Fake lepton は electron が主であるためである。

#### 全体としての誤差

以上すべての系統誤差を独立だと考えると、

【one lepton + ISR-Jet 解析】+94.96%、-38.58%

【Same Sign di-Jet 解析】+48.85%、-108.41% の系統誤差が見積もられる。

またモンテカルロ統計誤差は

【one lepton + ISR-Jet 解析】 $\pm 13.07\%$

【Same Sign di-Jet 解析】 $\pm 57.26\%$  である。

従って、系統誤差と統計誤差を合わせると、バックグラウンドの誤差は

【one lepton + ISR-Jet 解析】 $+95.85\%$ 、 $-40.73\%$

【Same Sign di-Jet 解析】 $+74.50\%$ 、 $-122.59\%$  となる。

以上の結果を significance の計算に取り込んだ。

### 9.3.2 シグナルの不定性

今回はシグナルの系統誤差として、ISR-jet の不定性を考える。 $1/R=700\text{GeV}$  ,  $AR=10$  の点において、

PARP(61) = 0.125: space-like shower の lambda QCD, default=0.25

PARP(64) = 2.0 :  $\alpha_s$  と PDF の  $P_T$  スケールファクター, default=1.0

としたサンプルと

PARP(61) = 0.5: space-like shower の lambda QCD, default=0.25

PARP(64) = 0.5:  $\alpha_s$  と PDF の  $P_T$  スケールファクター, default=1.0

としたサンプルの2サンプルを用意した。これは、ISRのパラメータを2倍または1/2倍に動かしたサンプルである。この2サンプルを比較すると、表9.12のような結果になった。ジェットの数が $-1.5\%/+1.9\%$ 程度の揺らぎ、one lepton + ISR-Jet 解析を適用した後残ったイベント数は $-2.3\%/+1.1\%$ 程度の揺らぎであった。

このことから、ISRのパラメータにあまり依存せず、ISR ジェットが優位に働き、本解析の助けとなっていることが分かる。

ISR ジェットのパラメータとして上記の2つが正しい事を証明するために、今回 ISR パラメータを1/10倍にしたサンプルも作成した。その結果はジェットの数 $-4.8\%$ 、1レプトン解析を適用した後残ったイベント数は $-15.9\%$ であった。ここまで大幅にずらすとISRパラメータの値が解析に大きく寄与する。

表 9.12: ISR パラメータの不定性の評価【one lepton + ISR-Jet 解析】

UED Sample (1/R,AR)=(700,10)		
	イベント数	系統誤差
Nominal	23.98	-%
less	23.44	-2.3%
more	24.24	+1.1%
(less10)	20.16	-15.9%

### 9.3.3 誤差を含めた発見能力について

前節では、モンテカルロパラメータの不定性や、ISR 不定性に対して統計誤差を議論した。その結果を用いて、発見能力にどの程度の揺らぎが発生するか検証した。ルミノシティ $L=200\text{pb}^{-1}$ における系統誤差と統計誤差を含めた時の発見能力が図9.11 図9.12である。

誤差を考慮しない場合が実線で描かれており、誤差を考慮し significance が良くなる場合 (Good) と悪くなる場合 (Bad) を破線で示した。ここでの significance の誤差は、

$$\Delta S_f = \sqrt{\left(\frac{\partial S_f}{\partial s} \Delta s\right)^2 + \left(\frac{\partial S_f}{\partial b} \Delta b\right)^2} \quad (9.1)$$

