

修士学位論文  
ATLAS実験における質量が縮退した  
超対称性粒子の発見可能性に関する研究

神戸大学大学院 自然科学研究科 博士前期課程  
物理学専攻 粒子物理学研究室  
066S106N 岡田 勝吾

平成 20 年 3 月 21 日

## 概要

スイスのジェネーブ郊外にある CERN(欧州素粒子原子核研究機構)では、2008 年夏の稼働を目指して LHC 加速器が建設され間もなく完成する。LHC 加速器は既存の Tevatron 加速器の約 7 倍にあたる 14TeV(重心系)という世界最高エネルギーを実現する。ATLAS 実験は、TeV エネルギー領域における素粒子物理の現象を探る実験である。

弱い相互作用の質量スケール ( $\approx 100\text{GeV}$ ) における、これまでの数々の実験で確認された素粒子に関係する反応は、すべて標準模型により高精度で記述される。素粒子物理学では標準模型のエネルギースケール以外に、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用の結合定数が一致するとされる GUT スケール ( $M_{\text{GUT}} \approx 10^{16}\text{GeV}$ )、重力相互作用を無視出来なくなる Planck スケール ( $M_{\text{Planck}} \approx 10^{19}\text{GeV}$ ) があり、それらと標準模型との間には非常に大きなエネルギーギャップが存在する。ATLAS 実験で発見が期待される標準模型の Higgs 粒子は、エネルギースケールが大きくなると自身の質量は大きな量子補正を受ける。その補正を打ち消すには不自然な微調整を必要とするので、標準模型よりも高いエネルギースケールの物理を記述するためには、新しい理論が必要になる。

その有力候補の一つに超対称性がある。超対称性とは Fermi 粒子と Bose 粒子の間の対称性である。超対称性を導入すれば Higgs 粒子の質量補正の発散問題の解決するだけでなく、ダークマターの候補を与えるなどの利点が多数存在する。超対称性理論により、既存の素粒子全てに対してスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子の存在が予言される。超対称性粒子はそのパートナーである標準模型の粒子と統計性が異なるだけで、他の性質はみな同じである。従って、電子に対するスカラー電子の質量は  $0.511\text{MeV}/c^2$  になるはずだが、未だにスカラー電子は発見されていないため、超対称性は破れている。超対称性は現在の実験技術で到達可能なエネルギースケールよりも高いエネルギースケール ("Hidden Sector") で破れ、その影響が我々が実験で観測出来るエネルギースケール ("Observable Sector") に伝わるとされる。この破れの影響の伝わる機構の違いでモデルが多数存在し、超対称性粒子はその仮定するモデルに依存して質量等の性質が様々に変化する。LHC 加速器は超対称性粒子を生成するのに十分なエネルギーを実現するため、ATLAS 実験において超対称性粒子が発見されると大いに期待されている。

本論文では、超対称性粒子の質量が縮退し始状態と終状態の超対称性粒子の質量差が小さいモデルを扱い、そのような超対称性粒子の ATLAS 実験での発見可能性、及び、mSUGRA モデルと質量が縮退したモデルの区別の方法について、シミュレーションを用いて行った研究結果を述べる。

# 目次

|                                       |           |
|---------------------------------------|-----------|
| <b>第 1 章 序論</b>                       | <b>1</b>  |
| <b>第 2 章 LHC ATLAS 実験</b>             | <b>3</b>  |
| 2.1 LHC : Large Hadron Collider       | 3         |
| 2.2 ATLAS 測定器                         | 5         |
| 2.2.1 内部飛跡検出器                         | 6         |
| 2.2.2 カロリメータ                          | 7         |
| 2.2.2.1 電磁カロリメータ                      | 7         |
| 2.2.2.2 ハドロンカロリメータ                    | 8         |
| 2.2.3 超伝導空芯トロイドマグネット                  | 9         |
| 2.2.4 ミューオン検出器                        | 10        |
| 2.2.4.1 MDT (Monitored Drift Tube)    | 11        |
| 2.2.4.2 CSC (Cathode Strip Chamber)   | 11        |
| 2.2.4.3 RPC (Resistive Plate Chamber) | 11        |
| 2.2.4.4 TGC (Thin Gap Chamber)        | 13        |
| 2.2.4.5 ミューオン検出器の横運動量分解能              | 13        |
| 2.3 トリガーシステム                          | 15        |
| <b>第 3 章 Event Simulation</b>         | <b>16</b> |
| 3.1 Event Simulation                  | 16        |
| 3.2 ATLFast におけるイベントの再構成              | 17        |
| 3.2.1 カロリメータのシミュレーションと Cluster の再構成   | 17        |
| 3.2.2 電子, ミューオン, 光子の再構成               | 18        |
| 3.2.3 ジェットの再構成                        | 18        |
| 3.2.4 消失横エネルギー                        | 19        |
| <b>第 4 章 ATLAS 実験で期待される物理</b>         | <b>20</b> |
| 4.1 標準模型における Higgs 粒子                 | 20        |
| 4.1.1 Higgs 粒子の生成過程                   | 20        |
| 4.1.2 Higgs 粒子の崩壊過程                   | 22        |
| 4.1.3 ATLAS 測定器での Higgs 粒子の発見能力       | 24        |
| 4.2 超対称性粒子                            | 25        |
| 4.2.1 超対称性の導入のモチベーション                 | 25        |
| 4.2.1.1 標準模型, 大統一理論, Planck スケール      | 25        |
| 4.2.1.2 fine-tuning 問題                | 25        |
| 4.2.1.3 超対称性の導入                       | 26        |
| 4.2.2 最小超対称性標準模型                      | 28        |
| 4.2.3 超対称性の破れ                         | 29        |

|              |                                                                 |           |
|--------------|-----------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.2.3.1      | mSUGRA モデル . . . . .                                            | 30        |
| 4.2.3.2      | Mixed Modulus Anomaly Mediation モデル . . . . .                   | 31        |
| 4.2.4        | LHC における超対称性粒子の生成と崩壊 . . . . .                                  | 33        |
| 4.2.4.1      | 超対称性粒子の生成 . . . . .                                             | 33        |
| 4.2.4.2      | 超対称性粒子の崩壊 . . . . .                                             | 34        |
| 4.2.5        | SUSY Standard Cut . . . . .                                     | 34        |
| <b>第 5 章</b> | <b>質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性</b>                                      | <b>36</b> |
| 5.1          | mSUGRA モデルと超対称性粒子の質量が縮退した場合のイベントトポロジー . . .                     | 36        |
| 5.2          | 質量が縮退した超対称性モデルのポイントの設定 . . . . .                                | 38        |
| 5.3          | Monte Carlo Event Samples . . . . .                             | 38        |
| 5.3.1        | SUSY signals . . . . .                                          | 38        |
| 5.3.2        | Backgrounds . . . . .                                           | 38        |
| 5.4          | 超対称性粒子の質量の縮退の効果 . . . . .                                       | 39        |
| 5.5          | SUSY Standard Cut を課した解析結果 . . . . .                            | 40        |
| 5.5.1        | 0-lepton mode . . . . .                                         | 40        |
| 5.5.2        | 1-lepton mode . . . . .                                         | 41        |
| 5.6          | Signal Significance . . . . .                                   | 41        |
| 5.7          | まとめ . . . . .                                                   | 42        |
| <b>第 6 章</b> | <b>質量が縮退した超対称性モデルの同定</b>                                        | <b>43</b> |
| 6.1          | MMAM モデルと mSUGRA モデルのイベント分布 . . . . .                           | 43        |
| 6.2          | 消失横エネルギー分布のフィット . . . . .                                       | 45        |
| 6.2.1        | 各フィット関数のベストスケールファクター $f$ の決定 . . . . .                          | 47        |
| 6.2.2        | ベストフィットポイントの gluino の質量の決定 . . . . .                            | 50        |
| 6.2.3        | SUSY イベントの持つ典型的な質量スケール $P_{\text{cm}}$ の定義 . . . . .            | 51        |
| 6.2.4        | ベストフィットポイントの $P_{\text{cm}}$ の決定 . . . . .                      | 53        |
| 6.2.4.1      | MMAM モデルとベストフィット mSUGRA ポイントの gluino/squark<br>の質量の比較 . . . . . | 54        |
| 6.2.5        | まとめ . . . . .                                                   | 54        |
| 6.3          | 生成断面積 . . . . .                                                 | 56        |
| 6.3.1        | 生成断面積と $P_{\text{cm}}$ の gluino/squark の質量依存性 . . . . .         | 56        |
| 6.3.2        | MMAM モデルの生成断面積と一致する mSUGRA パラメータ . . . . .                      | 57        |
| 6.3.2.1      | $m_{\tilde{q}} = M_{\text{SUSY}}$ の場合 . . . . .                 | 57        |
| 6.3.2.2      | $m_{\tilde{g}} = M_{\text{SUSY}}$ の場合 . . . . .                 | 58        |
| 6.3.3        | まとめ . . . . .                                                   | 60        |
| 6.4          | イベントの特徴を用いた MMAM モデルと mSUGRA モデルの区別 . . . . .                   | 61        |
| 6.4.1        | MMAM モデルと mSUGRA モデルの素過程 . . . . .                              | 61        |
| 6.4.2        | MMAM モデルと mSUGRA モデルとのジェットの横運動量の比較 . . . . .                    | 64        |
| 6.4.3        | MMAM モデルと mSUGRA モデルにおける Effective Mass の再考 . . . . .           | 66        |
| 6.4.4        | MMAM モデルと mSUGRA モデルの squark $m_{T2}$ 分布 . . . . .              | 67        |
| 6.4.4.1      | stransverse mass: squark $m_{T2}$ の定義 . . . . .                 | 67        |
| 6.4.4.2      | MMAM モデルと mSUGRA モデルの squark $m_{T2}$ 分布の比較 . . .               | 68        |
| 6.4.5        | まとめ . . . . .                                                   | 69        |
| 6.5          | gluino $m_{T2}$ による MMAM モデルと mSUGRA モデルの超対称性粒子の質量の予想           | 70        |



|                                                    |                                                                                |           |
|----------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 6.5.1                                              | gluino $m_{T2}$ の定義と特徴 . . . . .                                               | 70        |
| 6.5.2                                              | MMAM モデルと mSUGRA モデルでの gluino $m_{T2}$ . . . . .                               | 72        |
| 6.5.2.1                                            | Hemisphere method によるオブジェクトのグループ分け . . . . .                                   | 72        |
| 6.5.2.2                                            | ”折れ曲がった点”からの gluino と LSP の質量の決定 . . . . .                                     | 74        |
| <b>第 7 章 まとめ</b>                                   |                                                                                | <b>77</b> |
| <b>付 録 A stransverse mass: <math>m_{T2}</math></b> |                                                                                | <b>79</b> |
| A.1                                                | $m_{T2}$ のバランス解とアンバランス解 . . . . .                                              | 79        |
| A.2                                                | gluino stransverse mass . . . . .                                              | 81        |
| A.2.1                                              | $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ の場合の $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$ について . . . . . | 82        |
| A.2.2                                              | $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$ の場合の $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$ について . . . . . | 84        |

# 目 次

|      |                                                                  |    |
|------|------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1  | 標準模型の基本粒子と超対称性粒子 . . . . .                                       | 1  |
| 1.2  | ATLAS 実験で期待される超対称性イベント . . . . .                                 | 2  |
| 2.1  | LHC 加速器 . . . . .                                                | 4  |
| 2.2  | CMS 測定器 . . . . .                                                | 4  |
| 2.3  | LHC-B 測定器 . . . . .                                              | 4  |
| 2.4  | Alice 測定器 . . . . .                                              | 4  |
| 2.5  | ATLAS 測定器 . . . . .                                              | 5  |
| 2.6  | 内部飛跡検出器 . . . . .                                                | 6  |
| 2.7  | ATLAS のカロリメータの構造 . . . . .                                       | 7  |
| 2.8  | 電磁カロリメータの構造 . . . . .                                            | 7  |
| 2.9  | ハドロンカロリメータ (タイルカロリメータ) . . . . .                                 | 8  |
| 2.10 | タイルカロリメータの構造 . . . . .                                           | 8  |
| 2.11 | 超伝導空芯トロイドマグネットの配置 . . . . .                                      | 9  |
| 2.12 | エンドキャップトロイドの中央 ( $z=1050\text{cm}$ ) におけるトロイダル磁場 (磁力線) . . . . . | 9  |
| 2.13 | 粒子の透過性の違い . . . . .                                              | 10 |
| 2.14 | ミューオン検出器 . . . . .                                               | 10 |
| 2.15 | Monitored Drift Tube . . . . .                                   | 11 |
| 2.16 | Cathode Strip Chamber . . . . .                                  | 11 |
| 2.17 | Resistive Plate Chamber . . . . .                                | 12 |
| 2.18 | Thin Gap Chamber . . . . .                                       | 13 |
| 2.19 | ミューオン検出器 ( $R$ - $Z$ 断面) . . . . .                               | 14 |
| 2.20 | サジッタの測定 . . . . .                                                | 14 |
| 2.21 | ATLAS 検出器のトリガーシステム . . . . .                                     | 15 |
| 3.1  | Full Simulation と Fast Simulation の流れ . . . . .                  | 16 |
| 4.1  | LHC における標準模型の Higgs 粒子の生成過程 . . . . .                            | 21 |
| 4.2  | Higgs 粒子の生成断面積 . . . . .                                         | 21 |
| 4.3  | Higgs 粒子の崩壊分岐比 . . . . .                                         | 22 |
| 4.4  | ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の発見能力 . . . . .                         | 24 |
| 4.5  | Higgs 粒子の質量補正の Feynman diagram(その 1) . . . . .                   | 25 |
| 4.6  | Higgs 粒子の質量補正の Feynman diagram(その 2) . . . . .                   | 26 |
| 4.7  | 力の統一 . . . . .                                                   | 27 |
| 4.8  | 超対称性の破れ . . . . .                                                | 29 |
| 4.9  | mSUGRA モデルでの超対称性の破れの伝わり方 . . . . .                               | 30 |
| 4.10 | MMAM モデルでの超対称性の破れの伝わり方 . . . . .                                 | 31 |
| 4.11 | MMAM モデルの超対称性粒子の質量パターンのパラメータ $\alpha$ の依存性 . . . . .             | 32 |

|      |                                                                                                                                       |    |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.12 | LHC における超対称性粒子 (gluino, squark) の生成過程.                                                                                                | 33 |
| 4.13 | LHC における gluino と squark の生成断面積.                                                                                                      | 33 |
| 4.14 | 超対称性粒子の崩壊の模式図.                                                                                                                        | 34 |
| 5.1  | mSUGRA モデルの場合と質量が縮退した場合の SUSY イベント                                                                                                    | 36 |
| 5.2  | leading 4-Jets の横運動量分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 10\text{fb}^{-1}$ )                                                                   | 39 |
| 5.3  | 0-lepton mode における消失横エネルギー分布 (左) と EffectiveMass 分布 (右). 積分ルミノシティは $10\text{fb}^{-1}$ .                                               | 40 |
| 5.4  | 1-lepton mode における消失横エネルギー分布 (左) と EffectiveMass 分布 (右). 積分ルミノシティは $10\text{fb}^{-1}$ .                                               | 41 |
| 5.5  | Signal Significance. 0-lepton mode(左), 1-lepton mode(右)                                                                               | 42 |
| 6.1  | mSUGRA モデル (color histograms) と MMAM モデル (black histogram) の 1-lepton mode での消失横エネルギー分布 ( $\int dt \mathcal{L} = 50\text{fb}^{-1}$ ). | 43 |
| 6.2  | SUSY の信号とバックグラウンドを合わせた横消失エネルギー分布 ( $\int dt \mathcal{L} = 50\text{fb}^{-1}$ )                                                         | 44 |
| 6.3  | $m_{\tilde{g}}$ と $f$ を変化させてベストフィットポイントを決める.                                                                                          | 46 |
| 6.4  | $R = 20$ (MMAM モデル) に対して best fit する mg300 の scale factor を決める.                                                                       | 47 |
| 6.5  | $R = 20$ に対して各フィット関数のベストスケールファクターを決める.                                                                                                | 48 |
| 6.6  | ベストスケールファクターでスケールし直したフィット関数の横消失エネルギー分布 (赤) と $R = 20$ の分布 (黒) の比較 (積分ルミノシティは $50\text{fb}^{-1}$ ).                                    | 49 |
| 6.7  | 各 MMAM モデルにおけるベストフィット mSUGRA ポイントの $m_{\tilde{g}}$ の決定                                                                                | 50 |
| 6.8  | mSUGRA モデルにおける, $P_{\text{cm}}$ と $M_{\text{SUSY}}$ の関係                                                                               | 52 |
| 6.9  | 超対称性粒子の質量が縮退した各ポイント ( $R = 20, 30, 40, 50$ ) に対するベストフィットポイントの $P_{\text{cm}}$ の決定.                                                    | 52 |
| 6.10 | フィット関数 (mSUGRA モデル) によるフィッティングで決めた $P_{\text{cm}}$ と sparticle の質量から計算した $P_{\text{cm}}$ の関係.                                         | 53 |
| 6.11 | mSUGRA モデルの 1-lepton mode の生成断面積 [fb] の gluino/squark の質量依存性                                                                          | 56 |
| 6.12 | mSUGRA モデルの 1-lepton mode の $P_{\text{cm}}[\text{GeV}]$ の gluino/squark の質量依存性                                                        | 56 |
| 6.13 | mSUGRA モデルの生成断面積と $P_{\text{cm}}$ の依存性 (1-lepton mode)                                                                                | 57 |
| 6.14 | $R = 20, 30$ (MMAM) の 1-lepton mode のイベント数と同じになる mSUGRA ポイントを探す.                                                                      | 58 |
| 6.15 | $R = 20$ と Point C の消失横エネルギー分布 (左) と Effective Mass 分布 (右) の比較.                                                                       | 59 |
| 6.16 | $R = 30$ と Point D の消失横エネルギー分布 (左) と Effective Mass 分布 (右) の比較.                                                                       | 59 |
| 6.17 | 陽子のパートン分布関数                                                                                                                           | 63 |
| 6.18 | $R = 20$ と Point C の SUSY イベントに含まれる $P_T > 100\text{GeV}$ のジェットの本来数 (左) と $P_T > 200\text{GeV}$ のジェットの本来数 (右).                        | 64 |
| 6.19 | $R = 30$ と Point D の SUSY イベントに含まれる $P_T > 100\text{GeV}$ のジェットの本来数 (左) と $P_T > 200\text{GeV}$ のジェットの本来数 (右).                        | 64 |
| 6.20 | $R = 20$ と Point C の leading 4-Jets の横運動量の比較                                                                                          | 65 |
| 6.21 | $R = 30$ と Point D の leading 4-Jets の横運動量の比較                                                                                          | 65 |
| 6.22 | $R = 20$ と Point C の $M_{\text{eff}}$ 分布 (左) と $M'_{\text{eff}}$ 分布 (右) の比較                                                           | 66 |
| 6.23 | $R = 30$ と Point D の $M_{\text{eff}}$ 分布 (左) と $M'_{\text{eff}}$ 分布 (右) の比較                                                           | 67 |
| 6.24 | 0-lepton mode における $R = 20$ と Point C の squark $m_{T2}$ 分布の比較                                                                         | 68 |
| 6.25 | 0-lepton mode における $R = 30$ と Point D の squark $m_{T2}$ 分布の比較                                                                         | 68 |

|      |                                                                                                                                               |    |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 6.26 | mAMSB モデル ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ ) での LSP の試行質量 $m_\chi = 90\text{GeV}$ としたときの $m_{T2}(\tilde{g})$ 分布 . . . . .                    | 71 |
| 6.27 | mAMSB モデル ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ ) での関数 $m_{T2}^{\max}(m_\chi)$ . . . . .                                                          | 71 |
| 6.28 | $R = 20$ と Point C(左), $R = 30$ と Point D(右) の 0-lepton mode の Effective Mass 分布の比較 ( $\int \mathcal{L} dt = 10\text{fb}^{-1}$ ) . . . . .    | 73 |
| 6.29 | $M_\chi = 230\text{GeV}$ とした時の $R = 20$ (MMAM) と Point C(mSUGRA) の gluino $m_{T2}$ 分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 100\text{fb}^{-1}$ ) . . . . . | 74 |
| 6.30 | $M_\chi = 230\text{GeV}$ とした時の $R = 30$ (MMAM) と Point D(mSUGRA) の gluino $m_{T2}$ 分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 100\text{fb}^{-1}$ ) . . . . . | 74 |
| 6.31 | $R = 20$ (左) と Point C(右) の”折れ曲がった点” . . . . .                                                                                                | 75 |
| 6.32 | $R = 30$ (左) と Point D(右) の”折れ曲がった点” . . . . .                                                                                                | 75 |
| A.1  | $m_{T2}$ のバランス解 . . . . .                                                                                                                     | 80 |
| A.2  | $m_{T2}$ のアンバランス解 . . . . .                                                                                                                   | 80 |
| A.3  | $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0 qq\tilde{\chi}_1^0$ 事象の各静止した $\tilde{g}$ の崩壊により生成した $qq$ 系と LSP の横運動量の概念図 . . . . .        | 81 |
| A.4  | 運動量設定その 1 ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ の場合) . . . . .                                                                                    | 83 |
| A.5  | 運動量設定その 2 ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ の場合) . . . . .                                                                                    | 83 |

# 表 目 次

|      |                                                                                                                                           |    |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.1  | LHC 加速器の主要パラメータ . . . . .                                                                                                                 | 3  |
| 2.2  | MDT の各種パラメータ . . . . .                                                                                                                    | 11 |
| 2.3  | CSC の各種パラメータ . . . . .                                                                                                                    | 11 |
| 2.4  | RPC の各種パラメータ . . . . .                                                                                                                    | 12 |
| 2.5  | TGC の各種パラメータ . . . . .                                                                                                                    | 13 |
| 4.1  | 最小超対称性標準模型 (MSSM) の構成粒子 . . . . .                                                                                                         | 28 |
| 5.1  | 質量が縮退した超対称性モデルの各ポイントにおける超対称性粒子の質量 (単位は $\text{GeV}/c^2$ ) . . . . .                                                                       | 37 |
| 5.2  | 質量が縮退した各 SUSY ポイントの生成断面積と生成したイベント数 . . . . .                                                                                              | 38 |
| 5.3  | 標準模型プロセスにおけるバックグラウンド . . . . .                                                                                                            | 39 |
| 6.1  | フィット関数 (mSUGRA モデル) . . . . .                                                                                                             | 45 |
| 6.2  | 各 MMAM モデルの $m_{\tilde{g}}$ (上段) とそれに対するベストフィット mSUGRA ポイントの $m_{\tilde{g}}$ (下段) . . . . .                                               | 50 |
| 6.3  | MMAM モデルの各ポイントの $P_{\text{cm}}$ と, それぞれに best fit する mSUGRA ポイントの $P_{\text{cm}}$ . . . . .                                               | 53 |
| 6.4  | MMAM モデルの squark の質量 (上段) とベストフィット mSUGRA ポイントの squark の質量 (下段). . . . .                                                                  | 54 |
| 6.5  | Point A と Point B のパラメータ設定. . . . .                                                                                                       | 58 |
| 6.6  | $R = 20$ と Point A, $R = 30$ と Point B の $10\text{fb}^{-1}$ でのイベント数の比較. . . . .                                                           | 58 |
| 6.7  | Point C と Point D のパラメータ設定 . . . . .                                                                                                      | 59 |
| 6.8  | $R = 20$ と Point C, $R = 30$ と Point D の $10\text{fb}^{-1}$ でのイベント数の比較. . . . .                                                           | 59 |
| 6.9  | $R = 20(R = 30)$ と Point C(Point D) の代表的な超対称性粒子の質量 . . . . .                                                                              | 61 |
| 6.10 | MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) と mSUGRA モデル (Point C,D) の 1-lepton mode における超対称性粒子の生成過程 ( $\int dt \mathcal{L} = 10\text{fb}^{-1}$ ) . . . . . | 61 |
| 6.11 | $R = 20, 30$ の $\tilde{g}, \tilde{u}_L$ の主な崩壊モードの分岐比. . . . .                                                                             | 62 |
| 6.12 | Point C と Point D の $\tilde{u}_L$ の主な崩壊モードの分岐比 . . . . .                                                                                  | 63 |
| 6.13 | Point C と Point D の $\tilde{g}$ の主な崩壊モードの分岐比 . . . . .                                                                                    | 63 |
| 6.14 | $R = 20, 30$ の $\tilde{u}_R$ の崩壊モードの分岐比 . . . . .                                                                                         | 68 |
| 6.15 | Point C,D の $\tilde{u}_R$ の崩壊モードの分岐比 . . . . .                                                                                            | 68 |
| 6.16 | ”折れ曲がった点 ”から決めた親粒子と LSP の質量とそれらの真の質量との比較 . . . . .                                                                                        | 75 |

# 第1章 序論

素粒子物理学における標準模型は、自然界に存在する4つの相互作用のうち、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用をまとめ上げた理論で、1970年代に構築され、1980年代以降に各種の実験によりその模型の正確さが定量的に確かめられ、確立された。

標準模型の基本粒子のなかに唯一未発見の Higgs 粒子がある。標準模型ではゲージ対称性が成立し、そのためには3つの相互作用の媒介粒子 (ゲージ粒子) の質量はゼロである事が要請される。しかし、弱い相互作用の  $W$  粒子と  $Z$  粒子は質量を持つことが実験的に分かっている。そこで、 $W$  粒子と  $Z$  粒子が標準模型で質量を得るために考えられた理論が Higgs 機構で、これらの粒子は、Higgs 場と相互作用することで質量を獲得する。Higgs 粒子は LEP や Tevatron で探索が行われてきたが、未だ発見されていない。

現在、スイスのジュネーブにある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) で 2008 年夏の稼働開始を目指し、大型陽子陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) が建設されている。LHC は周長 27km のビームトンネル、8.4T の超伝導磁石を用いることで世界最高衝突エネルギーである 14TeV を実現する。また、ルミノシティは最高で  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$  を達成する予定である。この LHC を用いて、Higgs 粒子等の探索が行われる。

LHC では Higgs 粒子の発見以外に、標準模型を超える新たな物理の発見も大いに期待されている。超対称性理論 (SUSY: Supersymmetry) は標準模型を超える物理の有力候補である。超対称性とは、fermi 粒子と bose 粒子の間の対称性で双方は対で存在するとされる。Higgs 粒子の質量は高エネルギーな領域で非常に大きな量子補正を受けることが、理論の計算から知られている。その補正を打ち消すためには、Higgs 粒子の質量を  $10^{-30}$  のオーダーで微調整しなければならず、そのような微調整は明らかに不自然だと考える fine-tuning 問題がある。超対称性はこの fine-tuning 問題を解決する。その他にも様々な問題を解決し、その存在が大きく期待される。