に従って算出してある。

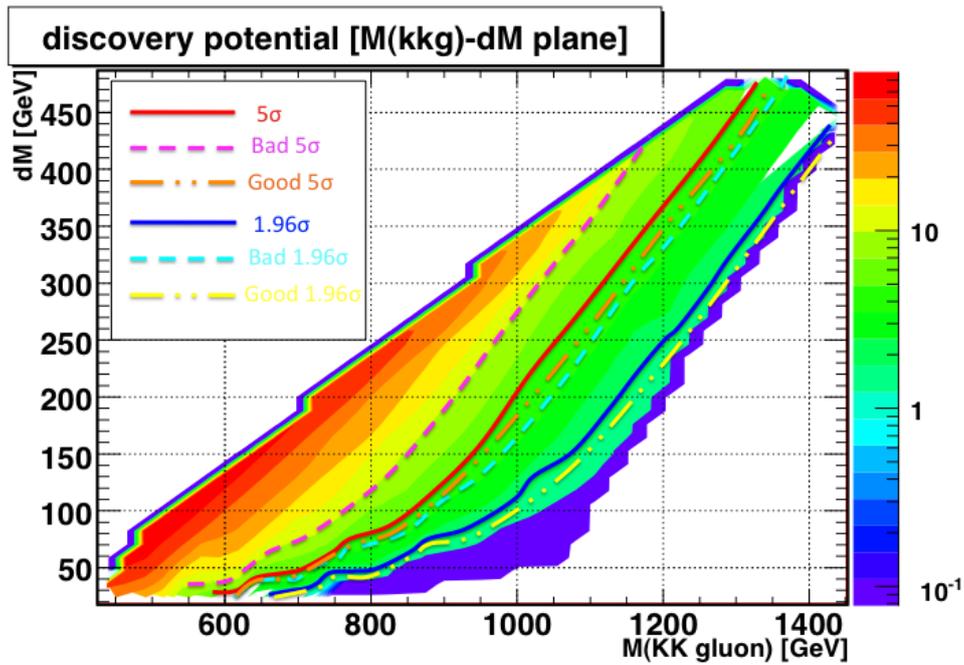


図 9.11:  $M(g^{(1)})$  vs  $\Delta M$  平面における発見能力【one lepton + ISR-Jet 解析】

図 9.11 は、積分ルミノシティ  $200 pb^{-1}$  で、系統誤差・統計誤差を含めた時の one lepton + ISR-Jet 解析の発見能力である。誤差を考慮しなかった場合に加え、誤差を考慮したことによって Significance が大きくなる場合と小さくなる場合を示している。Significance が悪くなる方向にエラーが大きいのは、前節でみたように、バックグラウンドの増える系統誤差が大きいからである。KKgluon に対して、100GeV 程度感度が悪くなると言える。逆に、Significance が良くなる方向には、あまり変化がない。

誤差により、significance が悪くなると仮定して、

縮退が解けている場合、

$\Delta M \sim 400 \text{ GeV}$ 、 $\Delta M/M \sim 35\%$  で、 $M(g^{(1)}) \sim 1.1 \text{ TeV}$ 、 $1/R \sim 750 \text{ GeV}$  まで発見可能である。

また、縮退が強い場合、

$\Delta M \sim 70 \text{ GeV}$ 、 $\Delta M/M \sim 10\%$  で、 $M(g^{(1)}) \sim 670 \text{ eV}$ 、 $1/R \sim 600 \text{ GeV}$  まで発見可能である。

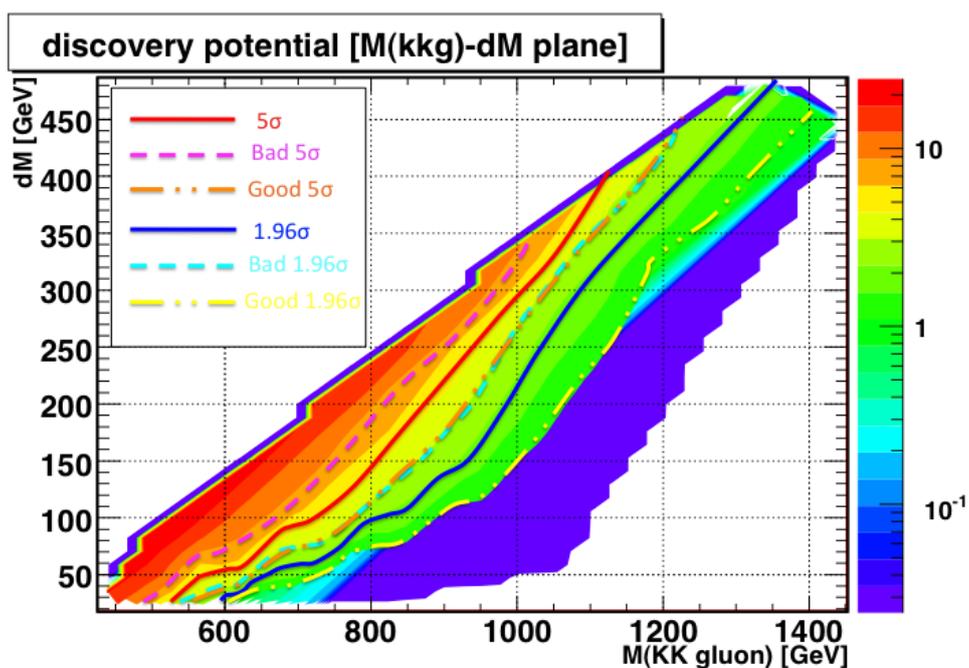


図 9.12:  $M(g^{(1)})$  vs  $\Delta M$  平面における発見能力【SameSign+di-Jet 解析】

図 9.12 は、積分ルミノシティ  $200pb^{-1}$  で、系統誤差・統計誤差を含めた時の Same Sign+di-Jet 解析の発見能力である。誤差を考慮しなかった場合に加え、誤差を考慮したことによって Significance が大きくなる場合と小さくなる場合を示している。Same Sign di-Jet 解析はイベント数が少ないために、統計誤差の影響が大きい。KKgluon に対して、50GeV 程度の感度の悪化が見取れる。

以上のような、発見能力、exclusion 能力は全てルミノシティ  $200pb^{-1}$  での議論である。この  $200pb^{-1}$  は 2010 年に記録され得るルミノシティであるので、早期実データで UED の発見あるいは exclusion の結果が出せる。近い将来の解析結果に大いに期待したい。

## 第10章 まとめ

ATLAS 実験における UED 模型の発見可能性に関する研究を行なった。本模型の特徴は質量が縮退している点である。質量が縮退して個々の KK 粒子間の質量差が小さくなると、KK 粒子の崩壊で生成されたジェットやレプトンの  $P_T$  は小さくなり、標準模型プロセスのバックグラウンドと区別が難しくなる。そこで、本論文では、質量の縮退した UED 模型に対し有効な解析法を 2 種開発し、その発見能力について議論した。

one lepton + ISR-Jet 解析では、Leading Jet が ISR であるという特徴を活かし、セレクションを最適化することで、UED を enhance することが出来た。また、その際のバックグラウンドの見積もりとして MT 法を導入し、実データからシグナル dominant な領域のバックグラウンドを見積もれることを確認した。

Same Sign + di-Jet 解析では、2 本のレプトンの電荷を同符号とするセレクションを行なうことでバックグラウンドを大きく落とすことに成功した。 $200pb^{-1}$  ではバックグラウンドフリーとなり、クリアな信号が期待できる。また、その際のバックグラウンドの見積もりとして LL 法を導入し、Fake レプトンを扱うことで、Same sign のバックグラウンドを見積もった。ただし、実データからどのように Fake rate を計算するか等の問題も残る。

さらに、以上の 2 つの解析法に対し、トリガーが十分にかかることも確認した。

系統・統計誤差を考えた場合の発見能力は one lepton + ISR-jet 解析において ( $200pb^{-1}$ )、縮退が解けている場合、

$\Delta M \sim 400\text{GeV}$ 、 $\Delta M/M \sim 35\%$  で、 $M(g^{(1)}) \sim 1.1\text{TeV}$ 、 $1/R \sim 750\text{GeV}$  まで発見可能である。

また、縮退が強い場合は、

$\Delta M \sim 70\text{GeV}$ 、 $\Delta M/M \sim 10\%$  で、 $M(g^{(1)}) \sim 670\text{eV}$ 、 $1/R \sim 600\text{GeV}$  まで発見可能である。

誤差の見積もりによる significance の変化は、 $M(g^{(1)})-\Delta M$  平面における  $M(g^{(1)})$  に対し、one lepton + ISR-jet 解析で  $100\text{GeV}$  程度の悪化、Same Sign + di-jet 解析で  $50\text{GeV}$  程度の悪化であった。

## 付録A サジッタから $P_T$ を求める方法

ミューオンの  $P_T$  の測定はサジッタ  $s$  を用いて行なわれる。磁場中を運動する荷電粒子の  $P_T$  は

$$P_T[\text{GeV}/c] = 0.3B\rho[T \cdot m] \quad (\text{A.1})$$

と書ける。ここで、磁場を  $B[T]$ 、曲率半径を  $\rho[m]$  とした。図??から、

$$\frac{L}{2\rho} = \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sim \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.2})$$

$$\theta \sim \frac{0.3L \cdot B}{P_T} \quad (\text{A.3})$$

サジッタ  $s$  は

$$s = \rho(1 - \cos\frac{\theta}{2}) \sim \rho\frac{\theta^2}{8} \sim \frac{0.3}{8} \frac{L^2 \cdot B}{P_T} \quad (\text{A.4})$$

$$= x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2} \quad (\text{A.5})$$