標準模型を最小限に超対称化した最小超対称性標準模型 (MSSM: Minimal Supersymmetric Standard Model) では、標準模型の基本粒子それぞれに対して、スピンが半整数だけ異なるスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子 (図 1.1) が存在する。超対称性が成立すれば、標準模型の粒子とスーパーパートナーとで粒子の質量は等しいはずである。ところが、超対称性粒子が発見されていないことから、実際には、超対称性は破れているおり、それは我々の世界とは別の世界で起こるとされる。そして、その影響が我々の世界の超対称性粒子に伝わり、超対称性粒子の質量が 1TeV のオーダーと大きくなっていると考えられている。この超対称性の破れの伝わり方で、いくつかのモデルが考えられている。

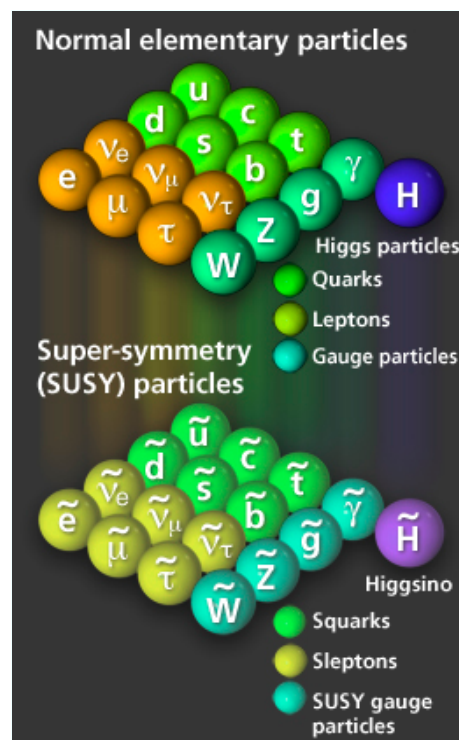


図 1.1: 標準模型の基本粒子と超対称性粒子

LHCでは始状態の陽子中のクォーク、グルーオンが強い相互作用で散乱するため、生成される超対称性粒子は主にグルーオンに対するグルイーノとクォークに対するスクォークである。生成されたグルイーノやスクォークは、標準模型では生成される確率の小さい高い横運動量<sup>1</sup>をもったジェットなどを大量に放出したのち、最も軽い超対称性粒子 (LSP: Lightest Supersymmetric Particle) に崩壊する。R-パリティ保存 (超対称性粒子は単独で生成されず、対生成のみという仮定) の下で LSP は安定しており、ダークマターの候補とされている。LSP は中性で質量が大きい粒子なので、検出器には大きな横消失エネルギーとして検出される。従って、

$$\boxed{\text{たくさんの高い横運動量を持ったジェット} + \text{大きな横消失エネルギー}} \quad (1.1)$$

が、LHCでの超対称性イベントを探すときの指標となる。

超対称性粒子は質量が標準模型の基本粒子と比べて大きいはずであり、超対称性粒子間の質量差も大きいので、崩壊により生じるジェットやレプトンの横運動量は大きくなる。ところが、超対称性粒子の質量が縮退して、個々の超対称性粒子間の質量差が小さくなった場合は、超対称性粒子の崩壊で生成されるジェットやレプトンの横運動量、LSP による横消失エネルギーが小さくなる。このため、標準模型プロセスによるバックグラウンドとの区別が難しくなると考えられる。

本論文では、超対称性粒子の質量が縮退し、超対称性粒子間の質量差が小さくなったモデルを扱い、ATLAS 実験での発見可能性を論じていく。以下、第2章ではLHC加速器とATLAS測定器について、第3章では物理事象のシミュレーションについて、それぞれ説明する。第4章ではATLAS実験で発見が期待される物理の中で、主にHiggs粒子と超対称性粒子について説明する。そして、第5章では、ATLAS実験初期の段階での質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性をシミュレーションした結果について述べる。超対称性粒子が発見されると、それらが従うモデルの同定を行う。第6章では超対称性粒子の発見後を想定して、それらが質量が縮退したものか、それともmSUGRAモデルのものか区別する手法を研究した。それについて述べて、第7章でまとめる。

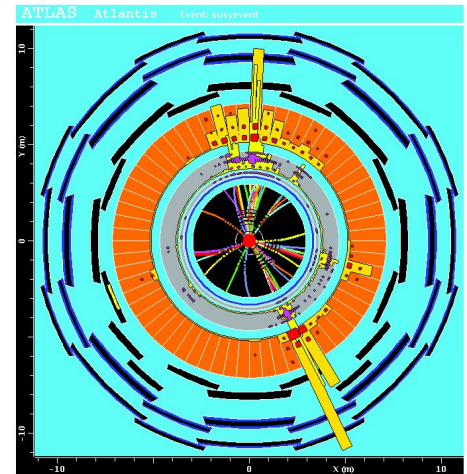


図 1.2: ATLAS 実験で期待される超対称性イベント。黄色の棒グラフは、カロリメータに落ちていったジェットやレプトンのエネルギーである。LSP は中性粒子で検出器には何も痕跡を残さないが、この断面図では粒子の横運動量が保存されているので、横運動量のバランスを考えることで 2 個の LSP の持つ横運動量がわかる。この図では、2 個の LSP の横運動量ベクトルの和はだいたい 8 時と 9 時の間の方向を向いている。

<sup>1</sup> 粒子の持つ運動量の、検出器の中央に位置するビームラインに対して、垂直な方向の成分のことを横運動量と呼ぶ。

## 第2章 LHC ATLAS実験

### 2.1 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) で使用されたトンネル内に建設中で、2008 年の完成を目指している。LHC の主要パラメータを表 2.1 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>ため、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。そのため、LHC は LEP よりも遥かに到達エネルギーを高くでき、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 の世界最高のエネルギーを実現する<sup>3</sup>。ルミノシティは最大で  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  に達し、TeV 領域の物理の開拓を可能にしている。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。その中から興味のある事象を選別することは難しい。その為、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、研究目的の物理事象の選別を可能とするものであることが要請される。

|                      |                                        |            |                        |
|----------------------|----------------------------------------|------------|------------------------|
| 主リング周長               | 26,658.87m                             | バンチ間隔      | 24.95nsec              |
| 入射エネルギー              | 450GeV                                 | バンチ内陽子数    | $1.1 \times 10^{11}$ 個 |
| 陽子エネルギー              | 7TeV                                   | バンチ長さ (陽子) | 77mm                   |
| High Luminosity(7 年) | $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ | 衝突点でのビーム半径 | $15.9\mu\text{m}$      |
| Low Luminosity(3 年)  | $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ | ビーム衝突角度    | $300\mu\text{rad}$     |
| Luminosity Life      | 10 時間                                  |            |                        |

表 2.1: LHC 加速器の主要パラメータ

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

<sup>2</sup>磁場中を円運動する荷電粒子が、円軌道を 1 周するときにシンクロトロン放射により失うエネルギー  $\Delta E$  は

$$\Delta E[\text{MeV/turn}] = \frac{4\pi\alpha\hbar c\beta^3\gamma^4}{3R} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで、 $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = E/mc^2$  である。

<sup>3</sup>LEP-II では重心系でおおよそ 210GeV のエネルギーを得た。



LHC のビーム衝突点は4カ所あり、それぞれの地点に測定器を設置する。4つの測定器は、後述する大型汎用測定器である ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS) 測定器, ATLAS 測定器と同じ汎用測定器である CMS(Compact Muon Solenoid) 測定器 (図 2.2), B 中間子の研究に特化した LHC-B 測定器 (図 2.3), 重イオン衝突実験用の Alice(A Large Ion Collider Experiment) 測定器 (図 2.4) である。以下で, 著者が参加している ATLAS 実験の測定器について述べる。

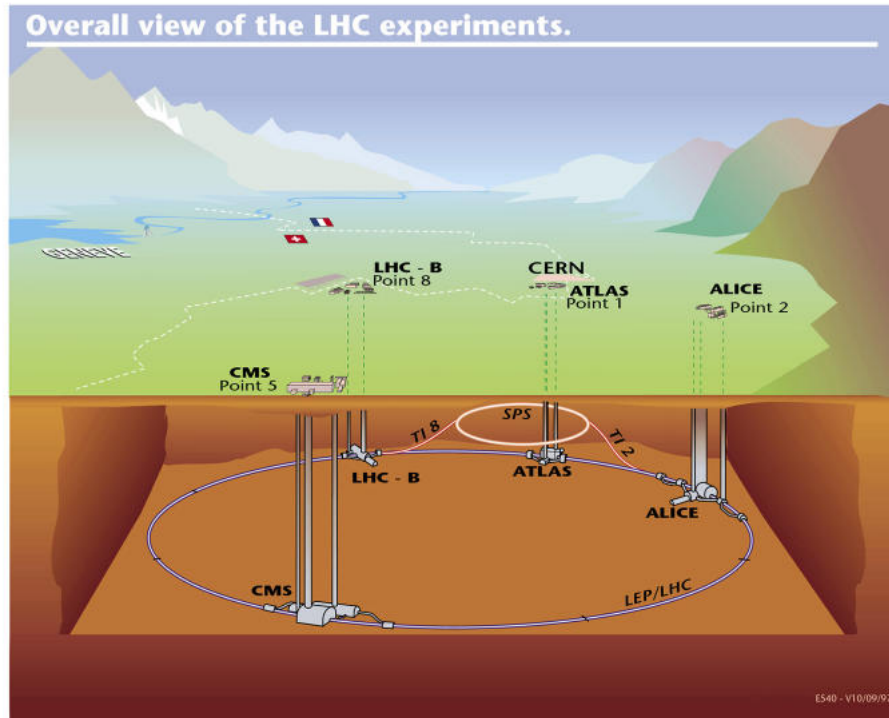


図 2.1: LHC 加速器

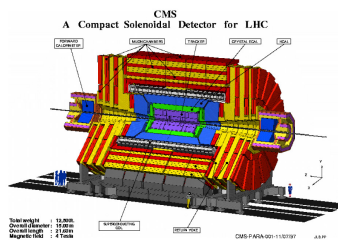


図 2.2: CMS 測定器

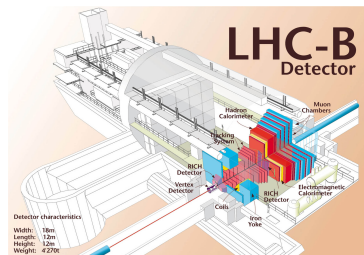


図 2.3: LHC-B 測定器

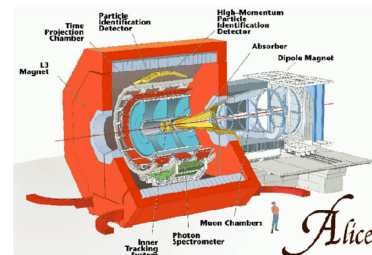


図 2.4: Alice 測定器

## 2.2 ATLAS 測定器

ATLAS 検出器は、全長 44m、高さ 22m、総重量 7000t の世界最大の衝突型加速器実験検出器である。検出器の構成は、衝突点に近い所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、ミューオン検出器とつづく。ATLAS 検出器は、LHC の高いルミノシティにおいても、電子、光子、ミューオン、ジェット、消失横エネルギーなどの信号を高速かつ正確に処理できるように設計されている。ATLAS 検出器における座標系は、ビーム軸を  $z$  軸に取り、これに垂直な方向を  $r$  方向、ビーム軸周りを周回する方向に  $\phi$  方向を取った円筒座標系を採用する。また、衝突点から引いた線とビーム軸のなす角を  $\theta$  とし、擬ラピディティ(pseudorapidity) $\eta$  を

$$\eta \simeq -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2)$$

と定義し、これを用いる。

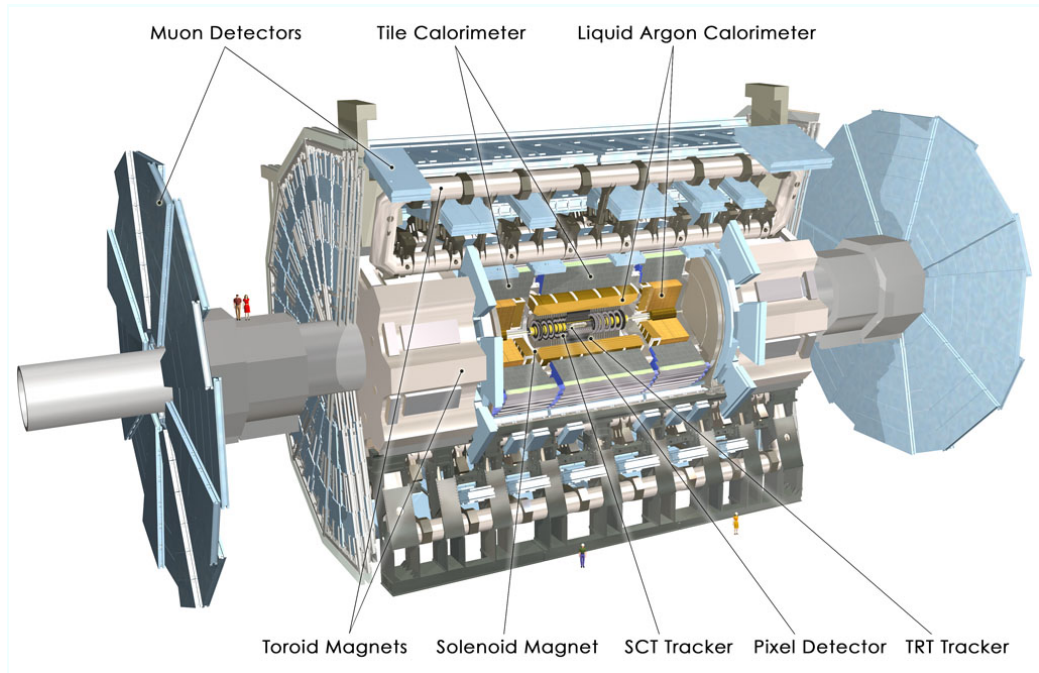


図 2.5: ATLAS 測定器

ATLAS 検出器は円筒型をしており、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する領域 ( $|\eta| < 1$ )、エンドキャップと呼ばれる円筒の底面に相当する部分 ( $|\eta| > 1$ ) に分けられる。さらに、エンドキャップは円筒の底面の円の中心 (ビームパイプ) 付近より外側 ( $1 < |\eta| < 1.9$ ) の領域をエンドキャップ、円の中心付近 ( $|\eta| > 1.9$ ) をフォワードと分けて呼ぶ事もある。

### 2.2.1 内部飛跡検出器

荷電粒子のトラッキングを行う内部飛跡検出器は衝突点に最も近い位置に設置され、中央ソレノイドの約 2T の磁場によって運動量の測定を行う。中央飛跡検出器は、次の検出器から構成される。

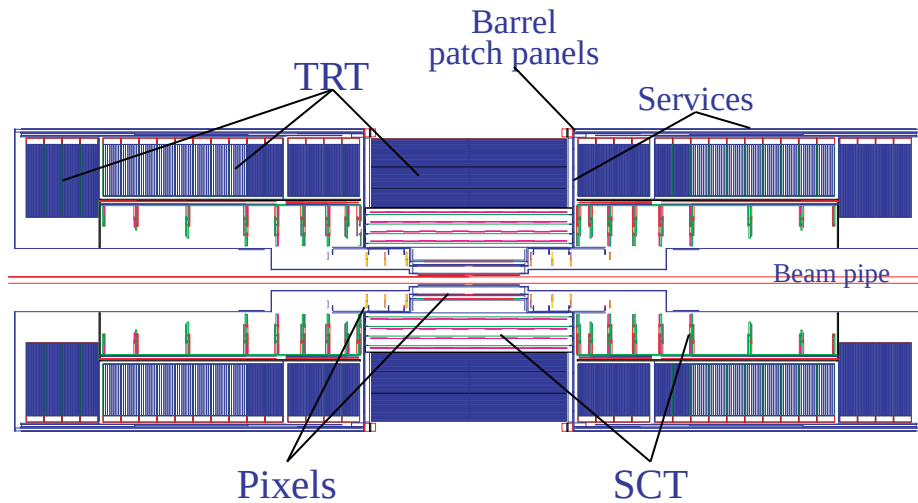


図 2.6: 内部飛跡検出器

- **Pixel Detector**

最内層にある半導体検出器で高い位置分解能を持つ。1 ピクセルが  $50\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$  のシリコン検出器である。ビームの衝突点から一番近い位置にある検出器のため、ピクセル型にすることで占有率を下げている。位置分解能は測定間隔を  $D$  として

$$\sigma = \frac{D}{\sqrt{12}} \quad (2.3)$$

である。

- **SCT (SemiConductor Tracker)**

シリコンマイクロストリップと称される、細長い有感領域を平行に並べた半導体検出器である。ストリップ間隔は  $80\mu\text{m}$  である。縦横 6 ～ 7cm のシリコンウエハーが円筒状に敷き詰められ、2 層を互いに  $40\text{mrad}$  傾けることで 2 次元の位置検出を可能にしている。

- **TRT (Transition Radiation Tracker)** 半径 4mm のストローチューブ検出器を 36 層積層することで構成されている。位置分解能は  $200\mu\text{m}$  で、連続的な飛跡の再構成し、電子の識別が出来る。

内部飛跡検出器は  $|\eta| < 2.5$  の領域で、荷電粒子の飛跡の再構成や横運動量  $P_T$  の測定を行う。従って、電子やミュオン、 $b$ -ジェットの区別は  $|\eta| < 2.5$  のものしか出来ない。

## 2.2.2 カロリメータ

カロリメータの主な役割は、電子や光子、ジェットの識別、位置測定、エネルギー測定である。ATLAS 検出器では、超伝導ソレノイドの外側に電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータが配置され、広い  $|\eta|$  領域をカバーする。

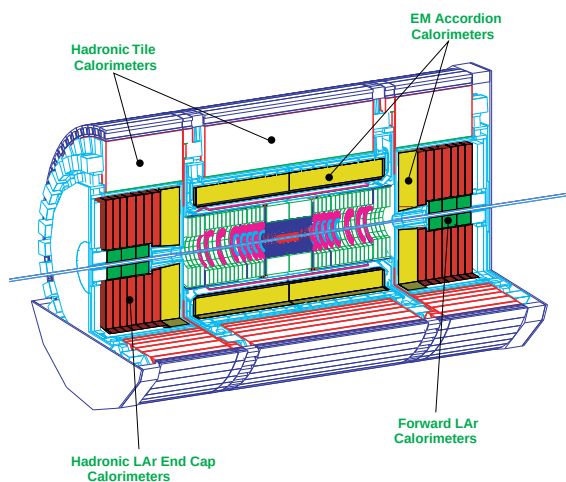


図 2.7: ATLAS のカロリメータの構造

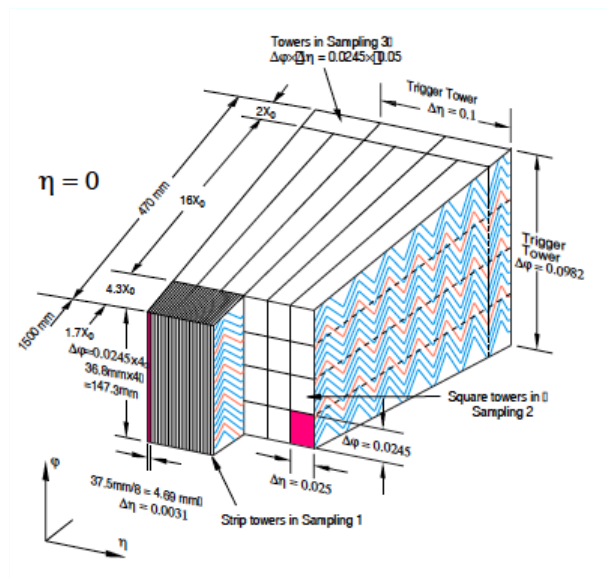


図 2.8: 電磁カロリメータの構造

### 2.2.2.1 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、アコーディオン構造の鉛の吸収体と液体アルゴンから構成されており、3層構造になっている (図 2.8)。超伝導ソレノイドマグネットの外側に設置されており、バレル/エンドキャップ領域をカバーし、電子と光子の測定に用いられる。物質量は電磁シャワーのエネルギーを全て吸収するのに十分な  $20X_0$ <sup>4</sup> 程度である。エネルギー分解能は

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (E \text{ は GeV 単位}) \quad (2.5)$$

で、第1項は電子の数  $N$  をエネルギー  $E$  に換算したときの統計的な揺らぎ、第2項は calibration 精度や温度の揺らぎによる定数項である。例えば、 $E = 100\text{GeV}$  の時は約 1% の精度でエネルギーの測定が可能である。

<sup>4</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出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

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (2.4)$$

で与える。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  $1/e$  まで減る距離で物質に依存する。

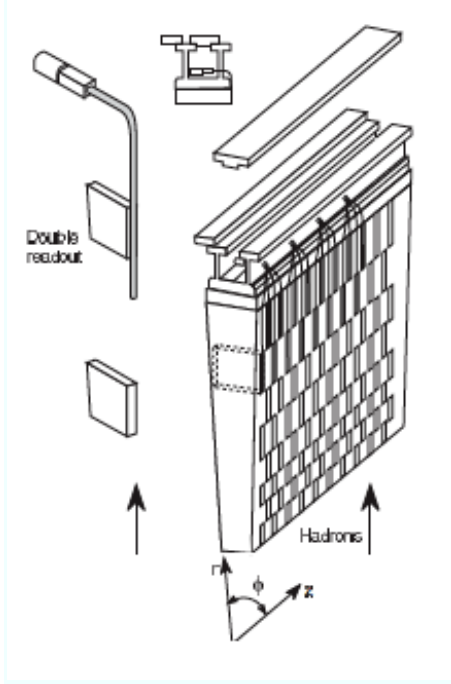


図 2.9: ハドロンカロリメータ (タイルカロリメータ)

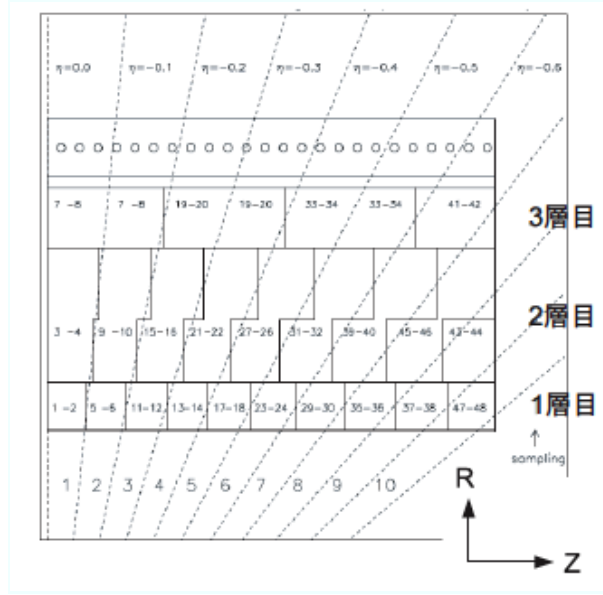


図 2.10: タイルカロリメータの構造

### 2.2.2.2 ハドロンカロリメータ

バレル部分は鉄の吸収体とタイル状のシンチレータから成るタイルカロリメータが用いられる (図 2.9)。タイルカロリメータは図 2.10 に示すような 3 層構造になっている。

エンドキャップ部分 (図 2.7 の赤部分) は、銅の吸収体と液体アルゴンから成るカロリメータが用いられ、フォワード部分 (図 2.7 の緑部分) は銅とタングステンの吸収体と液体アルゴンから成るカロリメータを用いられている。ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外側に設置されており、ハドロンの同定、エネルギー測定、ジェットの再構成などを行う。物質量はバレル部で  $11\lambda$ 、エンドキャップ部で  $14\lambda$ <sup>5</sup> 以上である。エネルギー分解能は

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% \quad (\text{Barrel}) \quad (2.6)$$

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{62.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% \quad (\text{Endcap}) \quad (2.7)$$

である。例えば、 $E = 100\text{GeV}$  のときは、約 5% の分解能である。

<sup>5</sup> $\lambda$  は衝突長 (interaction length) であり、強い相互作用する粒子が原子核に衝突するまでの平均自由行程のこと。



### 2.2.3 超伝導空芯トロイドマグネット

ミュオン検出器のあるカロリメータの外層の部分では、8個の超伝導コイルをビーム軸回りに対称に配置し、トロイダル磁場を形成する。この磁場でミュオンの軌道を曲げる事により運動量の測定・選別を行う。多重散乱を抑えるために空芯になっている。図 2.12 はビーム軸に垂直な断面での磁力線を表したグラフである。このような磁場により  $\theta$  方向にミュオンの軌道が曲げられる。トロイダル磁場は完全ではなく、 $\phi$  方向成分も持ち、ミュオンは  $\phi$  方向にも少し曲げられる。磁場による  $\theta$  方向の曲がり具合でミュオンの運動量を測定するが、精密測定には  $\phi$  方向の曲がりも考慮する必要がある。

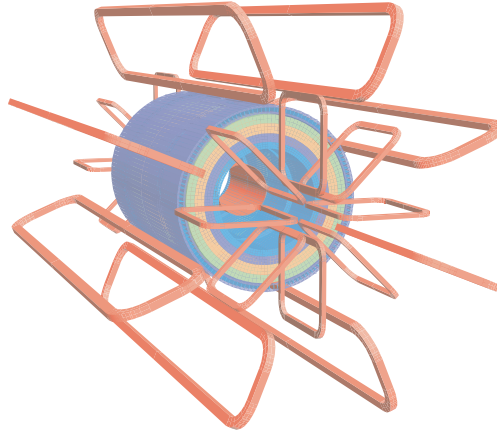


図 2.11: 超伝導空芯トロイドマグネットの配置

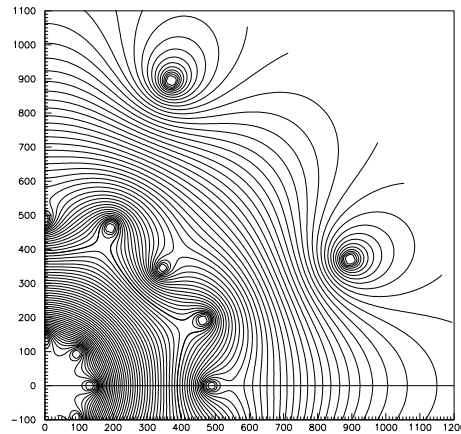


図 2.12: エンドキャプトロイドの中央 ( $z=1050\text{cm}$ ) におけるトロイダル磁場 (磁力線)

### 2.2.4 ミューオン検出器

衝突点で生成したミュオンは、他の粒子に比べ透過性が高いため (図 2.13), ミューオン検出器は、図 2.14 に示すように ATLAS 検出器の最も外側に配置される. ATLAS 検出器に設置されるミュオン検出器には、運動量の精密測定のための MDT, CSC, トリガー信号生成のための RPC, TGC が用いられる.

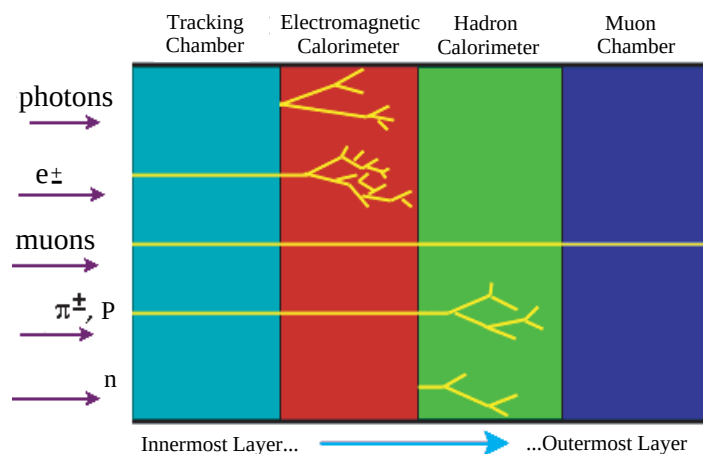


図 2.13: 粒子の透過性の違い

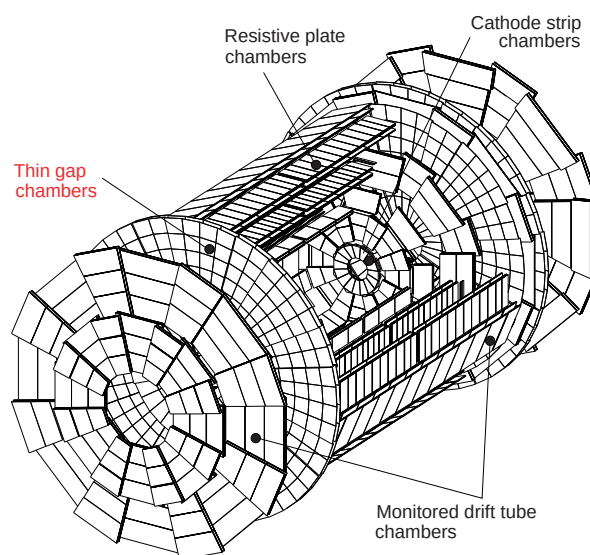


図 2.14: ミューオン検出器

### 2.2.4.1 MDT (Monitored Drift Tube)

MDT は図 2.15 に示すように、直径 30mm のドリフトチューブを俵積みにし、フレームに固定した構造をしている。Ar : N<sub>2</sub> : CH<sub>4</sub> = 91 : 4 : 5 で混合されたガスが 3 気圧で用いられ、印加電圧は 3270V で動作する。最大ドリフト時間は 500ns、位置分解能は 80 $\mu$ m である。MDT は  $|\eta| < 2$  のバレル・エンドキャップ部分に配置される。

| Parameter | Design Value                  |
|-----------|-------------------------------|
| 混合ガス      | Ar : CO <sub>2</sub> = 97 : 3 |
| ガス圧       | 3bar(絶対圧)                     |
| 印加電圧      | 3270V                         |
| 位置分解能     | 80 $\mu$ m                    |

表 2.2: MDT の各種パラメータ

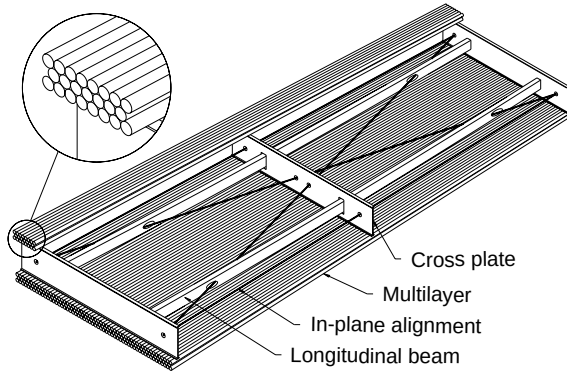


図 2.15: Monitored Drift Tube

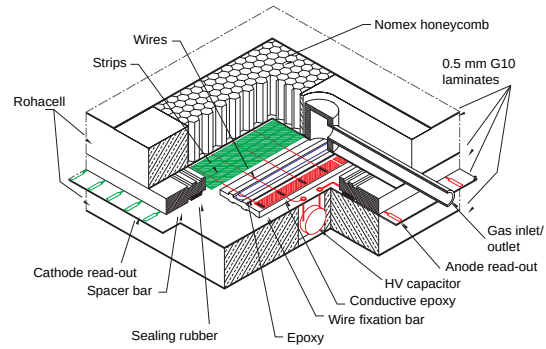


図 2.16: Cathode Strip Chamber

### 2.2.4.2 CSC (Cathode Strip Chamber)

CSC は図 2.16 の構造をした、Cathode 読み出しの MWPC である。Ar : CO<sub>2</sub> : CF<sub>4</sub> = 30 : 50 : 20 で混合されたガスが用いられ、印加電圧は 2600V で動作し、位置分解能は 60 $\mu$ m、ドリフト時間は 30ns 以下である。CSC はバックグラウンドとしてミューオン測定妨げになる中性子への感度が  $10^{-4}$  未満と小さく、 $\gamma$  線に対する感度も 1% 程度となっている。そのため、最も放射線強度の高い超前方 ( $|\eta| > 2$ ) に設置される。

| Parameter        | Value                                                 |
|------------------|-------------------------------------------------------|
| ワイヤー間隔           | 2.54mm                                                |
| Anode-Cathode 間隔 | 2.54mm                                                |
| 印加電圧             | 2600V                                                 |
| 混合ガス             | Ar : CO <sub>2</sub> : CF <sub>4</sub> = 30 : 50 : 20 |
| ガスゲイン            | $4 \times 10^4$                                       |

表 2.3: CSC の各種パラメータ

### 2.2.4.3 RPC (Resistive Plate Chamber)

RPC は  $|\eta| < 1$  のバレル部をカバーするトリガー用検出器である。RPC の特徴は、アノードにもワイヤーを用いないガスチェンバーであることである。2 枚の並行する Bakelite 板の間のガス





#### 2.2.4.4 TGC (Thin Gap Chamber)

TGC は、 $2.4 < |\eta| < 1.05$  のエンドキャップ部分に設置されるトリガー用検出器である。TGC の構造は MWPC(MultiWire Propotional Chamber) で、Anode Wire と Cathode Strip のシグナルを読み出すことにより、2次元の位置測定が可能である。

| Parameter        | Value                                   |
|------------------|-----------------------------------------|
| Anode-Cathode 間隔 | 1.4mm                                   |
| Wire-Wire 間隔     | 1.8mm                                   |
| 印加電圧             | 3000V                                   |
| 混合ガス             | CO <sub>2</sub> : n - Pentane = 55 : 45 |
| ガス増幅率            | $10^6$                                  |
| 位置分解能            | $\sim 1\text{cm}$                       |
| 時間分解能            | 25ns のゲート幅に対して 99%の検出効率                 |

表 2.5: TGC の各種パラメータ

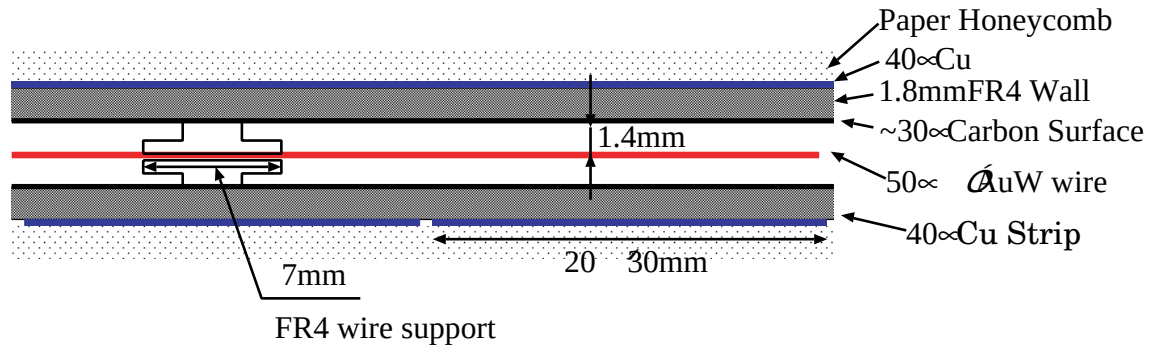


図 2.18: Thin Gap Chamber

#### 2.2.4.5 ミューオン検出器の横運動量分解能

図 2.19 の  $R$ - $Z$  断面図にあるように 3 つのミューオン検出器は 3 層に重ねられて設置されている。超伝導空芯トロダル磁ネットがバレル部分 (図中の赤線の四角)、エンドキャップ部分 (図の下側中央の青線の四角) に検出器に囲まれるように設置されている。それぞれが作る、 $\phi$  方向のトロイダル磁場によりミューオンは  $R$ - $Z$  平面内で曲げられ、その曲率を 3 層の検出器で測定することでミューオンの横運動量  $P_T$  を再構成する。

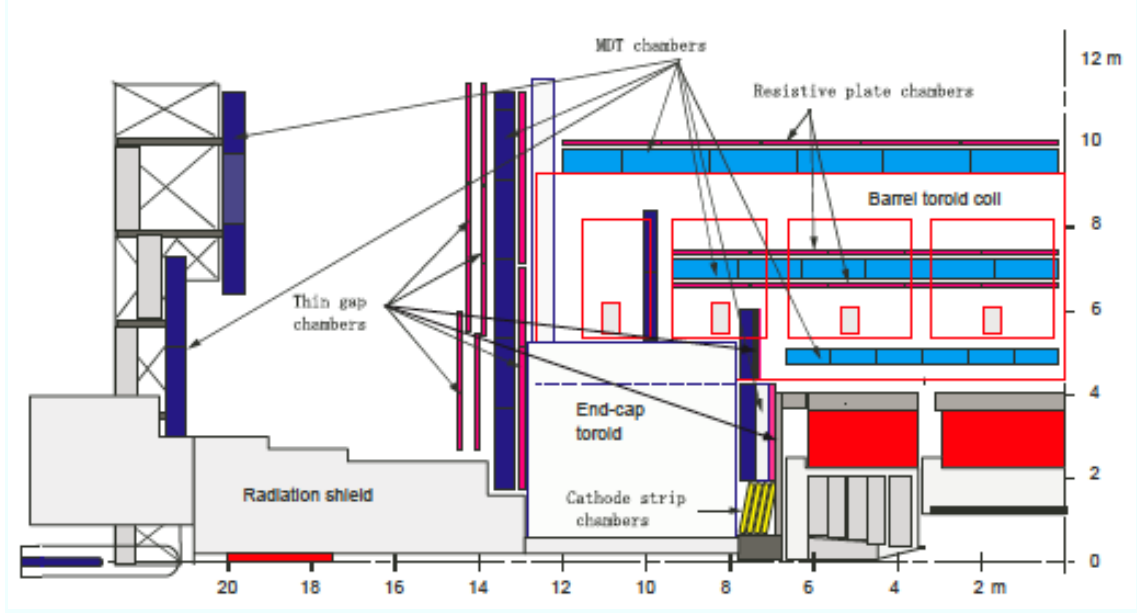


図 2.19: ミューオン検出器 (R-Z 断面)

ミューオンの横運動量の測定は MDT のサジッタ  $s$  を用いて行われる．磁場中を運動する荷電粒子の横運動量は

$$P_T[\text{GeV}/c] = 0.3B\rho[\text{T} \cdot \text{m}] \quad (2.8)$$

と書ける．ここで磁場を  $B[\text{T}]$ ，曲率半径を  $\rho[\text{m}]$  とした．図 2.20 から，

$$\frac{L}{2\rho} = \sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2} \rightarrow \theta \approx \frac{0.3L \cdot B}{P_T} \quad (2.9)$$

サジッタ  $s$  は

$$s = \rho(1 - \cos \theta/2) \approx \rho \frac{\theta^2}{8} \approx \frac{0.3}{8} \frac{L^2 \cdot B}{P_T} \quad (2.10)$$

$$= x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2} \quad (2.11)$$

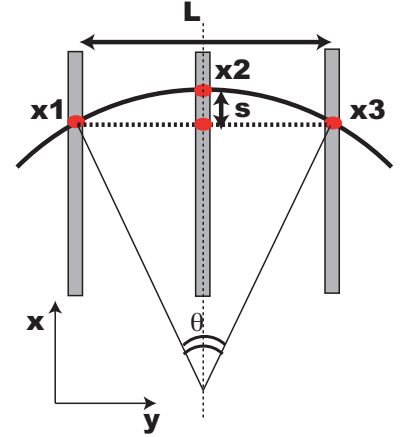


図 2.20: サジッタの測定

サジッタ  $s$  は横運動量  $P_T$  の逆数に比例することが分かる．従って，横運動量の分解能は

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma(x) \frac{8P_T}{0.3BL^2} \quad (2.12)$$

より一般的に，測定位置箇所が  $N(\geq 3)$  で多重散乱を考慮した場合，

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \frac{3}{2} \sigma(x) \frac{P_T}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720(N-1)^3}{(N-2)N(N+1)(N+2)}} \oplus \frac{0.045}{B\sqrt{LX_0}} \quad (2.13)$$

となる．第 2 項が多重散乱による寄与で，横運動量に依存しない．MDT の場合， $N = 3[\text{m}]$ ， $L = 6[\text{m}]$ ， $\sigma(x) = 60[\mu\text{m}]$  であり， $P_T = 100[\text{GeV}]$ ， $BL = 4[\text{Tm}]$  とした時， $\sigma_{P_T}/P_T = 0.82\%$  の分解能が得られる．

## 2.3 トリガーシステム

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陽子陽子衝突率は 1GHz に上る. この膨大なイベントの中から目的とす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. ATLAS 実験の最終的なイベントレートは 100Hz に抑える必要がある. このレートを達成するために 3 段階のトリガーシステムが採用されている. ATLAS 実験におけるトリガースキームを図 2.21 に示す. LVL1(レベル 1), LVL2(レベル 2), EF(イベントフィルター) の 3 段階のトリガーシステムでは各段階で興味あるイベントを選別し, 段階的にレートを落とす.

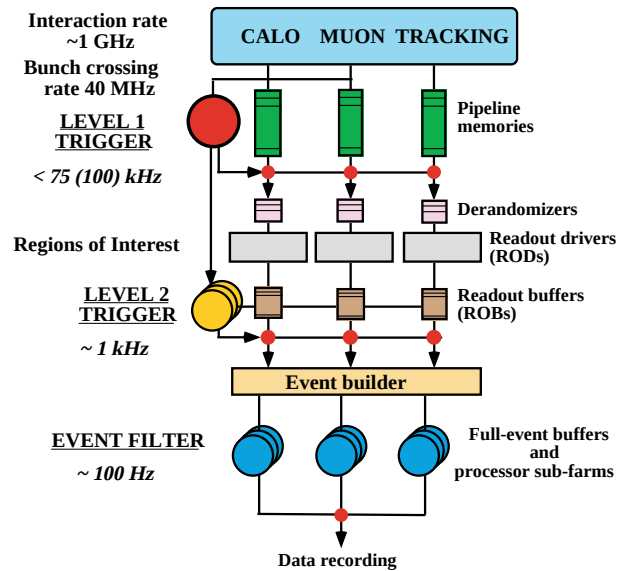


図 2.21: ATLAS 検出器のトリガーシステム

### ● LVL1 トリガーシステム

カロリメータとミュー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の最大値は 75kHz である.

### ● LVL2 トリガーシステム

カロリメータ, ミューオンシステム, 内部検出器の RoI における完全な位置情報を基に, トリガー判定を行う. 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.

### ● 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とおり Event Filter に送られる. EF では各検出器の完全な位置情報, トリガー条件を基に最終的な判定がなされる. 1 イベントの処理時間は約 1s である.

## 第3章 Event Simulation

ATLAS 実験はまだ開始されていないので、シミュレーションによる超対称性粒子の研究を行った。この章では、シミュレーションの概要について説明する。

### 3.1 Event Simulation

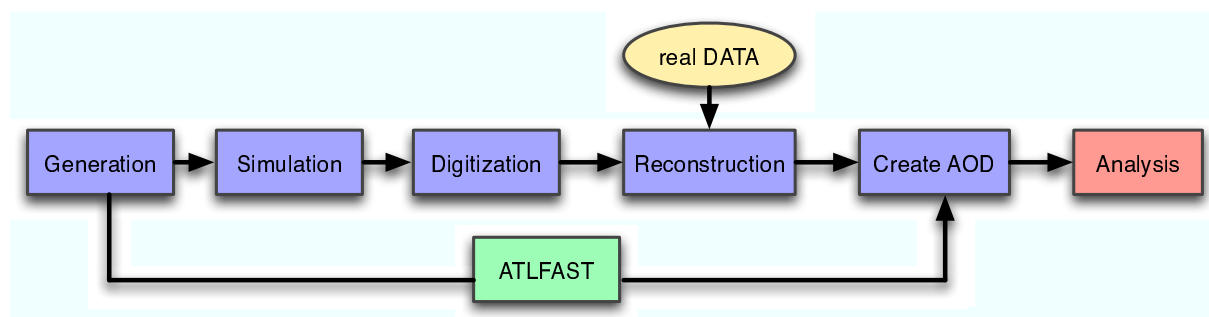


図 3.1: Full Simulation と Fast Simulation の流れ

実験開始とともに手に入る実データには、ATLAS 検出器で測定された終状態の粒子、すなわちジェットやレプトンなどの検出器情報（飛跡、エネルギー等）が保存されている。それらから終状態の粒子の運動量や質量を再構成して、陽子同士が衝突する点（以下、衝突点と呼ぶ）でどのような粒子が生成されたかを推測する。

このように生成された粒子とその検出器情報との対応関係を得るため、ある事象の終状態の粒子に対して、実際の事象からのデータと同等の形式として得られるようシミュレートする。図 3.1 に、コンピュータシミュレーションによる物理事象の生成から実データを作るまでの行程を示した。

- **Event Generation (散乱過程のシミュレーション)**

特定の物理事象 (Higgs, SUSY 等) を生成するいわゆるイベントジェネレータを用いて、衝突点での粒子の 4 元運動量を生成する。この論文では、ジェネレータとして Herwig を用いた。

- **Simulation (検出器中での粒子の相互作用のシミュレーション)**

Geant4 を用いて、ジェネレータで生成された粒子が ATLAS 検出器の各部分に落とすエネルギーを計算する。

- **Digitization (検出器応答のシミュレーション)**

上記の ATLAS 検出器に落とされたエネルギーから、実際に ATLAS 検出器がどのような信号で応答するかをシミュレートし、Digits と呼ばれるファイルにそれを保存する。

- **Reconstruction**

前行程で作られた検出器からの情報 (Digits), あるいは ATLAS 実験が開始されたときは実データから、ジェットや電子などの object の飛跡や検出器に落としたエネルギーを再構成

(reconstruct) し、両者を合わせて ESD(Event Summary Data) と呼ばれるファイルに保存する。

- **Create AOD**

ESD から物理解析で必要最低限の情報 (粒子の運動量やエネルギー) だけを取り出し、AOD(Analysis Object Data) ファイルに保存する。

- **Analysis (事象の解析)**

データ解析する者それぞれが目的に応じて AOD から必要なデータを取り出して解析を行う。

Full Simulation は、イベントジェネレータにより衝突点での粒子の 4 元運動量を生成した後、図 3.1 に示す Simulation, Digitization, Reconstruction の 3 つの行程を全て行うことで、粒子の検出器からの応答をシミュレーションして、実験本番にできるだけ近いデータを AOD ファイルに保存する。Full Simulation はより実験本番に近い環境での物理事象のデータを得ることが出来るが、行うシミュレーションの行程が多いので、その分時間がかかる。

それに対して、Fast Simulation は短時間で目的とする物理事象の信号とバックグラウンドの見積もりを行いたいときに有用な方法である。イベントジェネレータで生成された衝突点の粒子の 4 元運動量の情報を、途中の Full Simulation で行う検出器シミュレーションを行わない代わりに、ATLFAST と呼ばれるパッケージを用いて AOD ファイルを出力する。ATLFAST は、検出器からの粒子の応答を全てパラメータ化することで簡素化してシミュレートして、イベントを再構成する。Fast Simulation は ATLAS 検出器の応答を簡素化する代わりに、各検出器での粒子の運動量などの分解能はある程度犠牲にするので、分布の細かい違いを比較するなどの詳細な解析には向かない。以下にイベントの生成から AOD ファイルの出力までの各工程の概要を述べる。

## 3.2 ATLFAST におけるイベントの再構成

### 3.2.1 カロリメータのシミュレーションと Cluster の再構成

ほとんどの粒子はカロリメータにエネルギーを落とす。イベントジェネレータで生成された衝突点での粒子が、カロリメータに落とすエネルギーをシミュレートするために、カロリメータ領域の  $\eta \times \phi$  平面上を "Cell" と呼ばれる領域に分割する。Cell の細かさはカロリメータの場所により異なり、ATLFAST では次のように設定される。

- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1 \quad (|\eta| < 3)$
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2 \quad (|\eta| > 3)$

このように分割された各 Cell に粒子 (但し、ニュートリノ、ミューオン、LSP は除く) が、どのようにエネルギーを落とすかを Geant4 のシミュレーション結果を用いてパラメータ化して、シミュレートしたものをその Cell のエネルギーとする。

カロリメータの全ての Cell には測定する粒子の横エネルギーが  $E_T > 1.5\text{GeV}$  と閾値が設定されており、この閾値を超えた Cell を Cluster の候補とする。Cluster とは 1 個 (または、それ以上) の粒子に対応する、カロリメータの複数の隣接した Cell をまとめたものである。Cluster の候補となった Cell を中心とした  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$  の円を作り、その円内にある Cell のエネルギーを全て足し合わせる。そして、 $\sum_{\text{cluster}} E_T > 10\text{GeV}$  であれば Cluster と見なす (Cluster の再構成)。

### 3.2.2 電子, ミューオン, 光子の再構成

カロリメータでエネルギーを落とした粒子の種類は, 再構成した Cluster と粒子の飛跡とのマッチングを取ることで同定される. 例えば, 電子の Cluster を飛跡のマッチングをとることで決めたとき, その Cluster の周辺に別の Cluster が多数存在すれば, 電子はジェットの一部と考えられ, むしろこのような場合はジェットと認識するのが自然である. 従って, 電子/ミューオン/光子がそれら自身と認識されるためには, それらの飛跡でマッチングを取った Cluster が他の Cluster から「孤立」していなければならない. ATLFAST では, 再構成した Cluster から以下に示す条件を課して, 孤立した電子/ミューオン/光子を再構成する.

- 電子, 光子の場合

まず, イベントに含まれる電子 (光子) で, 電子の場合は  $P_T > 5\text{GeV} (|\eta| < 2.5)$ , 光子の場合は  $P_T > 10\text{GeV} (|\eta| < 2.5)$  を満たすものだけを選別する. 電子 (光子) は電磁カロリメータでエネルギーを落とすが, ジェットとは異なり狭い範囲にエネルギーを集中的に落とすので, 選別した電子 (光子) の飛跡とのマッチングで決めた Cluster の大きさが  $\Delta R_{\text{cluster}} < 0.1$  を課す. その上で, 電子 (光子) が孤立したものか次の条件を課して判別する.

- 他の Cluster と電子 (光子) の Cluster との距離が  $\Delta R > 0.4$  と離れていること.
- $\Delta R = 0.4$  の円内で, 電子 (光子) 周辺の  $\Delta R = 0.2$  内のエネルギーが  $E_T < 10\text{GeV}$  であること.

- ミューオンの場合

電子 (光子) の場合とほぼ同様で, まずイベントに含まれる  $P_T > 6\text{GeV} (|\eta| < 2.5)$  のミューオンだけを選別する. そして, 電子 (光子) の場合と同じ条件を課して孤立したミューオンであるか判別する.

### 3.2.3 ジェットの再構成

再構成した Cluster のうち, 孤立したレプトン, 光子の Cluster を除いたもので, 横運動量が  $E_T > 15\text{GeV}$  の Cluster をジェットとして再構成する. 再構成されたジェットには,  $b, c$ -ジェット,  $\tau$ -ジェットも含まれる.  $b, c$ -ジェットの同定は, 再構成されたジェットの周辺  $\Delta R < 0.2$  の領域に  $P_T > 5\text{GeV}$  の  $b, c$  クォークを  $|\eta| < 2.5$  の範囲で見つけることで行われる. 一方,  $\tau$ -ジェットの同定に関しては, 再構成されたジェットの  $P_T^{\text{jet}}$  と  $\tau$  のハドロン崩壊の生成物の  $P_T^{\tau\text{-had}}$  に,  $P_T^{\tau\text{-had}}/P_T^{\text{jet}} > 0.9$  が成立している事を課して, ジェットがほぼ  $\tau$ -ジェットであることに間違いのないものに対して, その周辺  $\Delta R < 0.3$  の領域に  $P_T > 10\text{GeV}$  の  $\tau$  を  $|\eta| < 2.5$  の範囲であるものを  $\tau$  の崩壊によって生じたジェットとする<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>シミュレーションでは, イベントジェネレータで生成された粒子が分かっているので, ここで示す方法で  $b, c$ -ジェットや  $\tau$ -ジェットの同定を行う. しかし, 実データによる同定の仕方は異なる. 例えば,  $b$ -ジェットの場合,  $b$  クォークの寿命は他のクォークよりも比較的長いので, パーテックスを用いて同定する.  $\tau$ -ジェットの場合は, 他のジェットと比べて細いジェットであることと, 粒子が奇数個存在することを課して  $\tau$ -ジェットの同定を行う.