サジッタ  $s$  は  $P_T$  の逆数に比例する事がわかる。

また、 $P_T$  の分解能は、検出器の位置分解能を  $\sigma(x)$  とすると

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(x) \frac{8P_T}{0.3BL^2} \quad (\text{A.6})$$

と書ける。これは、1TeV の High  $P_T$  ミューオンに対し、およそ 10% 程度の分解能である。

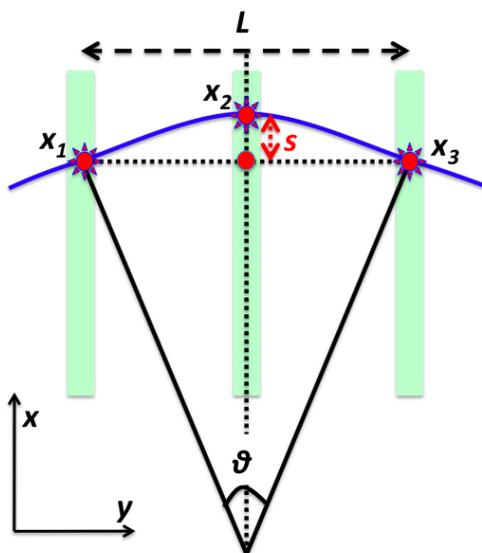


図 A.1: サジッタの測定

## 付録B Same Sign di-jet 解析において $L = 2fb^{-1}$ での発見能力

Same Sign di-jet 解析において  $L = 200pb^{-1}$  の低ルミノシティーでは、 $s > 10$  を満たす point が少ない。そこでルミノシティーを  $2fb^{-1}$  とするとどこまで発見出来るかを調べた<sup>1</sup>。ルミノシティーが 10 倍大きくなるので、シグナル数が 10 倍、significance は  $\sqrt{10}$  倍になる。結果を図 B.1 に示した。

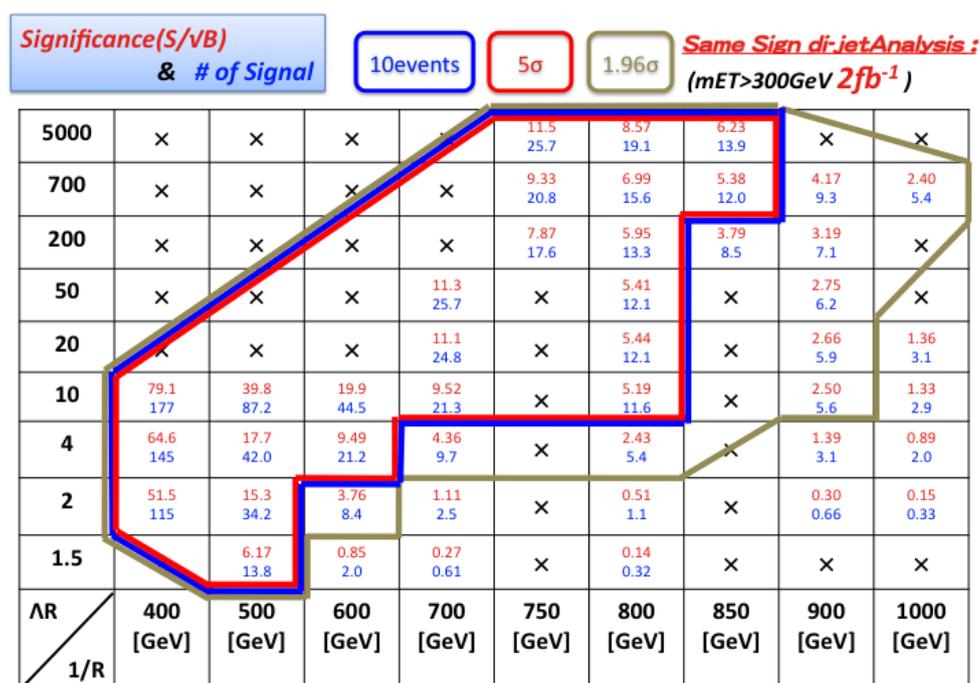


図 B.1: Same Sign + di-Jet 解析の結果 【L=2fb<sup>-1</sup> の場合】

$s > 10$  を満たす領域が非常に大きく拡大している。  
ルミノシティーが  $2fb^{-1}$  あれば、縮退が強い場合 (10%程度) で 600GeV まで、縮退がとけている場合には 850GeV まで発見可能である。また、900GeV~1TeV でも exclusion できる事が分かる。