### 3.2.4 消失横エネルギー

ATLFAST で、消失横エネルギーはジェットやレプトン等のオブジェクトの横運動量から計算される。ジェット ( $b, c$ -ジェットを含む)、孤立したレプトン、光子、Cluster の再構成に使用されていない横エネルギーが落とされた Cell のオブジェクト全ての横運動量を足し合わせる。

$$\mathbf{P}_{x,y}^{\text{obj}} = \sum \mathbf{P}_{x,y}^{\text{jets}} + \sum \mathbf{P}_{x,y}^{\text{unused}} + \sum \mathbf{P}_{x,y}^{e,\mu,\gamma} \quad (3.1)$$

横方向の運動量はゼロで保存されているはずだが、ニュートリノやニュートラリーノの中性で弱い相互作用しかしない粒子は検出器に何も痕跡を残さず運動量を持ち去るので、終状態の粒子やジェットの横運動量の和を考えると、ゼロにはならない。このとき、ゼロからの差分が横消失運動量 (横消失エネルギー) となる。

$$\mathbf{P}_T = -(\mathbf{P}_x^{\text{obj}} + \mathbf{P}_y^{\text{obj}}) \quad (3.2)$$

$$\cancel{E}_T = |\mathbf{P}_T| \quad (3.3)$$



## 第4章 ATLAS 実験で期待される物理

この章では、ATLAS 実験で発見が期待される物理のうち主なものである、標準模型における Higgs 粒子と超対称性粒子について述べる。

### 4.1 標準模型における Higgs 粒子

標準模型ではゲージ対称性が成立するとされるが、そのためには、ゲージ粒子の質量がゼロであることが要請される。しかし、弱い相互作用のゲージ粒子である  $W$  粒子と  $Z$  粒子は、それぞれ  $M_W \simeq 80\text{GeV}/c^2$ ,  $M_Z \simeq 91\text{GeV}/c^2$  と質量を持つことが実験からわかっている。

この問題は、Higgs 場と呼ばれる対称性が自発的に破れたスカラー場を導入し、 $W$  粒子と  $Z$  粒子は Higgs 場と相互作用することで質量を獲得する、と考えられて理論的には解決された。クォークやレプトンも Higgs 場と相互作用することで質量を獲得する。この Higgs 場で素粒子が質量を獲得する仕組みを、Higgs 機構 (Higgs Mechanism) と呼ばれている。Higgs 機構によると、スピンの 0 のスカラー粒子の存在を予言する。それが、Higgs 粒子である。Higgs 粒子を発見することは、万物の質量の起源を解明する事に繋がる。

Higgs 粒子自身も質量を持ち、その値は標準模型から決めることは出来ないが、理論的な制約から 1TeV 以下とされている。標準模型を信じれば上限は更に下がり、200GeV 以下とされる。また、LEP 等のこれまでの実験結果から下限は 114GeV とされている。ATLAS 実験では、114GeV から約 1TeV までの範囲で標準模型の Higgs 粒子の探査が可能である。

#### 4.1.1 Higgs 粒子の生成過程

質量の大きい粒子ほど Higgs 場と強く相互作用する為、LHC での生成過程は図 4.1 に示す 4 つがメインとなると考えられる。

- $gg \rightarrow H^0$  (グルーオン融合)

グルーオンの質量はゼロであるため、図 4.1 の (a) に示すように中間状態に top クォークや bottom クォークのループ経由で Higgs 粒子が生成される過程である。陽子のグルーオンのパートン分布関数 (Parton Distribution Function:PDF) は運動量が小さな領域で大きいので、図 4.2 に示すように Higgs 粒子の質量が小さな領域では、生成断面積は大きく、運動量が大きい領域では急激に小さくなる。Higgs 粒子の質量が大きい領域では、それに伴い生成断面積も落ちる。それでも、予想される Higgs 粒子の質量全領域において、この過程の生成断面積が一番大きい。

- $qq \rightarrow qqH^0$  (ベクトルボゾン融合)

2つのクォークから放出されたゲージボゾンから Higgs 粒子が生成される過程。生成断面積も比較的大きい。また、クォークの持つ運動量がグルーオンよりも大きいので、Higgs 粒子

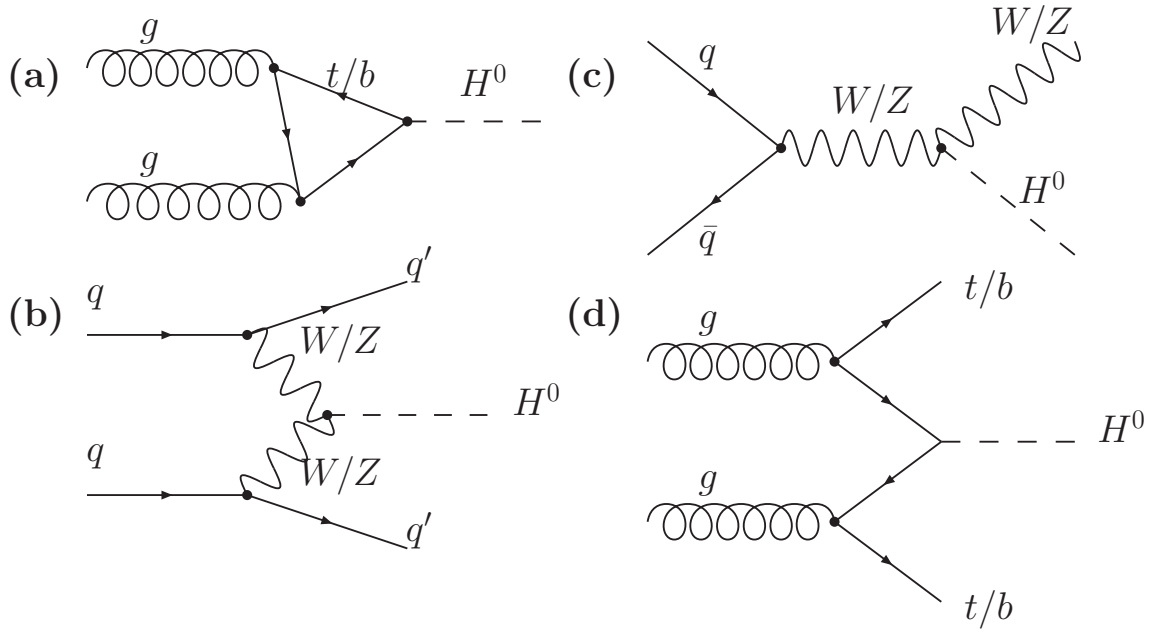


図 4.1: LHC における標準模型の Higgs 粒子の生成過程. (a) グルーオン融合, (b) ベクトルボゾン融合, (c)  $W/Z$  随伴生成, (d)  $t/b$  随伴生成

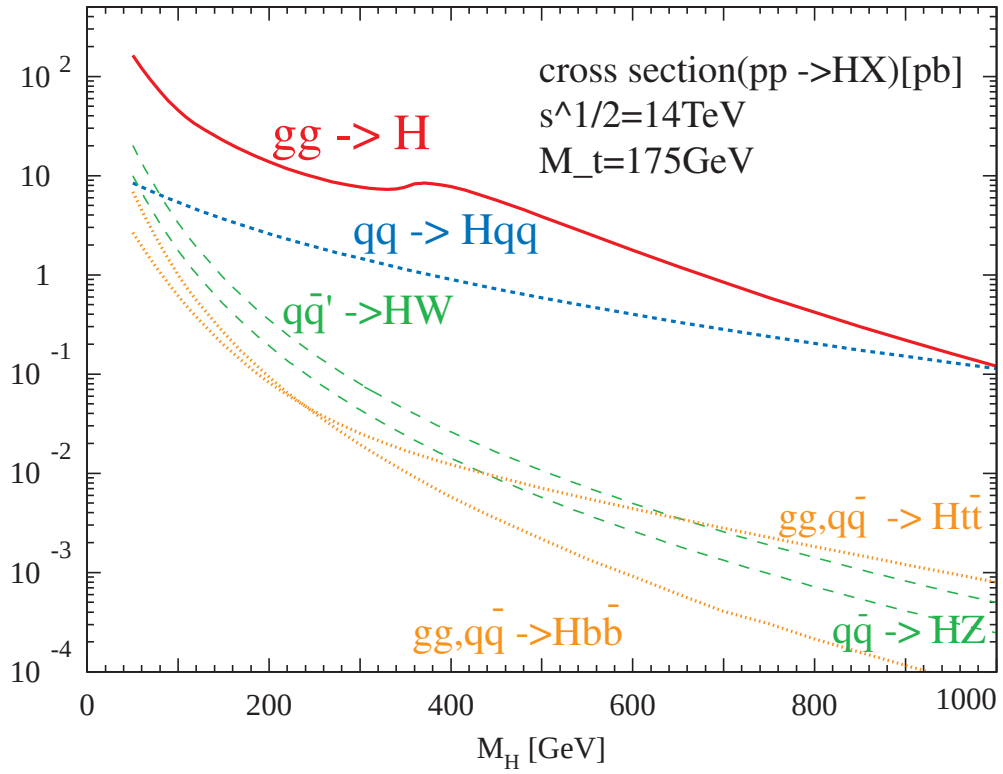


図 4.2: Higgs 粒子の生成断面積

の質量が大きい領域でも、生成断面積はグルーオン融合のように急激に落ちない。散乱角前方にクォークからのジェットが観測される特徴を持つ。

- $qq \rightarrow (W/Z)H^0$  ( $W/Z$  随伴生成)

クォークの対消滅で生成されたゲージボゾンから、Higgs 粒子が放出される過程 (ゲージボゾンが Higgs 場と相互作用し質量を得る過程) で、特徴としては終状態にゲージボゾンが観測される。

- $gg \rightarrow (t\bar{t}/b\bar{b})H^0$  ( $t/b$  随伴生成)

それぞれのグルーオンから対生成で生成された、top/bottom クォークの対が対消滅し Higgs 粒子が生成される過程で、終状態に top/bottom によるジェットを伴う。湯川結合  $f\bar{f}H^0$  の情報を含む。

#### 4.1.2 Higgs 粒子の崩壊過程

Higgs 粒子の崩壊過程は Higgs 粒子の質量  $M_H$  に依存しており、様々なモードがある。図 4.3 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。以下では、Higgs 粒子の質量別に崩壊過程の説明をする。

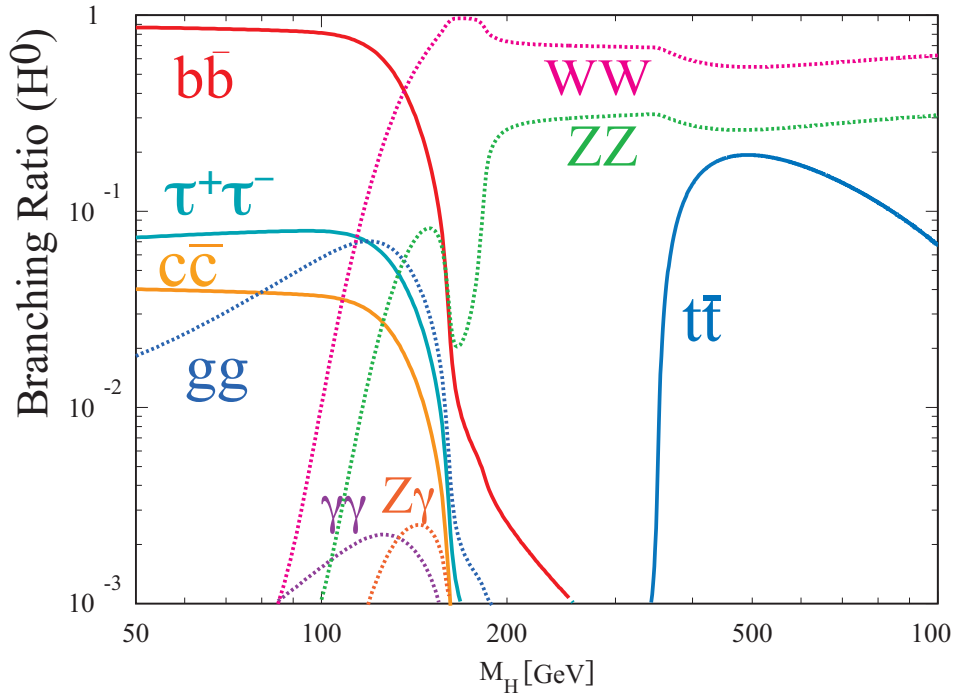


図 4.3: Higgs 粒子の崩壊分岐比

- $114\text{GeV} < M_H < 130\text{GeV}$

この質量領域では、図 4.3 から Higgs 粒子の主な崩壊過程は  $b\bar{b}, \tau^+\tau^-, c\bar{c}$  である。しかし、これらについては陽子-陽子非弾性散乱の QCD バックグラウンドが非常に大きいため、測定が難しい。そのため、崩壊分岐比は  $10^{-3}$  と小さいが

$$\boxed{H^0 \rightarrow \gamma\gamma} \quad (4.1)$$

の崩壊過程が主な探索チャンネルである。ここで、光子は質量がゼロで Higgs 粒子と結合出来ないで、top や bottom,  $W$  粒子のループを介することで光子を放出する。この測定では、エネルギー・角度分解能に優れた電磁カロリメータが必要となる<sup>1</sup>。

- $130\text{GeV} < M_H < 2M_Z$

$$\boxed{H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-} \quad (4.2)$$

この質量領域では、 $W$  粒子や  $Z$  粒子の質量を超えるので、 $WW^*, ZZ^*$  の崩壊モードが始まる。主なバックグラウンドとして

$$pp \rightarrow ZZ^*/Z\gamma^* \rightarrow 4\text{leptons} \quad (4.3)$$

があるが、一つのレプトン対の横運動量  $p_T$  に制限をつけ、もう一つのレプトン対の不変質量に対して制約をつけることで、これらのバックグラウンドを落とす事が出来る。

- $2M_Z < M_H < 700\text{GeV}$

$$\boxed{H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-} \quad (4.4)$$

この崩壊モードは、"Gold Plated Channel" と呼ばれ、崩壊分岐比が大きく、2 組のレプトン対それぞれに不変質量を組み  $M_{ll} \sim M_Z$  を課すことで、事象の取捨選択が有効であるため、最も信頼性の高いモードである。また、信号も比較的綺麗である。 $M_H = 200\text{GeV}$  としたとき、高ルミノシティで 1 年間の Run( $100\text{fb}^{-1}$ ) で 100 イベント程度期待される。

- $700\text{GeV} < M_H < 1\text{TeV}$

$$\boxed{H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu, H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj} \quad (4.5)$$

この質量領域では、Higgs 粒子の崩壊分岐比が 4lepton モードと比べて、 $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$  は約 20 倍、 $H^0 \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  は約 150 倍大きく、これらのモードで統計量を稼ぐ必要がある。バックグラウンドとの区別をつける為に、Higgs 粒子がベクトルボゾン融合で生成された場合を考え、散乱角前方のクォークによる 2 つのジェットをタグすることで、バックグラウンドを落とす。

<sup>1</sup>ATLAS 検出器と同じで汎用実験を行う CMS 検出器の電磁カロリメータには、エネルギー分解能に優れた  $\text{PbWO}_4$  クリスタルを用いており、 $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$  での Higgs 粒子探索に威力を発揮する。

### 4.1.3 ATLAS 測定器での Higgs 粒子の発見能力

LHC を高ルミノシティ ( $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ ) で約 1 年間運転した時, ATLAS 測定器において Higgs 粒子が発見される能力を図 4.4 に示す. このグラフの縦軸は, 観測された信号が標準模型事象の統計的ゆらぎとしたときのずれを統計誤差の標準偏差で割ったもの, すなわち, 予想される Higgs 粒子の事象数をバックグラウンドの事象数の平方根で割ったものである.

縦軸の値が大きい程, Higgs 粒子の事象があったとき, それがバックグラウンドでは説明出来ない事を示し,  $100 \text{fb}^{-1}$  あれば ATLAS 実験において Higgs 粒子を  $10\sigma$  以上の確からしさに発見出来る事を示している. また, ATLAS 測定器は Higgs 粒子の質量の上限値である  $1 \text{TeV}$  まで探索出来ることを示しており, 非常に優れた測定器である事が分かる.

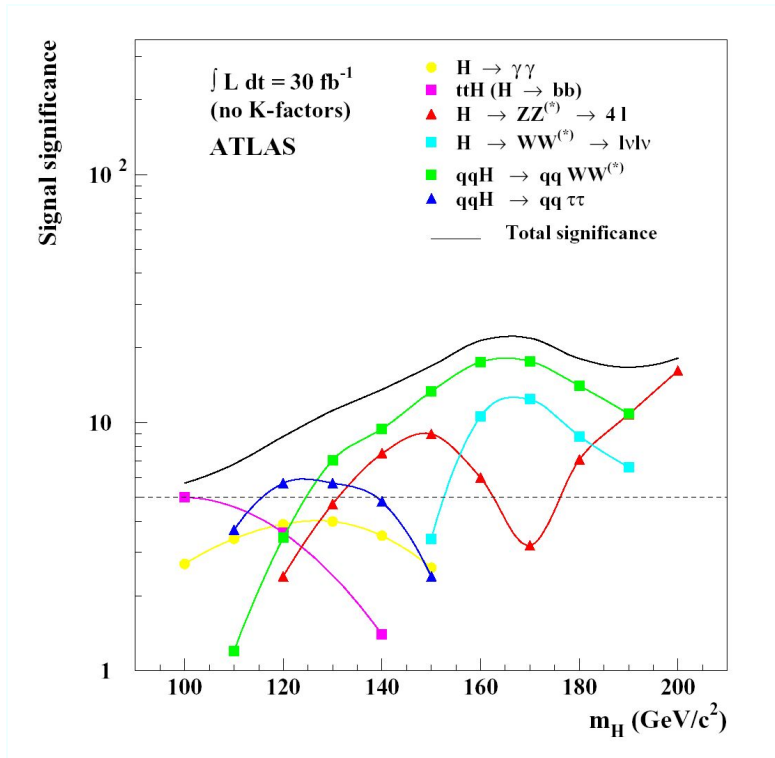


図 4.4: ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の発見能力

## 4.2 超対称性粒子

### 4.2.1 超対称性の導入のモチベーション

#### 4.2.1.1 標準模型、大統一理論、Planck スケール

素粒子物理における標準模型は 1970 年代に構築され、電弱統一理論のエネルギースケール ( $\approx 100\text{GeV}$ ) の素粒子の様々な現象を非常に良く説明できる理論である。前節にも述べた通り、標準模型では唯一 Higgs 粒子が発見されていないが、その理論の確からしさは、1983 年の  $W$  粒子、 $Z$  粒子の発見以降、様々な実験の精密な検証により揺るぎないものになっている。

標準模型のエネルギースケール以外に、素粒子物理には 2 つの代表的なエネルギースケールがある。

- 大統一理論 (Grand Unified Theory:GUT)

標準模型で記述される 3 つの相互作用 (強い相互作用, 電磁相互作用, 弱い相互作用) それぞれは結合定数を持ち、エネルギースケールの変化に伴い、これらの結合定数の大きさが変化する。大統一理論は 3 つの相互作用の結合定数が統一するとされる理論で、そのエネルギースケール (GUT スケール) は  $M_{\text{GUT}} \approx 10^{15}\text{GeV}$  である。

- Planck スケール

標準模型では考慮されていない重力相互作用の大きさが無視することが出来ないエネルギースケールで、その大きさは  $M_{\text{Planck}} \approx 10^{19}\text{GeV}$  である。

標準模型と GUT スケールや Planck スケールの間には大きなエネルギーギャップがあり、その間にわたって標準模型が正しいかを考える必要がある。標準模型は重力相互作用は考慮されていないので、理論の適応範囲を GUT スケールや Planck スケールまで広げて、重力相互作用などの興味深い物理を標準模型にも導入したい。しかし、残念ながら標準模型は理論の整合性を欠くことなく、理論の適応範囲を GUT スケールや Planck スケールにまでそのまま広げることが出来ない。以下では、標準模型の適応範囲を GUT スケールや Planck スケールに設定したときに生じる問題について述べて、それを解決する一つの方法として超対称性を導入するまでの概要を説明していく。

#### 4.2.1.2 fine-tuning 問題

Higgs 場は標準模型で唯一のスカラー場である。Higgs 場のようなスカラー場の質量項は大きな量子補正を受ける事が知られている。量子論において Higgs 粒子の質量に大きな補正を与えるものとして、Higgs 粒子がトップクォーク、反トップクォークを作り出し、再び Higgs 粒子に戻る過程がある (図 4.5)。この過程は Higgs 粒子の質量に

$$\Delta m_H^2 = -\frac{3h_t^2}{16\pi^2} \frac{1}{r_H^2} \quad (4.6)$$

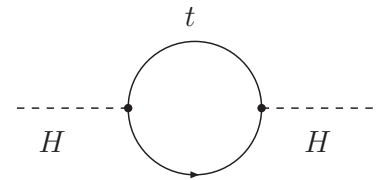


図 4.5: Higgs 粒子の質量補正の Feynman diagram. ループには top クォークが飛ぶ。

の補正を与える ( $h_t \simeq 1$ :湯川結合,  $r_H$ :Higgs 粒子の「大きさ」). 高エネルギーでは  $r_H \rightarrow 0$  の極限を取る事になり、このとき質量の補正項は 2 次発散することがわかる。

ここで、エネルギー領域を  $\Lambda$  で切断することとし、これより低いエネルギー領域を扱うとしたとき、量子補正は  $\Lambda^2$  に比例する。切断パラメータ  $\Lambda$  は、理論の適応限界を表す。このとき、Higgs 粒子の”観測される”質量  $(m_H^2)_{\text{obs}}$  は

$$(m_H^2)_{\text{obs}} = (m_H^2)_{\text{bare}} + c\Lambda^2 \quad (4.7)$$

と書ける。 $(m_H^2)_{\text{bare}}$  は Higgs 粒子の”裸の”質量で、量子補正を考えないときの質量である。一方、 $c$  は量子補正に関するパラメータで  $10^{-2}$  程度の定数である。Higgs 粒子の質量  $(m_H^2)_{\text{obs}}$  は電弱統一理論のエネルギースケール ( $\approx 100\text{GeV}$ ) のオーダーである。一方、 $\Lambda$  は標準模型の適応限界を表しており、これを Planck スケール ( $M_{\text{Planck}} \approx 10^{18}\text{GeV}$ ) に設定してみる。このとき、式 (4.7) を成立するためには  $10^{-30}$  の精度で微調整 (fine-tuning) する必要がある、とても不自然と考えられている。これを **fine-tuning 問題** と呼ぶ。

#### 4.2.1.3 超対称性の導入

fine-tuning 問題を避けるためには、標準模型の適応限界  $\Lambda$  を電弱統一理論のエネルギースケールの近くまで下げる必要がある、これは標準模型を超える新しい理論の存在を意味する。この新しい理論の有力候補として、超対称性 (Supersymmetry: SUSY) がある。超対称性とは、2 種類の統計性が異なる Fermi 粒子と Bose 粒子の間に成立する対称性で両者は対となって存在するとされる。従って、標準模型を超対称化することで、図 1.1 に示すように標準模型の基本粒子それぞれに対してスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子が存在する。

超対称性の導入により、top のスーパーパートナーであるスピン 0 の stop  $\tilde{t}$  が導入され、この粒子も Higgs 粒子の質量補正に寄与する (図 4.6)。但し、統計性の違いにより量子補正は

$$\Delta m_H^2 = + \frac{3h_t^2}{16\pi^2} \frac{1}{r_H^2} \quad (4.8)$$

となる。式 (4.6) と式 (4.8) により、2 次発散の項はキャンセルされて、量子補正は

$$\Delta m_H^2 = + \frac{6h_t^2}{16\pi^2} (m_{\tilde{t}}^2 - m_t^2) \log \frac{\hbar}{m_{\tilde{t}} c r_H} \quad (4.9)$$

と、2 次発散から log 発散へと変わり、Planck スケールまで理論を適用することが出来る。

Higgs 粒子の fine-tuning 問題を解決する方法として超対称性を導入したが、その他にも超対称性を導入することで解決される問題やメリットがある。

**ゲージ階層性問題の解決** 先にも述べたが、標準模型のエネルギースケールと GUT スケール、Planck スケールとの間には大きなエネルギーギャップが存在する。

$$\frac{M_W^2}{M_{\text{GUT}}^2} \approx 10^{-26} \ll 1, \quad \frac{M_W^2}{M_{\text{Planck}}^2} \approx 10^{-34} \ll 1 \quad (4.10)$$

GUT スケールや Planck スケールの理論から、標準模型の低いエネルギースケールの物理をいかに説明するかが問題となっており、**ゲージ階層性問題** と呼ばれる。

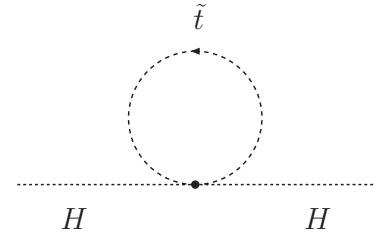


図 4.6: Higgs 粒子の質量補正の Feynman diagram. ループには stop クォークが飛ぶ。



例えば、理論の適応限界のパラメータ  $\Lambda$  を GUT スケールに設定したとき、クォークやレプトンの質量、ゲージ粒子の質量は GUT スケールに比べて大変小さい。クォークやレプトンの質量はカイラル対称性を、ゲージ粒子はゲージ対称性を用いることで、それぞれ GUT スケールよりも小さな値を持つ事が説明できる。しかし、スカラー粒子だけは質量がゼロになることを既存の対称性で説明ができない。そこで超対称性を導入して、スカラー粒子の質量がゼロになることを見る。

$$\begin{array}{lll} \text{スピン } 0 & \text{スピン } \frac{1}{2} \\ m_B & = & m_F \rightarrow \text{超対称性} \\ & & m_F = 0 \rightarrow \text{カイラル対称性} \end{array} \quad (4.11)$$

bose 粒子のスカラー粒子には超対称性により、fermi 粒子のスーパーパートナーが存在し、同じ質量を持つ。fermi 粒子はカイラル対称性から質量がゼロであることが保証されている。よって、スカラー粒子の質量がゼロになることが保証できる。

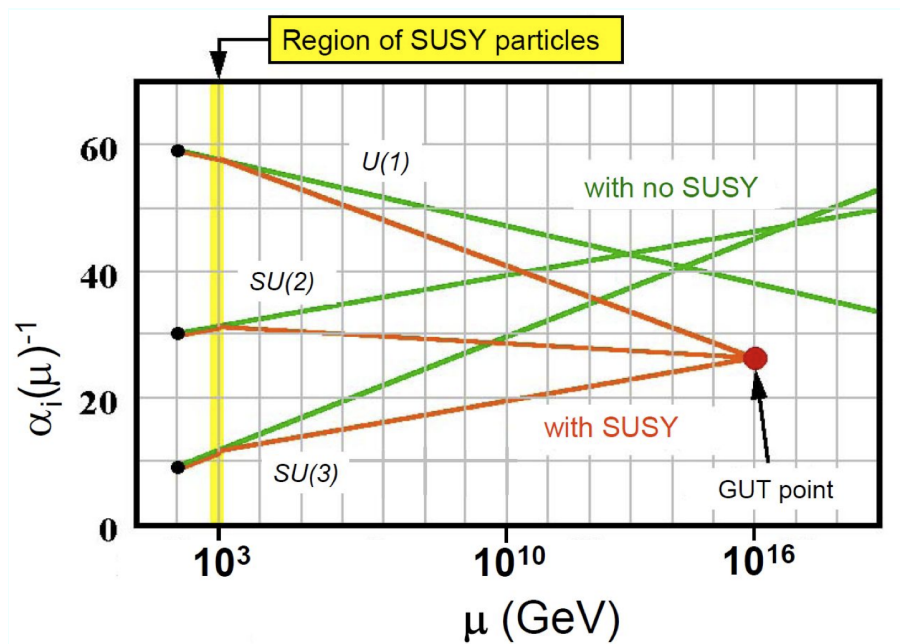


図 4.7: 超対称性を導入した大統一理論では、重力相互作用以外の 3 つの相互作用の結合定数が GUT スケールで統一する。

**力の統一** 先にも述べたが、エネルギースケールの変化により、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用のそれぞれの結合定数の大きさは変化し、それは繰り込み群方程式から得られる。超対称性を導入せずに、高エネルギー領域のこれらの結合定数を繰り込み群方程式で計算しても、一致するようなところは存在しない。しかし、超対称性を導入すれば、GUT スケールでこれらの 3 つの相互作用の結合定数が一致するようなモデルのパラメータ領域が存在することが分かった (図 4.7)。

**ダークマターの候補** 宇宙論からダークマターが必要とされているが、標準模型にはダークマターの候補が無い。しかし、後で述べる最小超対称性標準模型では  $R$ -パリティの保存の下で最も軽い超対称性粒子 (Lightest Supersymmetric Particle: LSP) が安定しており、ダークマターの有力候補とされている。



### 4.2.2 最小超対称性標準模型

標準模型の構成粒子それぞれに1個のスーパーパートナーを導入して、最低限超対称化したモデルを最小超対称性標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model: MSSM) と言う。

表 4.1 に MSSM の構成粒子を示した。超対称性により標準模型のクォークとレプトンのフェルミ粒子に対しては、スクォークとスレプトンのボーズ粒子が、ゲージ粒子に対してはゲージノがスーパーパートナーとして存在する。標準模型の Higgs 場は1つであるが、MSSM では Higgs

| 粒子   |             |                                                                                         | 超対称性粒子 |           |                                                                                                                                                                        |
|------|-------------|-----------------------------------------------------------------------------------------|--------|-----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| spin | name        |                                                                                         | spin   | name      |                                                                                                                                                                        |
| 1/2  | quarks      | $(u_L, d_L), (c_L, s_L), (t_L, b_L)$<br>$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$                  | 0      | squarks   | $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L), (\tilde{c}_L, \tilde{s}_L), (\tilde{t}_L, \tilde{b}_L)$<br>$\tilde{u}_R, \tilde{d}_R, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R$ |
| 1/2  | leptons     | $(\nu_{eL}, e_L), (\nu_{\mu L}, \mu_L), (\nu_{\tau L}, \tau_L)$<br>$e_R, \mu_R, \tau_R$ | 0      | sleptons  | $(\tilde{\nu}_{eL}, \tilde{e}_L), (\tilde{\nu}_{\mu L}, \tilde{\mu}_L), (\tilde{\nu}_{\tau L}, \tilde{\tau}_L)$<br>$\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R$        |
| 0    | higgs       | $h, H, A, H^\pm$                                                                        | 1/2    | higgsino  | $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$                                                                                                                          |
| 1    | gluon       | $g$                                                                                     | 1/2    | gluino    | $\tilde{g}$                                                                                                                                                            |
| 1    | photon      | $\gamma$                                                                                | 1/2    | bino      | $\tilde{B}^0$                                                                                                                                                          |
| 1    | weak bosons | $W^\pm, Z^0$                                                                            | 1/2    | winos     | $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$                                                                                                                                           |
| 2    | graviton    | $G$                                                                                     | 3/2    | gravitino | $\tilde{G}$                                                                                                                                                            |

表 4.1: 最小超対称性標準模型 (MSSM) の構成粒子

場が1つだけであると、新たに2次発散が生じることが理論計算から分かっており、それを避けるために MSSM では2種類の Higgs 場がある。よって、Higgs2 重項が2種類あるから自由度は8つあり、そのうち3つは  $W$  粒子と  $Z$  粒子に吸収されて、残りの5つの自由度が Higgs 粒子として現れる。

MSSM のもう一つの特徴として、あらゆる相互作用では  $R$ -パリティという量子数が保存する。 $R$ -パリティの保存は陽子が安定して存在するなどの理由から課される。 $R$ -パリティの定義を次に示す。

$$R = (-1)^{3B-L+2S} = \begin{cases} +1 & \text{non SUSY} \\ -1 & \text{SUSY} \end{cases} \quad (4.12)$$

但し、 $B$  はバリオン数、 $L$  はレプトン数、 $S$  はスピンである。標準模型の基本粒子の  $R$ -パリティは偶、超対称性粒子の  $R$ -パリティは奇となり、この量子数が保存することから次の2つの帰結をもたらす。

- LHC の様なコライダー実験において、陽子などの  $R$ -パリティが偶である粒子から超対称性粒子が生成されるとき、 $R$ -パリティの保存から必ず、超対称性粒子はペアとなって生成される。
- 超対称性粒子が崩壊する際、自身の  $R$ -パリティが奇であることから、必ず奇数個の超対称性粒子が生成される。

特に、2つ目の帰結から LSP はこれ以上崩壊する事ができずに安定に存在する。多くのモデルでは LSP は電氣的に中性な粒子であり、ニュートリノと同様弱い相互作用しかしないので、検出器に信号を残さずエネルギーを持ち去って行く。この性質は LHC で超対称性粒子の生成を知る上で重要な信号となる。

### 4.2.3 超対称性の破れ

超対称性が完全な対称性として存在しているならば、スカラー電子は電子と同じ質量を持ち、フォティーノは光子と同じで質量がゼロであり、すでに発見されていてもおかしくない。しかし、実際はスカラー電子もフォティーノも未だに発見されていない。これは、実は超対称性は破れており、超対称性粒子は自身のパートナーである粒子よりも大きな質量を持つとされる。

超対称性の破れは、Hidden Sector と呼ばれる現在の実験技術で観測可能なエネルギースケールよりも高いエネルギースケールで自発的に起こり、その影響が何らかの機構で我々が実験で観測可能なエネルギースケール、すなわち標準模型のエネルギースケール (Observable Sector) へ伝わると考えられている (図 4.8)。

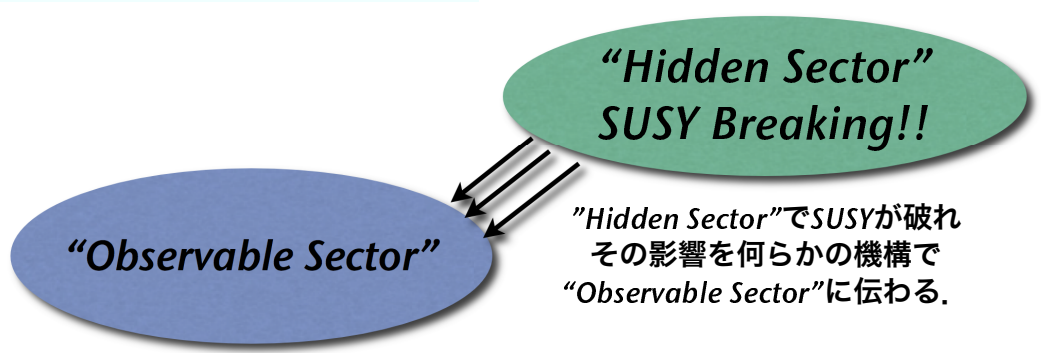


図 4.8: 超対称性の破れ

超対称性の破れと電弱対称性の破れが起きると、同じ量子数を持った粒子同士が mixing を起こす。charged wino  $\tilde{W}^\pm$  と charged higgsino  $\tilde{H}_{1,2}^\pm$  が mixing を起こして、2つの chargino  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$  になる。chargino は次の質量行列  $M_{\tilde{\chi}^\pm}$  の質量固有状態である。

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

また、2つの neutral gaugino  $\tilde{B}^0, \tilde{W}^0$  と 2つの Higgsino  $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$  が mixing を起こして、4つの質量固有状態である neutralino  $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$  になる。neutralino の質量行列  $M_{\tilde{\chi}^0}$  は、 $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$  を基底として次式で与えられる。

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

上の2つの質量行列において、 $M_1, M_2, M_3$  はそれぞれ bino, wino, gluino の質量、 $\mu$  は higgsino の質量、 $\theta_W$  は Weinberg 角、 $\beta$  は2つの Higgs 場  $H_1, H_2$  の真空期待値の比  $\tan \beta = \langle H_2 \rangle / \langle H_1 \rangle$  である。多くのモデルでは、質量が軽い状態  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_{1,2}^0$  は gaugino 成分が、質量が重い状態  $\tilde{\chi}_2^\pm, \tilde{\chi}_{3,4}^0$  は higgsino の成分が支配的になる。

fermion は Lorentz 不変性から  $f_L$  と  $f_R$  は同じ質量を持たなければいけない。しかし、それらのスーパーパートナーである sfermion は  $\tilde{f}_L$  と  $\tilde{f}_R$  は異なった質量を持つ。例えば、top squark の質

量行列  $M_{\tilde{t}}$  は  $(\tilde{t}_L, \tilde{t}_R)$  を基底として次のようになる：

$$M_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} M_{\tilde{t}_L}^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta & -m_t(A_t - \mu \cot \beta) \\ -m_t(A_t - \mu \cot \beta) & M_{\tilde{t}_R}^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2) \cos 2\beta \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

第1世代、第2世代では式(4.15)の非対角成分と無視できるので、left-right の sfermion の mixing は起こらないが、第3世代の sfermion はこの非対角成分により left-right の mixing が重要になり、それぞれの質量固有状態を  $\tilde{t}_{1,2}, \tilde{b}_{1,2}, \tilde{\tau}_{1,2}$  と呼ぶ。

Hidden Sector で起きた超対称性の破れの影響は、我々の世界へ何らかの相互作用で伝わる。これらの2つの Sector 間を結合する機構の違いでモデルがいくつか存在する。ここでは、本研究で用いた mSUGRA モデルと Mixed Modulus Anomaly Mediation モデルについて、概要を述べることにする。

#### 4.2.3.1 mSUGRA モデル

最小超重力模型 (minimal supergravity model:mSUGRA) は、Hidden Sector で起きた超対称性の破れの影響が、重力相互作用で Observable Sector に伝わる、とするモデルである (図 4.9)。

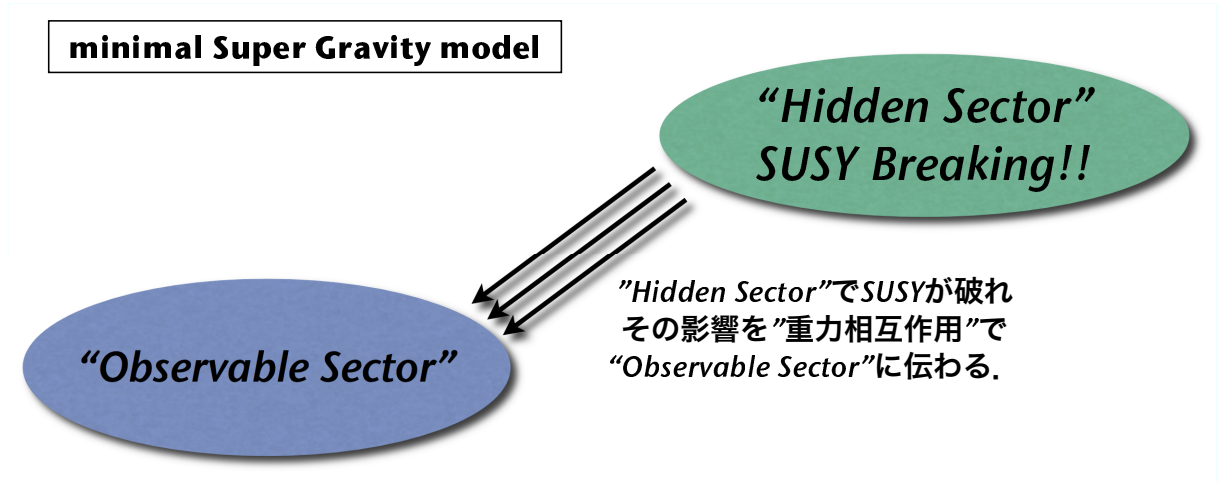


図 4.9: mSUGRA モデルでの超対称性の破れの伝わり方。Hidden Sector で破れた超対称性の影響は、重力相互作用を介して Observable Sector に伝わる。

Observable Sector での超対称性粒子の質量スケール  $M_{\text{MSSM}}$  は次式で書かれる。

$$M_{\text{MSSM}} \sim \frac{F}{M_{\text{Planck}}} \quad (4.16)$$

$M_{\text{SUSY}} \sim 10^3 \text{ GeV}$  より、Hidden Sector での SUSY breaking のエネルギースケール (の2乗) はおよそ  $F \sim (10^{11} \text{ GeV})^2$  でなければならない。MSSM には超対称性粒子の質量などの100個以上のパラメータが存在するのだが、mSUGRA モデルはある仮定の下でパラメータを次の5つに減らしたモデルである。

- $m_0$  : GUT スケールでスカラー粒子が持つ共通の質量。
- $m_{1/2}$  : GUT スケールでゲージノが共通に持つ質量。

- $A_0$  : GUT スケールにおける, Higgs と sfermion の結合の強さ (trilinear coupling).  
超対称性粒子の中には 6 種類の  $\tilde{q}$  と 3 種類の  $\tilde{l}$  が存在するので 9 種類の  $A_0$  があるはずだが, mSUGRA では共通の  $A_0$  を持つと仮定する.
- $\tan \beta$  : 2 つの Higgs 場  $H_1, H_2$  の真空期待値の比.
- $\text{sign}(\mu)$  : Higgsino の質量項の符号.

$m_0$  と  $m_{1/2}$  がほとんどの超対称性粒子の質量に大きく依存する. 特に sfermion の質量は  $m_0$  が, gaugino や neutralino, chargino それぞれの質量は  $m_{1/2}$  の変化に敏感であり, 1TeV 付近での gaugino の質量比は

$$M_1 : M_2 : M_3 = 0.4m_{1/2} : 0.8m_{1/2} : 2.4m_{1/2} \quad (4.17)$$

となる. また,  $A_0$  と  $\tan \beta$  は第 3 世代の  $\tilde{t}, \tilde{b}, \tilde{\tau}$  の質量に依存し,  $\tan \beta$  は MSSM の軽い Higgs 粒子  $h$  の質量にも依存性を示す.

mSUGRA では  $R$ -パリティが保存し, LSP は一番軽い neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  である.  $\tilde{\chi}_1^0$  は中性で弱い相互作用しかしないので, 検出器には大きな横消失エネルギー (Missing Transverse Energy  $\cancel{E}_T$ ) が生じる.

#### 4.2.3.2 Mixed Modulus Anomaly Mediation モデル

Mixed Modulus Anomaly Mediation モデル (以下, MMAM モデルと呼ぶ) も mSUGRA モデルと同様に Hidden Sector で超対称性が破れる. その影響の Observable Sector への伝わり方が, mSUGRA モデルと異なる. MMAM モデルの超対称性の破れの伝わり方を図 4.10 に示す.

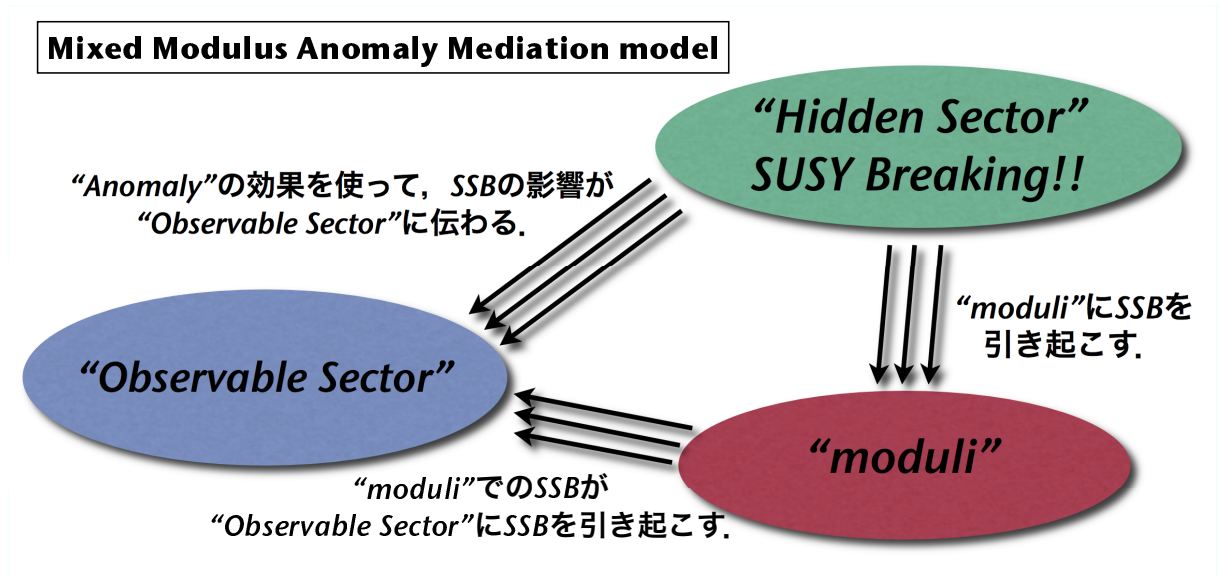


図 4.10: MMAM モデルでの超対称性の破れの伝わり方. Hidden Sector で超対称性が破れ, その影響が, (1) Anomaly の効果を使って Observable Sector に伝わる. (2) "moduli" と呼ばれる別の sector に超対称性の破れを引き起こし, それが Observable Sector の超対称性の破れを引き起こす.

Hidden Sector で起きた超対称性の破れの影響は,

- Anomaly の効果を使って Observable Sector に伝わる.

- ”moduli” という別の場での超対称性の破れを引き起こし、それが Observable Sector での超対称性の破れを引き起こす。

というように、MMAM モデルでは Observable Sector での超対称性の破れの起源が、Hidden Sector から Anomaly による寄与と moduli からの寄与の 2 種類存在する。

MMAM モデルにおける超対称性粒子の質量は以下に示すパラメータで決まる。

- $\alpha = \frac{R}{\ln(M_{\text{Planck}}/m_{3/2})}$  ( $R = \frac{F_C}{F_T}$ ): Observable Sector での超対称性粒子の質量パターンを変化させることが出来るパラメータである。ここで、 $F_T$  と  $F_C$  は超対称性の破れに関するパラメータで、MMAM モデルでは 2 種類の超対称性の破れの寄与があるので、パラメータも 2 種類存在する。 $F_T$  は moduli 側のパラメータで、 $F_C$  は Anomaly 側のパラメータである。また、 $M_{\text{Planck}}$  は Planck スケール、 $m_{3/2}$  は Gravitino の質量である。
- $M_0 = \frac{F_T}{T + T^*}$ : GUT スケールにおける gaugino の質量の moduli 側の寄与。
- $n_i$ : GUT スケールでの squark/slepton の質量を決める。
- $\tan\beta$ : mSUGRA モデルと同様、2 種類の Higgs 場の真空期待値の比。

特に 1 つ目のパラメータ  $\alpha$  は、 $\alpha = 0$  で Observable Sector での超対称性粒子の質量パターンが mSUGRA モデルになり、そこから  $\alpha > 0$  へ変化させていくことで、質量パターンを AMSB モデル<sup>2</sup> にスムーズに変化させることが出来る。超対称性粒子の質量の  $\alpha$  の依存性を図 4.11 に示す。 $\alpha = 0$  は、mSUGRA-like な質量パターンになっているため個々の粒子間の質量差は大きい。そこから、 $\alpha = 2$  へ変化させるとともに超対称性粒子の質量差は小さくなり、 $\alpha = 2$  では gaugino( $\tilde{g}, \tilde{W}, \tilde{B}$ ) 同士の質量が一致することが分かる。そして、 $\alpha > 2$  で質量パターンが AMSB モデルに近づいていく。これらから分かるように、MMAM モデルには Observable Sector での超対称性粒子の質量が縮退し、個々の超対称性粒子間の質量差が小さいパラメータ領域が存在する。

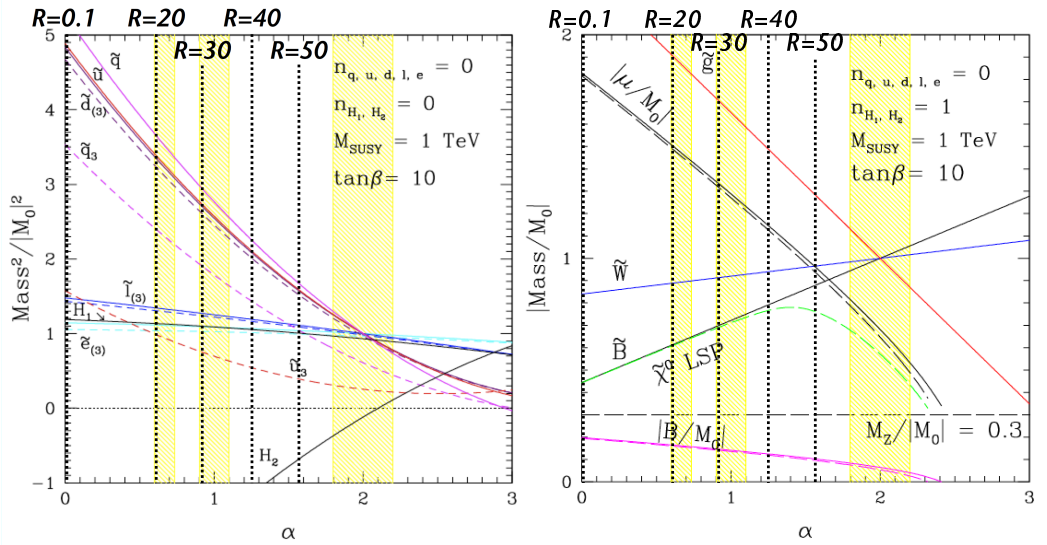


図 4.11: MMAM モデルにおける、超対称性粒子の質量パターンを変化させるパラメータ  $\alpha$  の squark/sfermion (左) の質量と gaugino/higgsino/LSP の質量 (右) の  $\alpha$  依存性を示す。左の図の色の付いた破線は第 3 世代の squark/slepton の質量を表す。

<sup>2</sup>Anomaly Mediation SUSY-breaking モデルのことで、Hidden Sector で破れた超対称性が Observable Sector に Anomaly の効果で伝わるとされる。中性の Wino が LSP となる。



#### 4.2.4 LHC における超対称性粒子の生成と崩壊

##### 4.2.4.1 超対称性粒子の生成

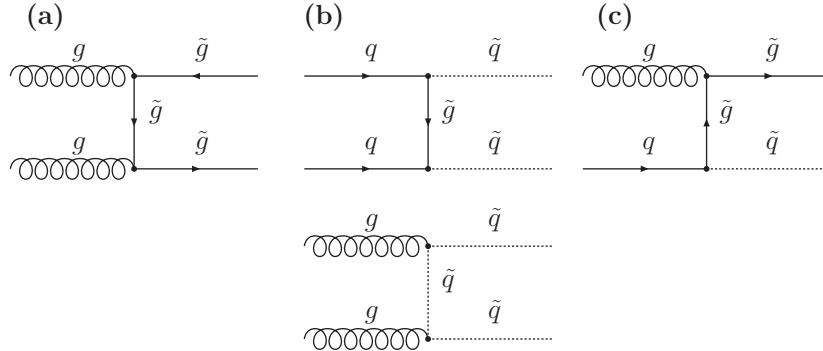


図 4.12: LHC における超対称性粒子 (gluino, squark) の生成過程. (a)  $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成, (b)  $\tilde{q}\tilde{q}$  対生成, (c)  $\tilde{g}\tilde{q}$  随伴生成

LHC は陽子陽子衝突型加速器であるので, 強い相互作用による gluino や squark の生成が主である<sup>3</sup>. 図 4.12 は LHC における gluino と squark の生成過程のファインマンダイアグラムを示す. 陽子中のパートン密度は数%程度の不定性で知られており, 陽子には第3世代のパートンがほぼ無い. そのため, gluino や squark が生成される割合はそれらの質量で決まり, 他にモデルの依存性は無い.

図 4.13 は, 縦軸は生成断面積 [fb], 横軸は gluino の質量 [GeV] に取り, gluino の質量が変化したときの LHC における gluino と squark の生成断面積を示す. 実線は  $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ , 破線は  $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$  の場合である.

$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$  の場合,  $m_{\tilde{g}}$  の全領域において  $\tilde{g}\tilde{q}$  随伴生成がメインプロセスである. 但し,  $m_{\tilde{g}}$  が大きい領域では  $\tilde{q}\tilde{q}$  生成が効いてくる. これらは, 陽子の PDF から理解できる.  $x$  が小さい時は陽子の中は gluon が占める割合が高く, 逆に  $x$  が大きい時は, valence quark が占める割合が大きい.

- $m_{\tilde{g}} \sim m_{\tilde{q}} = 500\text{GeV} : \sigma \sim 100\text{pb}$
- $m_{\tilde{g}} \sim m_{\tilde{q}} = 1\text{TeV} : \sigma \sim 3\text{pb}$
- $m_{\tilde{g}} \sim m_{\tilde{q}} = 2\text{TeV} : \sigma \sim 10\text{fb}$

一方,  $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$  の場合, 軽い粒子の方が生成されやすいので  $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成がメインである.