<sup>1</sup>  $2fb^{-1}$  は、実験が順調に行なわれれば、2011 年頃と予想される

## 謝辞

本研究を行なうにあたり、指導教官である小林富雄教授には、このようなテーマで研究する環境を頂き、大変感謝しております。また様々な助言や指導をいただきました。本当にありがとうございました。また、様々な物理、検出器ならびに解析手法等の指導、助言をくださった浅井祥仁准教授、寺師弘二氏、片岡洋介氏、増淵達也氏に深く感謝いたします。浅井准教授には、本研究を始めるアイデアから結論までを丁寧にご指導いただきました。寺師弘二氏には、本解析について全般指導をしていただき、時には解析コードを見ていただいたり、英語のチェックなどもしていただき、大変助かりました。片岡洋介氏には、データの提供やTFの扱いなどで、大変丁寧なご指導を頂きました。増淵達也氏には、LL法について細かくアドバイスを頂きました。

ICEPPにおける計算機環境を整えてくださった真下哲郎准教授、磯部忠昭氏、CERNにおける計算機環境を整えてくださった田中純一助教、上田郁夫助教の皆様のおかげで円滑に研究をすすめることが出来ましたことを心より感謝しております。またCERNにおいて金谷奈央子助教、山本晋平氏、山村大樹氏、中村浩二氏、大川英希氏、兼田充氏、東裕也氏、結束晃平氏のみなさまのおかげで物理解析から、スイスでの日常生活に至るまで快適な研究生生活を送る事ができた事を心より感謝いたします。

難波俊雄助教には検出器ならびに物理基礎についてのご指導を頂き、心から感謝いたします。

秘書の安蒜律子さん、塩田雅子さん、片岡直子さん、栗田智恵子さんには海外渡航をはじめとする事務手続きには大変お世話になり、多々ご迷惑をかけたかと思えます。本当にありがとうございました。

同期である、橋本 Mark 無三四君、武市祥史君、石田明君、越前谷陽佑君、村瀬拓郎君、高橋武士君、田川智博君の皆様、そしてICEPPの先輩方、後輩方のおかげでこの研究生生活がより楽しいものになりました。本当にありがとうございました。

ここに挙げた皆様以外にも、本研究を進めるにあたり応援してくれた、家族、友達、先輩後輩、神戸大学素粒子物理の先生・同期・先輩後輩、まわりの全ての方々に心より感謝いたします。

本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] J. Erler, P. Langacker, Status of the Standard Model, hep-ph/9809352 (1998)
- [2] K.G. Begeman, et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 249(1991)219t
- [3] C. L. Bennett et al., Astrophys. J. Supp., 148 (2003) 1
- [4] D. N. Spergel et al., Astrophys. J. Supp., 148 (2003) 175
- [5] R.D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38(1977)1440
- [6] Y. Gol 'Fand E. Likhtman, Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P invariance, JHEP Lett. 13 , 323 (1971)
- [7] T. Appelquist, H.C. Cheng and B.A. Dobrescu: Phys. Rev. D 64 (2001) 035002.
- [8] D. Hooper and S. Profumo: Phys. Rept. 453 (2007) 29
- [9] 松本重貴 , 瀬波大土 : 日本物理学会誌 63 (2008) 265
- [10] H.C. Cheng , K.T. Matchev and M. Schmaltz : Phys. Rev. D 66 (2002) 056006
- [11] The ATLAS Collaboration. The atlas experiment at the cern large hadron collider. Journal of Instrumentation, 3(08):S08003, 2008
- [12] ATLAS Web page : <http://www.atlas.ch/>
- [13] ATHENA <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AthenaFramework>
- [14] Geant4 <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [15] ATLFAST The ATLFAST Validation Task Force and D. Cavalli *et al.* Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST. ATL-PHYS-INT-2007-005
- [16] Kataoka wiki page <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Main/LeptonIDComparison>
- [17] Pythia <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [18] Alpgen <http://mlm.web.cern.ch/mlm/alpgen/>
- [19] MCatNLO <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO/>
- [20] 浅井祥仁 LHC の為の SUSY/Higgs/余剰次元 講座 (2008 年度版)
- [21] MLM matching <http://mlm.web.cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf>
- [22] T. Masubuchi . Data Driven Method of W+jets Fake Background Estimation for the H→WW Dilepton Decay Mode. ATL-COM-PHYS-2009-643