- $m_{\tilde{g}} \sim 500\text{GeV} : \sigma \sim 50\text{pb}$
- $m_{\tilde{g}} \sim 1\text{TeV} : \sigma \sim 200\text{fb}$
- $m_{\tilde{g}} \sim 1.5\text{TeV} : \sigma \sim 10\text{fb}$

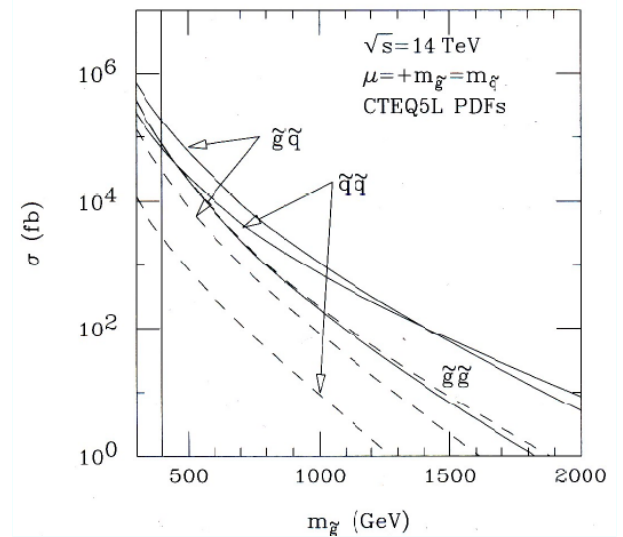


図 4.13: LHC における gluino と squark の生成断面積.  $m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{q}}$  の場合 (実線) と  $m_{\tilde{g}} = 2m_{\tilde{q}}$  の場合 (破線).

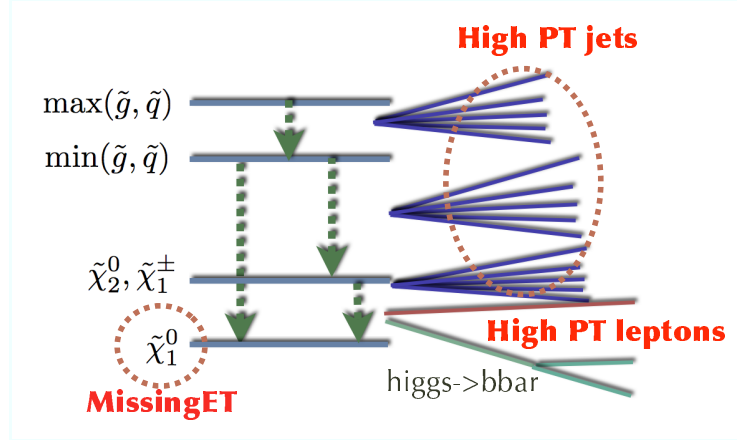


図 4.14: 超対称性粒子の崩壊の模式図

#### 4.2.4.2 超対称性粒子の崩壊

陽子陽子衝突で生成された超対称性粒子は  $R$ -パリティ保存の下で、図 4.14 に示すように多段階の崩壊を繰り返し、高い横運動量を持ったたくさんのジェットやレプトンを放出しながら、最後は LSP で安定する。mSUGRA モデルと MMAM モデルの LSP はともに  $\tilde{\chi}_1^0$  であるため、大きな横消失エネルギーを生じる。そのため、LHC で超対称性粒子が生成されたイベントを探すときは

$$\boxed{\text{multi high } P_T \text{ jets} + (\text{high } P_T \text{ leptons}) + \text{Missing } E_T} \quad (4.18)$$

を指標とする。

#### 4.2.5 SUSY Standard Cut

陽子衝突で生成される莫大な量のイベントの中から、超対称性粒子が生成されたイベントを選別するために ATLAS 実験では SUSY Standard Cut と呼ばれる、式 (4.18) の超対称性イベントの特徴に則したイベントカットを用いる。SUSY Standard Cut にはレプトン (電子, ミューオン) を要求しない 0-lepton mode と、レプトンを要求する 1-lepton mode がある。各 lepton mode のカット条件を以下に示す。

##### 0-lepton mode

- $|\eta| < 2.5$  の範囲内に少なくとも  $p_T > 100\text{GeV}$  のジェットが 1 本,  $p_T > 50\text{GeV}$  のジェットが 3 本ある。
- 横消失エネルギー  $E_T$  と leading 4-Jets の横運動量  $P_T$  の和を 0-lepton mode における Effective Mass  $M_{\text{eff}}$  と定義する：

$$M_{\text{eff}} \equiv \sum_{i=1, \dots, 4} p_{Ti} + E_T \quad (4.19)$$

Effective Mass は陽子同士の衝突で初めに生成される gluino か squark の質量の情報を持つ重要な量である。イベントカットとして  $M_{\text{eff}} > 400\text{GeV}$  を満たすことを要求する。

<sup>3</sup>gluino や squark の質量がおおよそ  $1.5\text{TeV}$  を超えてくると、 $\tilde{g}\tilde{\chi}$  随伴生成,  $\tilde{q}\tilde{\chi}$  随伴生成,  $\tilde{\chi}\tilde{\chi}$  対生成も多くなる。

- イベントの横消失エネルギーが  $\cancel{E}_T > \max(0.2M_{\text{eff}}, 100\text{GeV})$  を満たす.
- transverse sphericity  $S_T$  は電子, 光子, ミューオン, ジェットそれぞれの  $x$  方向と  $y$  方向の運動量成分  $p_x$  と  $p_y$  で作られる  $2 \times 2$  の sphericity テンソル

$$S \equiv \begin{pmatrix} \sum p_x^2 & \sum p_x p_y \\ \sum p_x p_y & \sum p_y^2 \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

の固有値  $\lambda_1, \lambda_2$  から定義される:

$$S_T \equiv \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (4.21)$$

$S_T$  はイベントの形を表し, イベントが直線的であるほど  $S_T$  は 0 に近づき, 円に近いほど 1 に近い値をとる. モデルのパラメータに依存するものの, gluino や squark は質量が大きいのであまり boost されず, ほぼ静止した状態で何段階ものカスケード崩壊を繰り返しているため, SUSY イベントは円に近い形をしていると考えられる. dijet イベントを除く為に  $S_T > 0.2$  を要求する.

### 1-lepton mode

- $|\eta| < 2.5$  の範囲内に少なくとも  $p_T > 100\text{GeV}$  のジェットが 1 本,  $p_T > 50\text{GeV}$  のジェットが 3 本ある.
- $|\eta| < 2.5$  の範囲内に  $p_T > 25\text{GeV}$  のレプトン (電子またはミューオン) が 1 個以上ある.
- 横消失エネルギー  $\cancel{E}_T$ , isolated lepton の横運動量, leading 4-Jets の横運動量の和を 1-lepton mode における Effective Mass  $M_{\text{eff}}$  と定義する:

$$M_{\text{eff}} \equiv \sum_{i=1, \dots, 4} p_{Ti} + \sum_{\text{leptons}} p_T + \cancel{E}_T \quad (4.22)$$

イベントの Effective Mass が  $M_{\text{eff}} > 400\text{GeV}$  を満たすことを要求する.

- イベントの横消失エネルギーが  $\cancel{E}_T > \max(0.2M_{\text{eff}}, 100\text{GeV})$  を満たす.
- イベントに含まれる isolated lepton で最も横運動量が大いものと, 横消失エネルギーで再構成した不変質量を transverse mass  $M_T$  と呼ぶ. これは,  $W$  粒子の leptonic 崩壊 ( $W \rightarrow l\nu$ ) を除く為に必要で  $M_T > 100\text{GeV}$  を要求する.
- イベントの transverse sphericity が  $S_T > 0.2$  を満たす.



## 第5章 質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性

この章では，Fast Simulation による質量が縮退した超対称性粒子の ATLAS 実験での発見可能性について述べる．

### 5.1 mSUGRA モデルと超対称性粒子の質量が縮退した場合のイベントトポロジー

LHC 加速器では陽子同士の衝突により， $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成， $\tilde{q}\tilde{q}$  対生成， $\tilde{g}\tilde{q}$  随伴生成で gluino やスクォークが主に生成され，LSP へとカスケード崩壊をする．この何段階にも及ぶ各崩壊過程でジェットやレプトンが生成される．質量  $m_1$  の超対称性粒子が，自身の静止系において  $R$ -パリティの保存の下で，質量の小さい別の超対称性粒子 ( $m_2$ ) とクォーク (ジェット) またはレプトンへ 2 体崩壊したとき，クォークやレプトンの持つ横運動量  $P_T$  は

$$P_T \simeq \frac{1}{2} \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_1} \quad (5.1)$$

となる．ここで，クォークやレプトンの質量はゼロと仮定した．mSUGRA モデルの場合，超対称

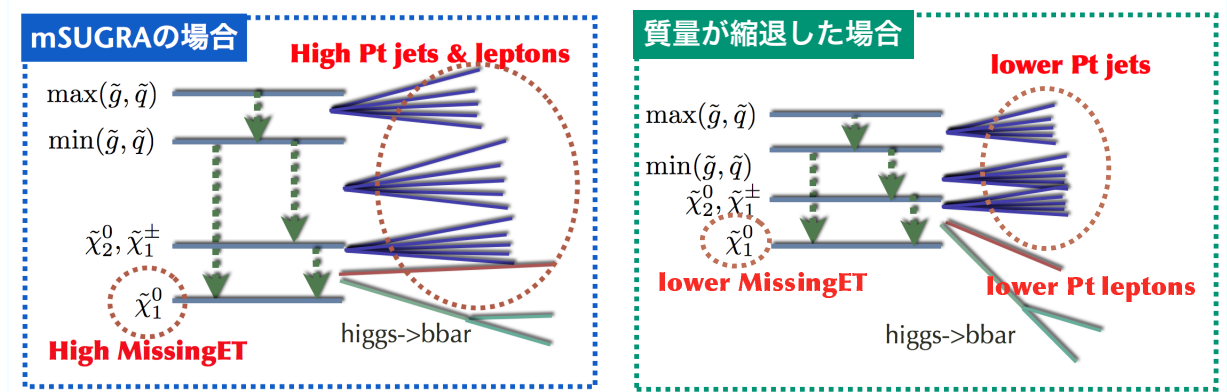


図 5.1: mSUGRA モデルの場合と質量が縮退した場合の SUSY イベント

性粒子間の質量差は大きいため，カスケード崩壊により生成されるジェットやレプトンの横運動量は式 (5.1) より大きいことがわかる．

一方，超対称性粒子の質量が縮退して質量差が小さくなった場合，カスケード崩壊によるジェットやレプトンの横運動量も小さくなると式 (5.1) より予想できる．このような場合，標準模型の過程によるバックグラウンドと超対称性粒子による信号との区別がしにくくなる問題を抱える．

| sparticle            | $R = 0.1$ | $R = 20$ | $R = 30$ | $R = 40$ | $R = 50$ |
|----------------------|-----------|----------|----------|----------|----------|
| $\tilde{g}$          | 1439      | 1490     | 1488     | 1486     | 1486     |
| $\tilde{u}_L$        | 1468      | 1473     | 1474     | 1471     | 1461     |
| $\tilde{u}_R$        | 1426      | 1431     | 1436     | 1440     | 1447     |
| $\tilde{d}_L$        | 1470      | 1475     | 1476     | 1473     | 1463     |
| $\tilde{d}_R$        | 1421      | 1415     | 1407     | 1390     | 1357     |
| $\tilde{b}_1$        | 1299      | 1312     | 1320     | 1332     | 1346     |
| $\tilde{b}_2$        | 1397      | 1405     | 1413     | 1424     | 1443     |
| $\tilde{t}_1$        | 997       | 1014     | 1031     | 1060     | 1110     |
| $\tilde{t}_2$        | 1336      | 1350     | 1361     | 1376     | 1398     |
| $\tilde{\nu}_e$      | 779       | 912      | 1001     | 1116     | 1268     |
| $\tilde{e}_L$        | 783       | 915      | 1005     | 1119     | 1270     |
| $\tilde{e}_R$        | 694       | 844      | 948      | 1082     | 1263     |
| $\tilde{\nu}_\tau$   | 772       | 905      | 994      | 1108     | 1260     |
| $\tilde{\tau}_1$     | 677       | 827      | 931      | 1064     | 1243     |
| $\tilde{\tau}_2$     | 779       | 910      | 1000     | 1113     | 1266     |
| $\tilde{\chi}_1^0$   | 270       | 486      | 639      | 840      | 1039     |
| $\tilde{\chi}_2^0$   | 528       | 695      | 810      | 953      | 1076     |
| $\tilde{\chi}_3^0$   | 1180      | 1162     | 1145     | 1119     | 1129     |
| $\tilde{\chi}_4^0$   | 1186      | 1171     | 1158     | 1142     | 1207     |
| $\tilde{\chi}_1^\pm$ | 530       | 696      | 811      | 954      | 1056     |
| $\tilde{\chi}_2^\pm$ | 1187      | 1170     | 1157     | 1140     | 1201     |
| $h$                  | 123       | 123      | 124      | 124      | 124      |
| $H$                  | 1250      | 1230     | 1206     | 1159     | 1065     |
| $A$                  | 1242      | 1222     | 1198     | 1151     | 1058     |
| $H^\pm$              | 1252      | 1233     | 1209     | 1161     | 1068     |

表 5.1: 質量が縮退した超対称性モデルの各ポイントにおける超対称性粒子の質量 (単位は GeV/c<sup>2</sup>)

## 5.2 質量が縮退した超対称性モデルのポイントの設定

前章で述べたように MMAM モデルでは、式 (5.2) のパラメータで超対称性粒子の質量パターンを、mSUGRA モデルと AMSB モデルにスムーズに変化させる事が可能である。

$$\alpha = \frac{R}{\ln(M_{\text{Planck}}/m_{3/2})} \quad \left( R = \frac{F_C}{F_T} \right) \quad (5.2)$$

このとき、図 4.11 からパラメータの設定にも依存するがおよそ  $1 \leq \alpha \leq 2$  の範囲で超対称性粒子の個々の質量差は小さいことが分かる。そこで、 $\tilde{g}$  と  $\text{LSP}(\tilde{\chi}_1^0)$  の質量差が小さくなるように、 $n_{q,u,d,l,e} = 0$ ,  $n_{H_1} = n_{H_2} = 1$  と設定した上で、式 (5.2) を用いて 5 つの超対称性粒子の質量が縮退したポイントを設定した。表 5.1 より、 $R = 0.1$  は mSUGRA モデルに近いポイントで、gluino/squark と LSP との質量差はおよそ 1200GeV 程度ある。そのため、個々の超対称性粒子間の質量差は大きい。一方、 $R = 20 \sim R = 50$  は超対称性粒子の質量が縮退したポイントで、 $R$  が大きくなるにつれて縮退度が大きくなる。特に  $R = 50$  は質量が最も縮退したポイントであり<sup>1</sup>、gluino/squark と LSP の質量差はおよそ 400GeV で、この狭い質量領域に他の超対称性粒子が存在するため、個々の超対称性粒子間の質量差はとても小さいことが分かる。

## 5.3 Monte Carlo Event Samples

### 5.3.1 SUSY signals

前節で示した 5 つの質量が縮退した超対称性モデルの、各ポイントの超対称性粒子の質量等の SUSY パラメータの計算は ISAJET ver. 7.72, SUSY イベントの生成には Herwig ver. 6.510, そして ATLAS 測定器の測定器シミュレーションには ATLAS Releases ver. 12.0.6 に組み込まれている ATLFAST を用いた。表 5.2 に各ポイントの生成断面積と生成したイベント数を示す。

|                   | $R = 0.1$ | $R = 20$ | $R = 30$ | $R = 40$ | $R = 50$ |
|-------------------|-----------|----------|----------|----------|----------|
| cross-section[fb] | 156.9     | 128.3    | 120.7    | 115.9    | 113.4    |
| num of events     | 50000     | 50000    | 50000    | 50000    | 50000    |

表 5.2: 質量が縮退した各 SUSY ポイントの生成断面積と生成したイベント数

### 5.3.2 Backgrounds

超対称性粒子が生成されたイベントの一般的なイベントトポロジーは

$$\boxed{\text{multi high } P_T \text{ jets} + (\text{high } P_T \text{ leptons}) + \text{Missing } E_T} \quad (5.3)$$

であるので、このようなイベントトポロジーを持つ標準模型プロセスが Background になる。主な Background は、 $t\bar{t} + N\text{-Jets}$ ,  $W + N\text{-Jets}$ ,  $Z + N\text{-Jets}$ ,  $\text{QCD}(b\bar{b}/c\bar{c} + N\text{-Jets})$ , Multijets) である (表 5.3)。これらの Background イベントは、ATLAS Releases ver. 12.0.6 による ATLFAST PRODUCTION を用いた。

<sup>1</sup>これ以上  $R$  を大きくすると超対称性粒子の質量差は大きくなり、AMSB モデルのような質量パターンへと変化する。このことは、図 4.11 から理解できる。

| processes                                                         | cross-section         | num of events      |
|-------------------------------------------------------------------|-----------------------|--------------------|
| $t\bar{t}(\rightarrow l\nu l\nu) + N\text{-Jets } (N = 0 \sim 3)$ | 98.8pb                | $1.6 \times 10^7$  |
| $t\bar{t}(\rightarrow l\nu qq) + N\text{-Jets } (N = 0 \sim 3)$   | 395pb                 | $3.0 \times 10^7$  |
| $t\bar{t}(\rightarrow qq qq) + N\text{-Jets } (N = 0 \sim 3)$     | 395pb                 | $3.0 \times 10^7$  |
| $W + N\text{-Jets } (N = 2 \sim 5)$                               | 1983.3pb              | $3.96 \times 10^7$ |
| $Z(\rightarrow \nu\nu) + N\text{-Jets } (N = 1 \sim 5)$           | 1460pb                | $5.8 \times 10^7$  |
| $Z(\rightarrow ll) + N\text{-Jets } (N = 1 \sim 5)$               | 762pb                 | $2.0 \times 10^7$  |
| $bb + N\text{-Jets } (N = 0 \sim 3)$                              | $2.42 \times 10^5$ pb | $1.48 \times 10^8$ |
| $cc + N\text{-Jets } (N = 0 \sim 3)$                              | $4.63 \times 10^4$ pb | $1.02 \times 10^8$ |
| Multijets                                                         | $5.57 \times 10^7$ pb | $3.9 \times 10^8$  |

表 5.3: 標準模型プロセスにおけるバックグラウンド

## 5.4 超対称性粒子の質量の縮退の効果

図 5.2 は個々の SUSY イベントに含まれる, 最も横運動量が大きなものから順に 4 つのジェット (“leading 4-Jets” と呼ぶ.) の横運動量分布である. 各分布の縦軸は積分ルミノシティが  $10\text{fb}^{-1}$  の場合のイベント数, 横軸は横運動量 [GeV] である.

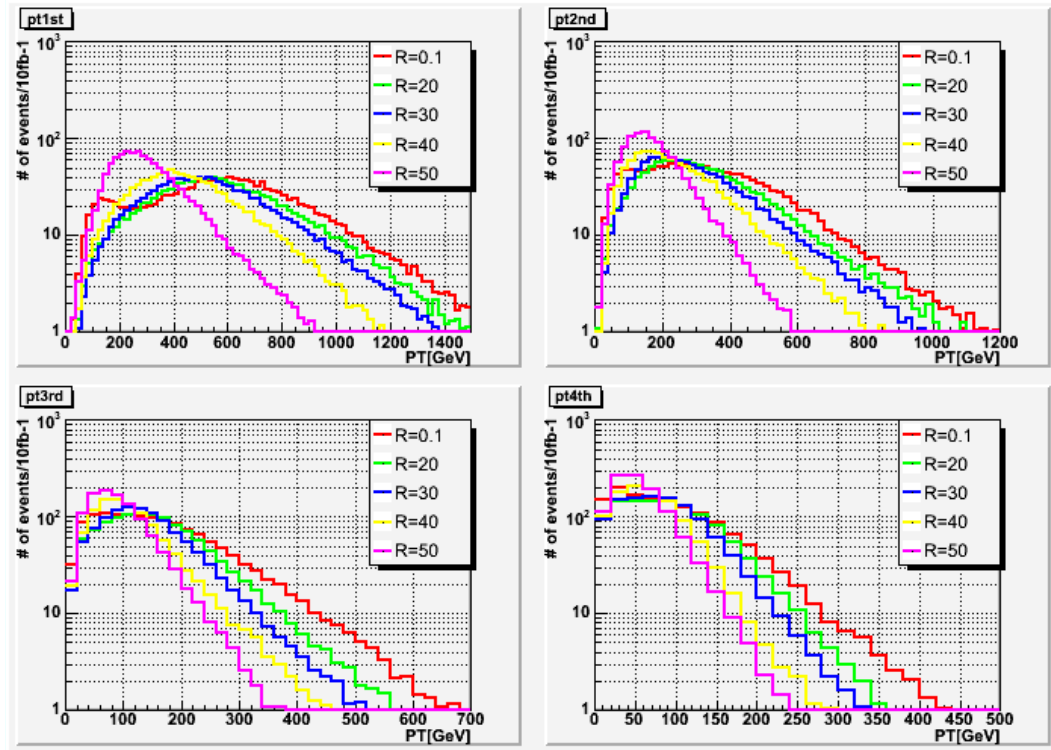


図 5.2: leading 4-Jets の横運動量分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 10\text{fb}^{-1}$ ). mSUGRA-like なポイント ( $R = 0.1$ ) と質量が最も縮退したポイント ( $R = 50$ ) の横運動量分布の違いがはっきりと分かる.

図 5.2 の各ジェット分布より,  $R$  が大きくなるにつれて, すなわち, 超対称性粒子の質量の縮退度が大きくなり質量差が小さくなるにつれて,

- 特に 1st Jet や 2nd Jet の分布において, 各横運動量分布のピークの位置が低い横運動量領域へシフトしていることがはっきりと分かる.
- また, 各分布の end point <sup>2</sup> の位置も低い横運動量領域へシフトしている. これは 4 つのジェットの分布全てにおいてはっきりと分かる.

これらの特徴は, 式 (5.1) より超対称性粒子間の質量差が小さくなると, ジェットやレプトンの横運動量が小さくなることに合致しており, 超対称性粒子の質量の縮退による効果がはっきりと横運動量分布に現れている.

## 5.5 SUSY Standard Cut を課した解析結果

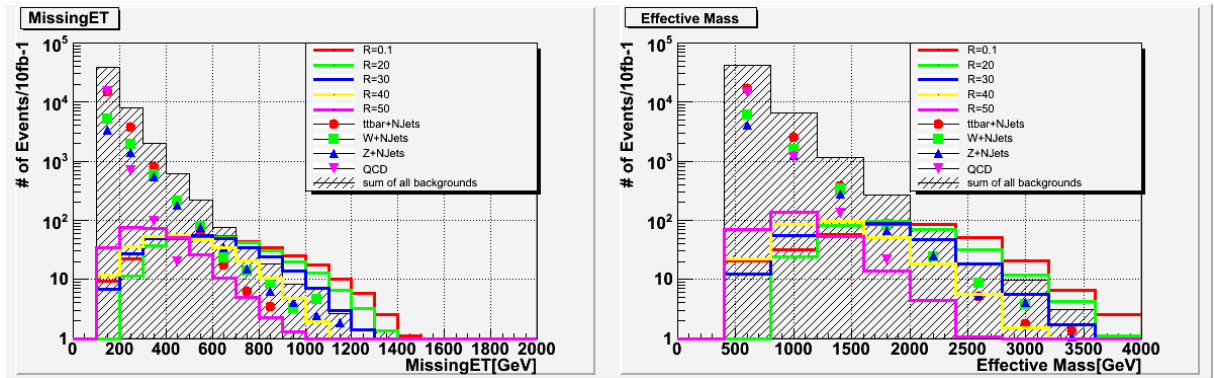


図 5.3: 0-lepton mode における消失横エネルギー分布 (左) と EffectiveMass 分布 (右). 積分ルミノシティは  $10\text{fb}^{-1}$ .

### 5.5.1 0-lepton mode

0-lepton mode での積分ルミノシティが  $10\text{fb}^{-1}$  の消失横エネルギー分布と Effective Mass 分布を図 5.3 に示す.  $10\text{fb}^{-1}$  のデータ量は LHC 加速器が初めの Physics Run を開始し, 1 年で得られるデータ量に匹敵する. 横軸はそれぞれ消失横エネルギー [GeV] と Effective Mass [GeV], 縦軸はともにイベント数である. カラーのヒストグラムが SUSY 信号, 斜線のヒストグラムが全ての標準模型プロセスのバックグラウンドを足し合わせたものである. 消失横エネルギー分布, Effective Mass 分布ともに, 超対称性粒子の質量の縮退度が大きくなるにつれて, すなわち, パラメータ  $R$  の値が大きくなるにつれて, SUSY signal の各ポイントのヒストグラムのピークおよび end point は, leading 4-Jets の横運動量分布と同じように各分布の低い領域へシフトしていることが分かる. 0-lepton mode の場合,  $R = 0.1$  (red: mSUGRA-like point) と  $R = 20$  (green: degenerate) が Background よりもイベント数が上回っていることがはっきりと分かる. 一方,  $R = 30, 40, 50$  の 3 つの場合は Background に覆われている.

<sup>2</sup> ヒストグラムの右端の点を end point と呼ぶ.

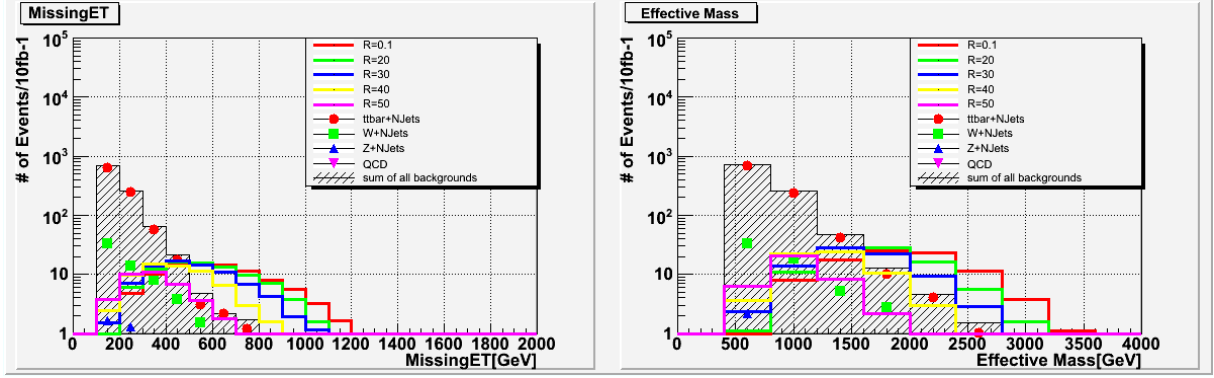


図 5.4: 1-lepton mode における消失横エネルギー分布 (左) と Effective Mass 分布 (右). 積分ルミノシティは  $10\text{fb}^{-1}$ .

### 5.5.2 1-lepton mode

図 5.4 は 1-lepton mode の積分ルミノシティ  $10\text{fb}^{-1}$  での消失横エネルギー分布と Effective Mass 分布である.  $P_T > 25\text{GeV}$  の電子またはミューオンを 1 個以上要求することで SUSY 信号は減るが、それ以上にバックグラウンドが減り、信号が特に消失横エネルギー分布でバックグラウンドを大きく上回ること分かる.  $R$  が大きくなるにつれて、SUSY 信号の各ヒストグラムのピークと end point の位置が低い値へシフトしていることは、0-lepton mode の場合と同じである.

1-lepton mode の場合では、消失横エネルギー分布において、 $R = 0.1, 20, 30, 40$  までがバックグラウンドを上回り、 $R = 50(\text{magenta})$  はバックグラウンドの方が全  $E_T$  領域で大きい.

## 5.6 Signal Significance

Signal Significance は次のように定義される：

$$\text{Signal Significance} \equiv \frac{N_{\text{SUSY}}}{\sqrt{N_{\text{BG}}}} \quad (5.4)$$

$N_{\text{SUSY}}$  と  $N_{\text{BG}}$  はそれぞれ SUSY 信号とバックグラウンドのイベント数を表し、両者ともに Poisson 分布に従う. よって、 $\sqrt{N_{\text{BG}}}$  はバックグラウンドの誤差であり、式 (5.4) は SUSY 信号がバックグラウンドの誤差と比べてどれだけあるかを表す. 従って Signal Significance は、signal が background ではなく SUSY によるものであることを言う指標と考えることが出来る.

図 5.5 は、 $N_{\text{signal}} > 10$  の条件の下で消失横エネルギーのカットの値を変えていったときの Signal Significance を示した. ATLAS グループで決定されている発見の定義は

$$N_{\text{signal}} > 10 \text{ and Significance} > 5 \quad (5.5)$$

である. これを踏まえて図 5.5 を見てみると、どちらの mode でも  $10\text{fb}^{-1}$  で  $R = 0.1 \sim R = 40$  までの SUSY の発見は期待でき、 $R = 50$  は難しいことが分かる.

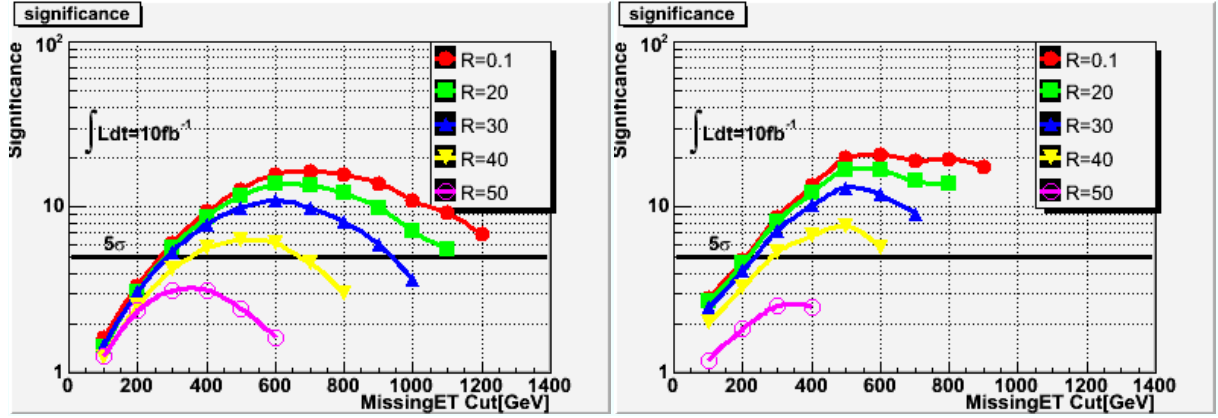


図 5.5: Signal Significance. 0-lepton mode(左), 1-lepton mode(右)

## 5.7 まとめ

- Fast Simulation による, ATLAS 実験における質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性について研究した.
- 超対称性粒子の質量が縮退することにより, それが崩壊したときに放出されるジェットやレプトンの横運動量は, mSUGRA モデルの場合と比べて小さい.
- この効果は, leading 4-Jets の横運動量分布, 消失横エネルギー分布, Effective Mass 分布にはっきりと現れ, 特に最も質量が縮退したポイント ( $R = 50$ ) は, 信号がバックグラウンドを完全に下回っていた.
- $R = 20, 30, 40$  では, 積分ルミノシティ  $10\text{fb}^{-1}$  での発見可能性を示した. 一方,  $R = 50$  の超対称性粒子の積分ルミノシティ  $10\text{fb}^{-1}$  での発見は難しいことが分かった.



## 第6章 質量が縮退した超対称性モデルの同定

質量が縮退した超対称性粒子は個々の超対称性粒子間の質量差が小さいので、mSUGRA モデルの場合と比べてそれらが LSP へ崩壊する際、放出されるジェットやレプトンの横運動量は小さい。そのため、標準模型過程のバックグラウンドとの区別が難しい。しかし、第5章から ATLAS 実験において、質量が縮退した超対称性粒子の発見が可能なパラメータ領域が存在することが分かった。ATLAS 実験で超対称性粒子が発見された場合、次に我々の世界の超対称性粒子はどのような超対称性の破れのモデルに従うのか調べたい。

この章では、LHC 加速器の First Run から得られる情報を用いて、質量が縮退した超対称性粒子と mSUGRA モデルの区別をつけることが可能であるか、引き続き Fast Simulation を用いた研究を行った。そのことについて論じる。

### 6.1 MMAM モデルと mSUGRA モデルのイベント分布

図 6.1 は 1-lepton mode での SUSY signal の消失横エネルギー分布 ( $\int dt \mathcal{L} = 50\text{fb}^{-1}$ ) である。縦軸はイベント数、横軸は消失横エネルギー [GeV] に取っている。カラーのヒストグラムは gluino の質量が異なる mSUGRA モデル、黒のヒストグラムは MMAM モデル ( $R = 30$ ) である。

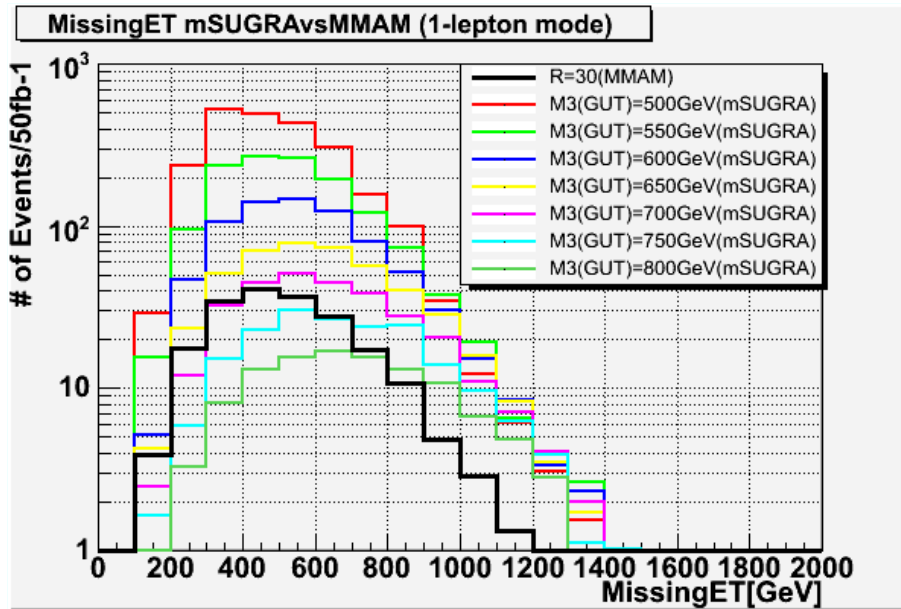


図 6.1: mSUGRA モデル (color histograms) と MMAM モデル (black histogram) の 1-lepton mode での消失横エネルギー分布 ( $\int dt \mathcal{L} = 50\text{fb}^{-1}$ ).

ヒストグラム全体の形は mSUGRA モデルと MMAM モデルとで異なっているが、高い消失横エネルギーの領域、例えば  $\cancel{E}_T > 500\text{GeV}$  では、どちらのモデルの分布も指数関数的にイベント数が減り、テールが伸びていることが分かる。



実際、図 5.4 の消失横エネルギー分布 (1-lepton mode) から、 $\cancel{E}_T < 500\text{GeV}$  の領域では signal が完全に background に覆われており、逆に signal の方が background を超えるのは  $\cancel{E}_T > 500\text{GeV}$  の領域である。従って、signal と background を足し合わせた消失横エネルギーの分布の形は、mSUGRA モデルと MMAM モデルとで差はほとんど見られない (図 6.2)。よって、超対称性粒子のイベントが発見されたとき、消失横エネルギー等のイベント分布だけでは、mSUGRA モデルと MMAM モデルの区別を付けるのは難しい。それでも、両モデルで異なる特徴が必ず存在しているはずである。

そこで、実験的に MMAM モデルと mSUGRA モデルを区別することが可能かどうか、

1. mSUGRA モデルの横消失エネルギー分布を gluino の質量を変えていき、MMAM モデルの分布の形に合わせる。
2. 実験データから得られる情報である、生成断面積やイベントの持つ典型的な質量スケール (後述) を両モデルで比較する。
3. これらが両モデルで一致しなければ、mSUGRA モデルと MMAM モデルは区別出来る。しかし、一致した場合は他のイベントの特徴から両者を区別出来るか調べる。

という手順で研究を行う。以下は、バックグラウンドの少ない 1-lepton mode のみで話を進めることにする。

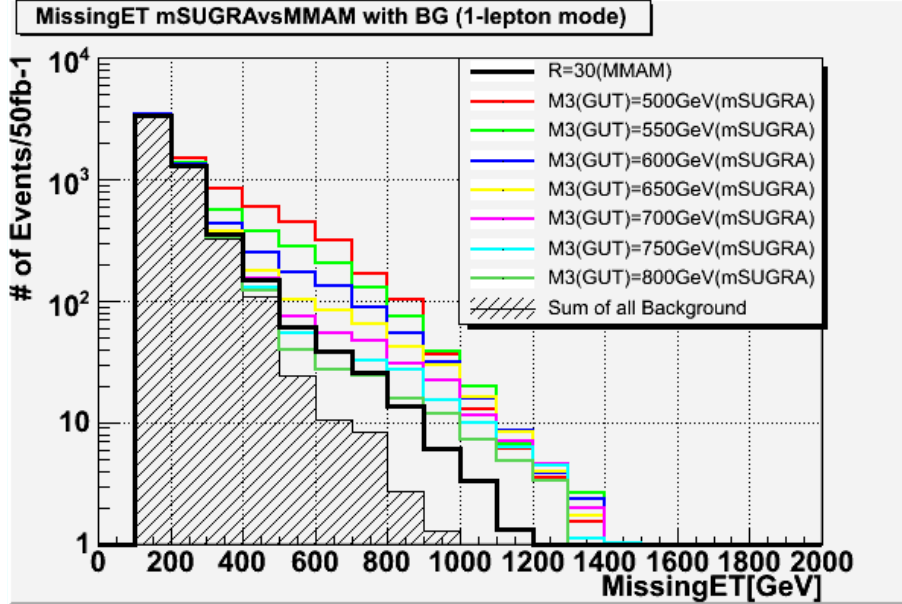


図 6.2: SUSY の信号とバックグラウンドを合わせた横消失エネルギー分布 ( $\int dt\mathcal{L} = 50\text{fb}^{-1}$ ). 黒のヒストグラムが MMAM モデル ( $R = 30$ ) の信号とバックグラウンドを合わせたもの、カラーのヒストグラムが mSUGRA モデルの信号とバックグラウンドを合わせたものである。

| ponit | $m_{\tilde{g}}[\text{GeV}]$ | $m_{\tilde{u}_L}[\text{GeV}]$ | $m_{\tilde{\chi}_1^0}[\text{GeV}]$ | $\sigma_{\text{tot}}[\text{fb}]$ |
|-------|-----------------------------|-------------------------------|------------------------------------|----------------------------------|
| mg300 | 731.5                       | 713.2                         | 119.3                              | 12464                            |
| mg325 | 781.9                       | 736.0                         | 128.6                              | 9387                             |
| mg350 | 842.8                       | 823.6                         | 140.6                              | 5568                             |
| mg375 | 892.3                       | 840.0                         | 149.9                              | 4453                             |
| mg400 | 954.2                       | 933.45                        | 162.0                              | 2701                             |
| mg425 | 1001                        | 943.5                         | 171.3                              | 2270                             |
| mg450 | 1061                        | 1041                          | 183.7                              | 1410                             |
| mg475 | 1108                        | 1046                          | 192.8                              | 1225                             |
| mg500 | 1169                        | 1148                          | 205.4                              | 769.5                            |
| mg525 | 1217                        | 1147                          | 214.4                              | 693.2                            |
| mg550 | 1278                        | 1255                          | 227.1                              | 438.5                            |
| mg575 | 1323                        | 1249                          | 235.9                              | 405.7                            |
| mg600 | 1386                        | 1362                          | 248.8                              | 258.2                            |
| mg625 | 1428                        | 1349                          | 257.7                              | 246.5                            |
| mg650 | 1493                        | 1468                          | 270.8                              | 156.4                            |
| mg675 | 1535                        | 1449                          | 279.4                              | 153.3                            |
| mg700 | 1586                        | 1499                          | 290.5                              | 122.5                            |
| mg750 | 1692                        | 1598                          | 312.3                              | 78.24                            |
| mg800 | 1796                        | 1697                          | 334.1                              | 51.21                            |
| mg850 | 1900                        | 1795                          | 356.1                              | 34.14                            |
| mg900 | 2003                        | 1894                          | 378.2                              | 23.18                            |

表 6.1: フィット関数 (mSUGRA モデル)

## 6.2 消失横エネルギー分布のフィット

MMAM モデルの消失横エネルギー分布を mSUGRA モデルでフィットする際、フィット関数として 21 個の mSUGRA モデルのパラメータセットを用意した。各ポイントの  $\tilde{g}, \tilde{u}_L, \tilde{\chi}_1^0$  (LSP) の質量と生成断面積を表 6.1 に示す。また、各ポイントの名前を GUT スケールでの gluino の質量とする。例えば、mg300 は  $M_3(\text{GUT}) = 300[\text{GeV}]$  を満たすポイントであることを意味する<sup>1</sup>。

積分ルミノシティ  $50\text{fb}^{-1}$  で MMAM モデルの超対称性粒子が生成され、信号とバックグラウンドが合わさった横消失エネルギー分布が得られたと仮定し、それらの横消失エネルギー分布を、用意した mSUGRA モデルの消失横エネルギー分布 (信号+バックグラウンド) を使ってフィットした。

フィットの方法は  $\chi^2$  method を用いた。MMAM モデルの信号とバックグラウンドを合わせた消失横エネルギー分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 50\text{fb}^{-1}$ ) の  $i$  番目のビンのイベント数を

$$x_i = X_i + B_i \quad (6.1)$$

とする。但し、 $X_i$  と  $B_i$  はそれぞれ信号とバックグラウンドのイベント数とする。一方、フィット関数とする mSUGRA モデルの信号とバックグラウンドのそれぞれの統計量は、シミュレーショ

<sup>1</sup>これから先のフィットの説明をする際に、必要に応じて mg300 という様にフィット関数のどのポイントかを直に指摘することにする。

ンにより実験データよりも多い．mSUGRA モデルの信号とバックグラウンドが，それぞれ実験データの  $L_{\text{sug}}$  倍と  $L_{\text{sug}}$  倍の統計量だけあるとしたとき，フィット関数 (mSUGRA モデル+バックグラウンド) の消失横エネルギーの  $i$  番目のビンのイベント数を

$$y_i = \frac{fY_i}{L_{\text{sug}}} + \frac{B'_i}{L_{\text{bg}}} \quad (6.2)$$

とする．ここで， $Y_i$  と  $B'_i$  はそれぞれ mSUGRA モデルの信号とバックグラウンドのイベント数であり， $f$  は MMAM モデルと mSUGRA モデルの分布の形が合うように調節するためのファクターとする．このとき， $\chi^2$  は

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(x_i - y_i)^2}{\left( \sqrt{X_i + \frac{f^2 Y_i}{L_{\text{sug}}^2} + B_i + \frac{B'_i}{L_{\text{bg}}^2}} \right)^2} \quad (6.3)$$

となる<sup>2</sup>．

以下では，MMAM モデルの  $R = 20$  のポイント为例として，mSUGRA モデルの gluino の質量とファクター  $f$  を変化させて，

$$N_{\text{MMAM}}(E_T) = f \times N_{\text{mSUGRA}}(E_T, m_{\tilde{g}}) \quad (6.5)$$

(ここで， $N_{\text{MMAM}}(E_T)$ ,  $N_{\text{mSUGRA}}(E_T, m_{\tilde{g}})$  は各モデルの  $E_T > 500\text{GeV}$  のイベント数とする．) となり，同時に  $\chi^2$  が最小となるベストフィットポイントを決める (図 6.3)．

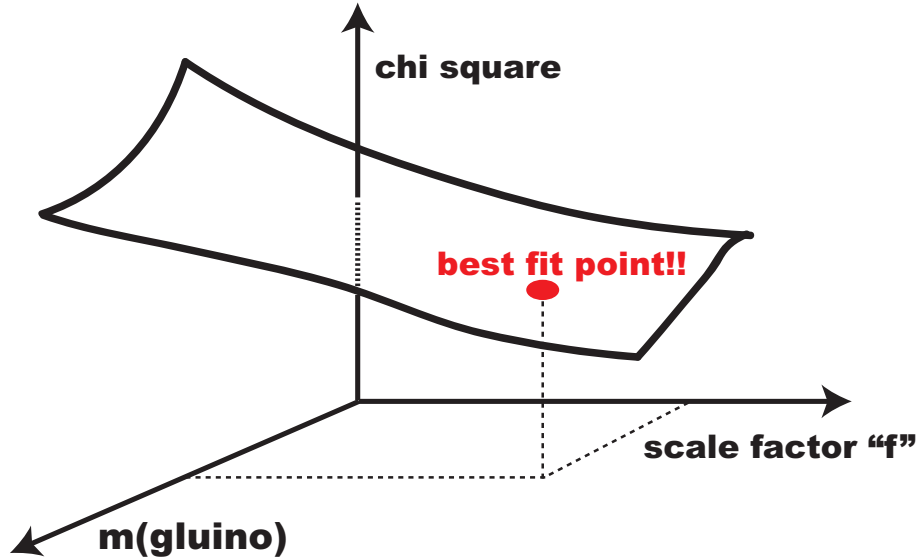


図 6.3:  $m_{\tilde{g}}$  と  $f$  を変化させてベストフィットポイントを決める．

実際には，

<sup>2</sup> $z_i = x_i - y_i$  の誤差  $\sigma_i$  は誤差伝搬の式から決まる：

$$\sigma_i^2 = \left( \frac{\partial z_i}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 + \left( \frac{\partial z_i}{\partial Y_i} \right)^2 \sigma_{Y_i}^2 + \left( \frac{\partial z_i}{\partial B'_i} \right)^2 \sigma_{B'_i}^2 = X_i + \frac{f^2 Y_i}{L_{\text{sug}}^2} + B_i + \frac{B'_i}{L_{\text{bg}}^2} \quad (6.4)$$

1. 各フィット関数 (の  $m_{\tilde{g}}$ ) に対して  $f$  のベストポイントを決める.
2. 決めた  $f$  に対して  $m_{\tilde{g}}$  を変化させ, ベストフィットポイントを決める.

の手順を取った..

### 6.2.1 各フィット関数のベストスケールファクター $f$ の決定

1. まず, ある  $m_{\tilde{g}}$  において, 式 (6.3) より  $\chi^2$  を計算する. SUSY 信号のスケールは次のように定義するスケールファクター  $f$  で変化させる.

$$f = \frac{N_{\text{MMAM}}}{N_{\text{mSUGRA}}} + 0.01 \times a \quad (6.6)$$

ここで, 第1項は  $\alpha = 0$  のとき, つまり  $\cancel{E}_T > 500\text{GeV}$  の SUSY イベント数の合計が MMAM モデルと mSUGRA モデルで一致するようにした. 第2項ではパラメータ  $a$  を  $-200 \leq a \leq 200$  の範囲で変化させて  $\chi^2$  の値を求めた.

2. 計算した 401 個の  $\chi^2$  を, 縦軸を  $\chi^2$ , 横軸をスケールファクターにとってプロットして, 2 次関数でフィットする. 2 次関数が最小値を取るスケールファクターを mg300 のベストスケールファクターと決める (図 6.4).

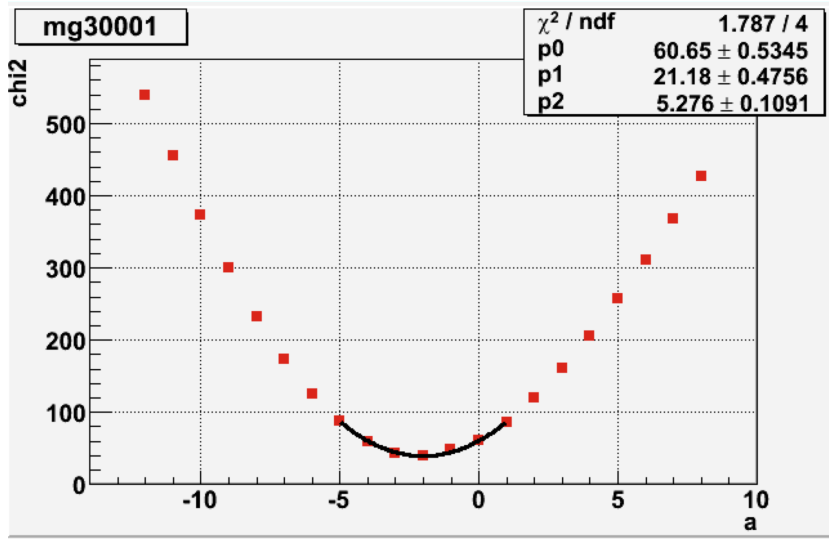


図 6.4:  $R = 20$ (MMAM モデル) に対して mg300 の scale factor を変えて計算した  $\chi^2$  を, 縦軸を  $\chi^2$ , 横軸をパラメータ  $a$  にとってプロットした (赤線). そして, 最小値付近を 2 次関数でフィットし (黒線), 2 次関数が最小値を取る  $a$  を best scale factor と決めた.

3. 上記の 2 つの手順を表 6.1 に示す mg900 までの全てのフィット関数に対して行い, 各フィット関数のベストスケールファクターを決める (図 6.5).

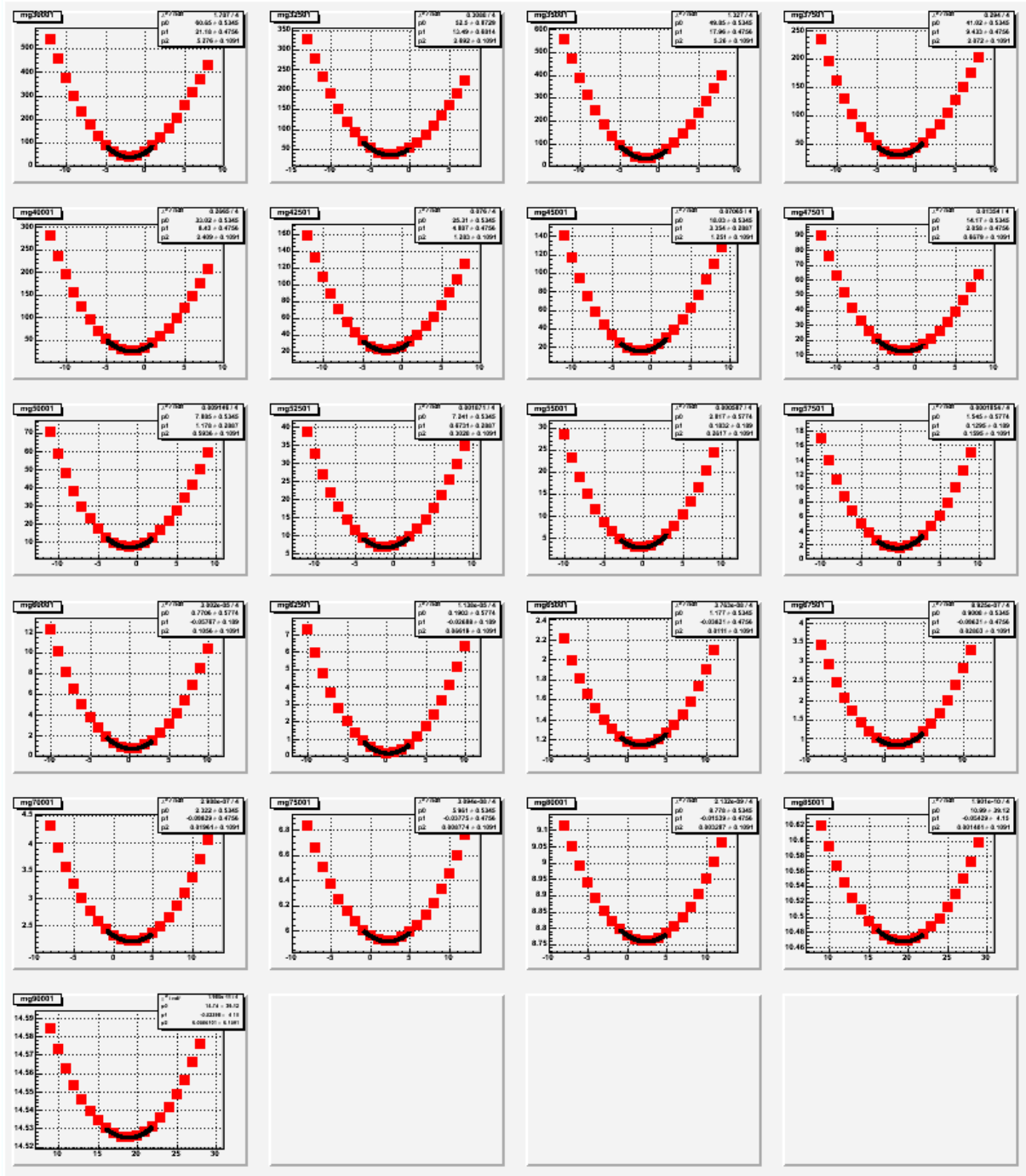


図 6.5:  $R = 20$  に対して各フィット関数のベストスケールファクターを決める。赤線はフィット関数のスケールを変化させて計算した  $\chi^2$  の 401 個のプロットで、黒線は最小値付近を 2 次関数でフィットしたもの。2 次関数が最小値を取るスケールファクターを、そのフィット関数のベストスケールファクターと決める。

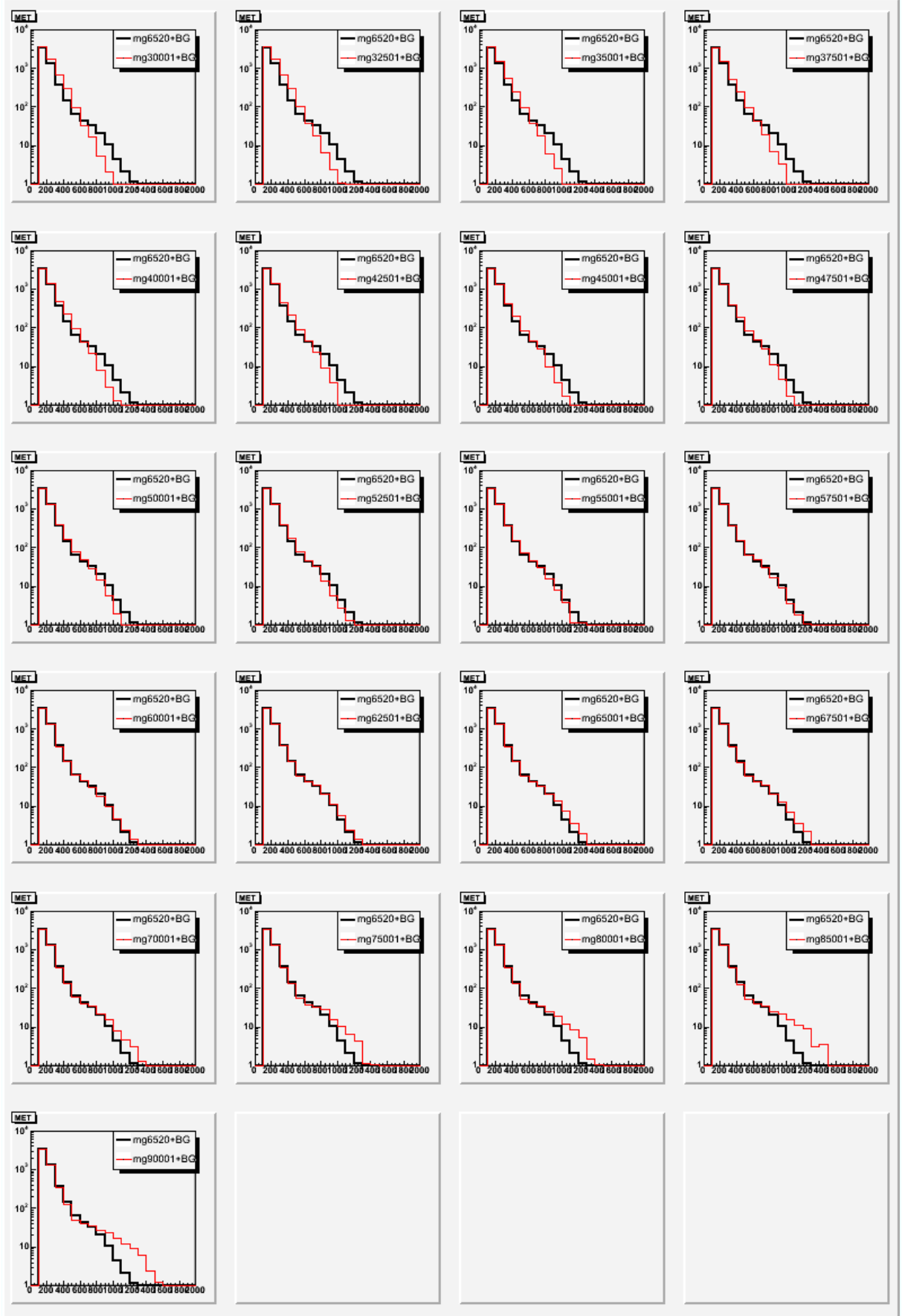


図 6.6: ベストスケールファクターでスケールし直したフィット関数の横消失エネルギー分布 (赤) と  $R = 20$  の分布 (黒) の比較 (積分ルミノシティは  $50\text{fb}^{-1}$ ).

### 6.2.2 ベストフィットポイントの gluino の質量の決定

決定したベストスケールファクターに対して gluino の質量を変化させて、 $R = 20$  の消失横エネルギー分布にベストフィットする mSUGRA ポイントの gluino の質量を決定する．具体的な手順を以下に示す．

1. 各フィット関数の mSUGRA の消失横エネルギー分布を、先に決定したベストファクターでスケールし直す．図 6.6 は、ベストファクターでスケールし直したフィット関数(赤のヒストグラム)と  $R = 20$ (黒のヒストグラム)を重ね合わせ、比較した図である． $m_{\tilde{g}}$  の値によって 2 つのヒストグラムの一致の度合いに差がある．
2.  $\chi^2$  を縦軸、gluino の質量を横軸に取り、式 (6.2) を用いて  $R = 20$  で  $\chi^2$  を計算する．
3.  $\chi^2(m_{\tilde{g}})$  を  $m_{\tilde{g}}$  の 2 次関数でフィットさせて、2 次関数が最小値を取る点の  $m_{\tilde{g}}$  をベストフィットと決定する (図 6.7)．

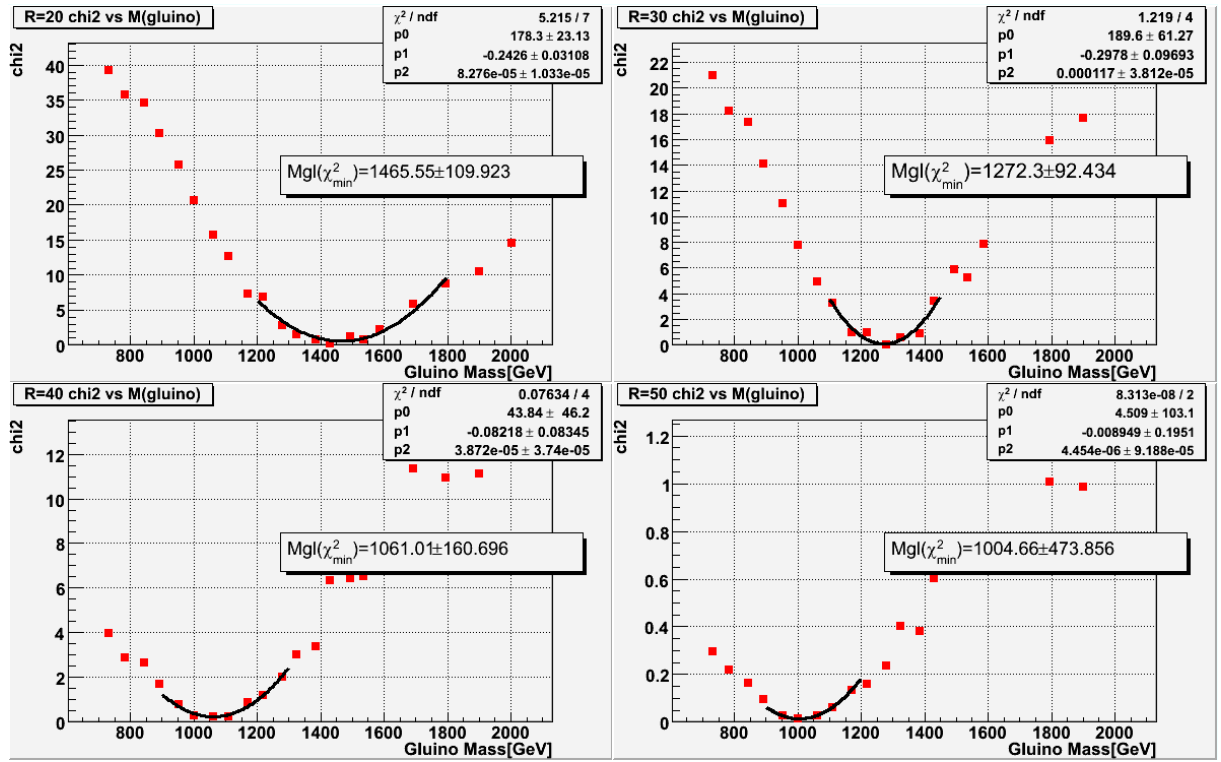


図 6.7: 各 MMAM モデルにおけるベストフィット mSUGRA ポイントの  $m_{\tilde{g}}$  の決定

各 MMAM モデルのポイントの gluino の質量と、それに対するベストフィット mSUGRA ポイントの gluino の質量を表 6.2 に示す．消失横エネルギー分布の形が合うようにフィットしたが、 $R$  が大きくなるに従い gluino の質量の一致は悪くなった．

|                                            | $R = 20$             | $R = 30$          | $R = 40$             | $R = 50$             |
|--------------------------------------------|----------------------|-------------------|----------------------|----------------------|
| $m_{\tilde{g}}[\text{GeV}](\text{ture})$   | 1490.53              | 1488.64           | 1486.53              | 1486.23              |
| $m_{\tilde{g}}[\text{GeV}](\text{fitted})$ | $1465.55 \pm 109.92$ | $1272.3 \pm 92.4$ | $1061.01 \pm 160.70$ | $1004.66 \pm 473.86$ |

表 6.2: 各 MMAM モデルの  $m_{\tilde{g}}$ (上段) とそれに対するベストフィット mSUGRA ポイントの  $m_{\tilde{g}}$ (下段)

### 6.2.3 SUSY イベントの持つ典型的な質量スケール $P_{\text{cm}}$ の定義

$\chi^2$  フィットによって決まる量は実験データからすぐに得られるものが望ましい．実験データから得られる情報は SUSY イベントに含まれる消失横エネルギー、ジェットやレプトンの運動量である．先にベストフィット mSUGRA ポイントの gluino の質量を決めたが、gluino/squark 等の超対称性粒子の質量はこれらの情報から崩壊のモデルを同定した後、その仮定を用いて再構成されて初めて分かる．モデルを同定するには大量の統計量が必要となるので、LHC 加速器の First Physics Run のような初期の段階では求めることが出来ない．

そこで、「SUSY イベントの持つ典型的な質量スケール」を使うことにする．この質量スケールは、陽子同士の衝突で生成された squark が直接 LSP に崩壊した時に生成されるジェットの持つ横運動量  $P_{\text{cm}}$  として定義する．

$$P_{\text{cm}} = \frac{1}{2} \left( \frac{m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{q}}} \right) \quad (6.7)$$

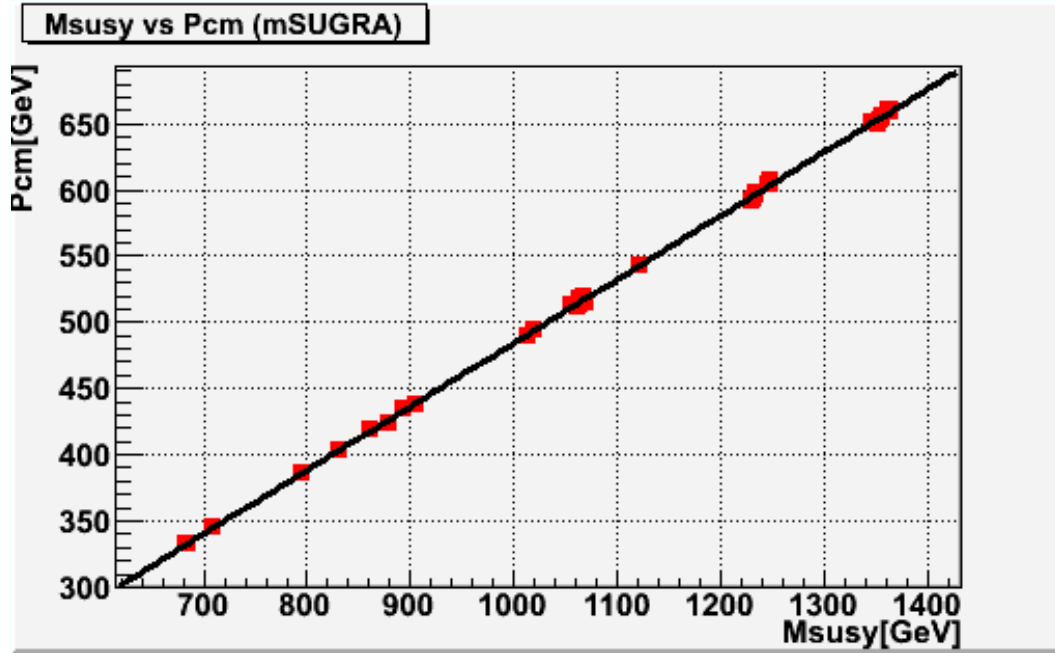
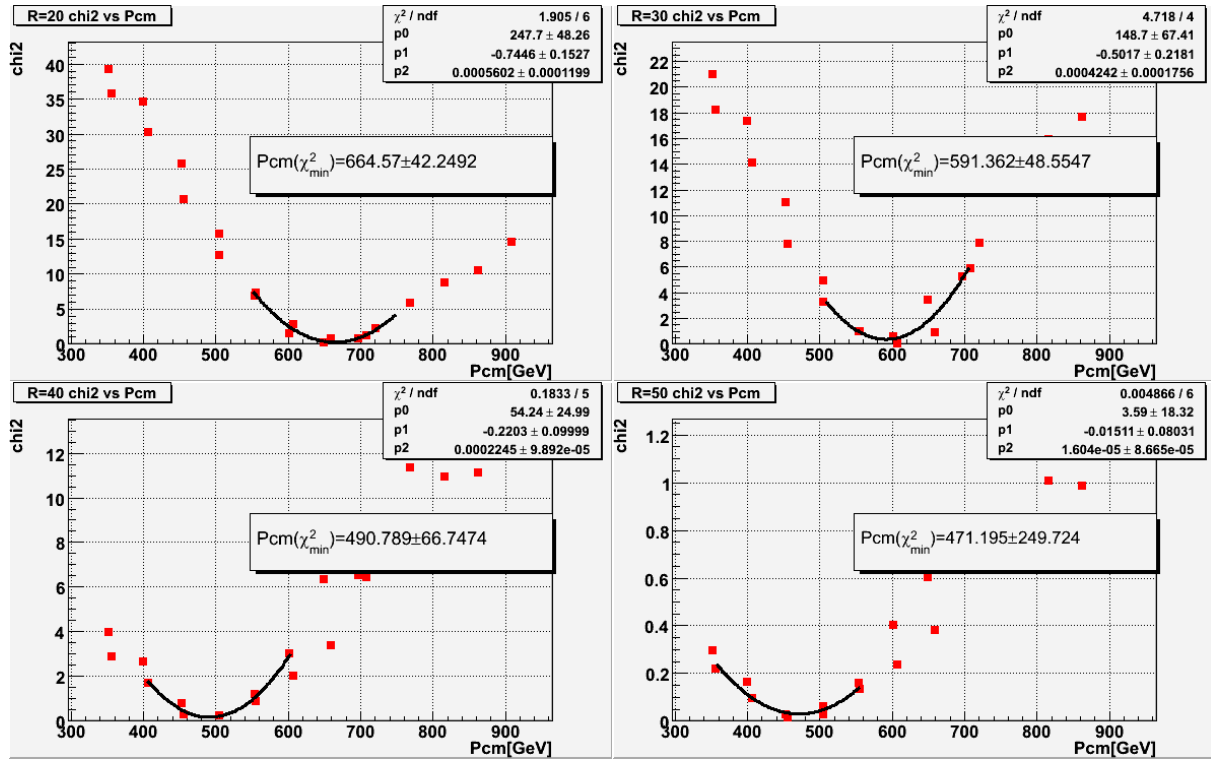
$$\simeq \frac{1}{2} m_{\tilde{q}} \quad (\text{if } m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (6.8)$$

$\tilde{u}_R$  は  $SU(2)$  の量子数を持たないので  $\tilde{W}$  と結合する事が出来ず、直接  $\tilde{\chi}_1^0 (\approx \tilde{B})$  に崩壊する．このときに生成するジェットの横運動量が最も大きいと考えられ、 $P_{\text{cm}}$  はこの崩壊過程を想定した量である．実際の SUSY イベントは、多段階のカスケード崩壊により多数のジェットが生じる．よって、それらのジェットの横運動量をすべて足し合わせると  $P_{\text{cm}}$  にほぼ一致するはずである．

ここで  $P_{\text{cm}}$  の定義に関して一つ注意を述べる．フィットするために用意した mSUGRA モデルのポイント、及び MMAM モデルの超対称性粒子の質量が縮退した4つのポイント ( $R = 20, 30, 40, 50$ ) では  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  だから、陽子同士の衝突では軽い方の squark の方が生成される割合が高いため、 $P_{\text{cm}}$  を式 (6.7) の様に定義している．一方、パラメータの値によっては  $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  の場合もあり<sup>3</sup>、この場合は式 (6.7) の squark の質量を gluino の質量に変更する必要がある．しかし、実際 gluino が直接 LSP へ崩壊することはないのだが、 $P_{\text{cm}}$  は SUSY イベントの持つ典型的な質量スケールの情報を与えてくれる最も簡単に定義した量であるので、 $P_{\text{cm}}$  の定義に関して物理過程を詳細まで考慮しないことにする．

<sup>3</sup>mSUGRA モデルにおいて、 $m_{1/2}$  の方が  $m_0$  よりも小さく設定したときは  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  となり、 $m_0$  の方が  $m_{1/2}$  よりも大きく設定したときは  $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  となる．



図 6.8: mSUGRA モデルにおける,  $P_{\text{cm}}$  と  $M_{\text{SUSY}}$  の関係図 6.9: 超対称性粒子の質量が縮退した各ポイント ( $R = 20, 30, 40, 50$ ) に対するベストフィットポイントの  $P_{\text{cm}}$  の決定.

mSUGRA モデルではsquark と LSP との質量差が大きいので、式 (6.8) のように  $P_{\text{cm}}$  はsquark の質量のおおよそ半分に等しいと近似が出来る。図 6.8 は、任意の mSUGRA ポイントで gluino/squark と LSP の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  を縦軸に取り、横軸を  $M_{\text{SUSY}} = \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$  に取ったときの関係を示した図で、これからも mSUGRA モデルでは

$$M_{\text{SUSY}} = \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}) \simeq 2P_{\text{cm}} \quad (6.9)$$

が成立することが分かる。

#### 6.2.4 ベストフィットポイントの $P_{\text{cm}}$ の決定

$\chi^2$  フィットから、SUSY イベントの持つ典型的な質量スケール  $P_{\text{cm}}$  の決め方は、先の gluino の質量の決め方と同じである。すなわち、 $\chi^2$  を縦軸、 $P_{\text{cm}}$  を横軸に取った平面上に、計算した  $\chi^2$  をプロットする。そして、 $P_{\text{cm}}$  の 2 次関数でフィットさせて、2 次関数が最小値を取る点の  $P_{\text{cm}}$  をベストフィットと決める (図 6.9)。

ベストフィット mSUGRA ポイントの  $P_{\text{cm}}$  と、それに対する MMAM モデルの各ポイントの squark と LSP の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  を表 6.3 に示す。

|                                            | $R = 20$         | $R = 30$         | $R = 40$         | $R = 50$          |
|--------------------------------------------|------------------|------------------|------------------|-------------------|
| $P_{\text{cm}}[\text{GeV}](\text{MMAM})$   | 656              | 598              | 495              | 361               |
| $P_{\text{cm}}[\text{GeV}](\text{mSUGRA})$ | $664.6 \pm 42.2$ | $591.4 \pm 48.6$ | $490.8 \pm 66.7$ | $471.2 \pm 249.7$ |

表 6.3: MMAM モデルの各ポイントの  $P_{\text{cm}}$  と、それぞれに best fit する mSUGRA ポイントの  $P_{\text{cm}}$ 。

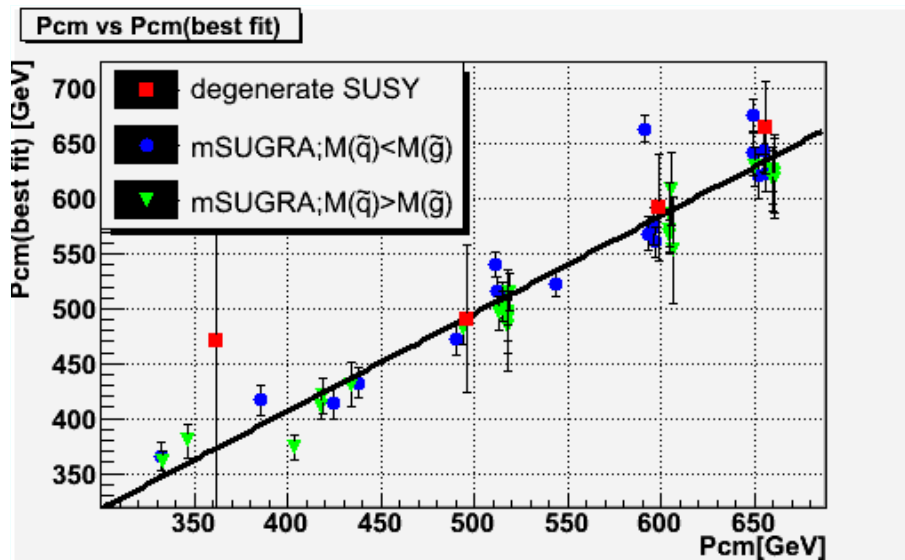


図 6.10: フィット関数 (mSUGRA モデル) によるフィッティングで決めた  $P_{\text{cm}}$  と sparticle の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  の関係。赤のプロットが MMAM モデル、青プロットが  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  の mSUGRA モデル、緑のプロットが  $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  の mSUGRA モデル。黒線は mSUGRA のプロットだけで 1 次関数でフィットした直線である。

表 6.3 より、 $R = 20, 30, 40$  に関しては、各ポイントの sparticle の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  とフィットで決まったベストフィットポイントの  $P_{\text{cm}}$  はほぼ一致しており、フィットにより MMAM モデル

の  $P_{\text{cm}}$  を良く再現出来ていることが分かった.  $R = 50$  は悪かった. 一方, フィット関数として用意した mSUGRA のパラメータセットとは別に,  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$ ,  $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  をそれぞれ満たす mSUGRA ポイントを多数用意して, それらの消失横エネルギー分布をフィット関数でフィットすることで, ベストフィットポイントの  $P_{\text{cm}}$  を決めて, それと sparticle の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  との関係を見たのが図 6.10 である.

縦軸をフィットから決めた  $P_{\text{cm}}$ , 横軸を sparticle の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  に取っており, 青と緑のプロットが mSUGRA モデルのポイントである. 黒線は mSUGRA モデルのプロットを 1 次関数でフィットした直線で, フィットから決めた  $P_{\text{cm}}$  と sparticle の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  が, ほぼ 1 対 1 に対応していることがわかる. また, MMAM モデルの超対称性粒子の質量が縮退したポイントが赤のプロットで,  $R = 20, 30, 40$  のプロットがほぼ 1 次関数の直線上にある.

以上より,  $P_{\text{cm}}$  は, MMAM モデルの  $R$  の大きくないパラメータ領域 (少なくとも,  $R = 50$  では使えないことは確認できた) と mSUGRA モデルで使える量であることが分かった.

#### 6.2.4.1 MMAM モデルとベストフィット mSUGRA ポイントの gluino/squark の質量の比較

ここで, MMAM モデルとベストフィット mSUGRA ポイントの gluino/squark の質量を比較してみる.

$\chi^2$  フィットからベストフィット mSUGRA ポイントの  $P_{\text{cm}}$  が決まった. mSUGRA モデルにおいて,  $P_{\text{cm}}$  と  $M_{\text{SUSY}} = \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$  の間に式 (6.9) の関係が成立することを用いて, ベストフィットポイントでの gluino/squark の質量がおおよそ分かる.

|                                            | $R = 20$          | $R = 30$           | $R = 40$           | $R = 50$          |
|--------------------------------------------|-------------------|--------------------|--------------------|-------------------|
| $M_{\tilde{q}}[\text{GeV}](\text{MMAM})$   | 1473              | 1474               | 1471               | 1461              |
| $M_{\tilde{q}}[\text{GeV}](\text{mSUGRA})$ | $1375.1 \pm 88.2$ | $1222.6 \pm 101.4$ | $1012.9 \pm 139.3$ | $972.0 \pm 521.3$ |

表 6.4: MMAM モデルの squark の質量 (上段) とベストフィット mSUGRA ポイントの squark の質量 (下段).

表 6.4 には, 両モデルの squark の質量を示した.  $P_{\text{cm}}$  が両モデルでほぼ一致していても, sparticle の質量まで一致していることは限らないことが分かる.

#### 6.2.5 まとめ

Fitting に関して, まとめを一度しておく.

- MMAM モデルの超対称性粒子の質量が縮退したポイント ( $R = 20, 30, 40, 50$ ) の消失横エネルギー分布を, mSUGRA モデルの消失横エネルギー分布で, gluino の質量を変えていくことで  $\chi^2$  フィットさせた.
- $\chi^2$  フィットの結果, ベストフィット mSUGRA ポイントの SUSY イベントの持つ典型的な質量スケール  $P_{\text{cm}}$  が分かった. この  $P_{\text{cm}}$  は, フィッティングの対象となった MMAM モデルポイントの sparticle の質量から計算した  $P_{\text{cm}}$  とほぼ一致しており,  $P_{\text{cm}}$  は MMAM モデルと mSUGRA モデルの両方で使えるパラメータであることが分かった (但し, これが使える MMAM モデルのパラメータ領域に制限がある).

- mSUGRA モデルでは,  $M_{\text{SUSY}} = \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}) \simeq 2P_{\text{cm}}$  が成立することから, ベストフィット mSUGRA ポイントの  $P_{\text{cm}}$  から, このポイントの gluino/squark の質量がわかる. それと, フィッティングの対象となる MMAM モデルの gluino/squark の質量を比較すると,  $P_{\text{cm}}$  は一致していても, sparticles の質量が一致するとは限らないことが分かった.

## 6.3 生成断面積

前節で、消失横エネルギー分布の  $\chi^2$  フィットから、MMAM モデルと mSUGRA モデルの SUSY イベントの持つ典型的な質量スケール  $P_{\text{cm}}$  を一致させることができた。このフィットでは、異なる生成断面積の 2 つのモデルの消失横エネルギー分布の形状のみ比較した。次は生成断面積について議論する。

### 6.3.1 生成断面積と $P_{\text{cm}}$ の gluino/squark の質量依存性

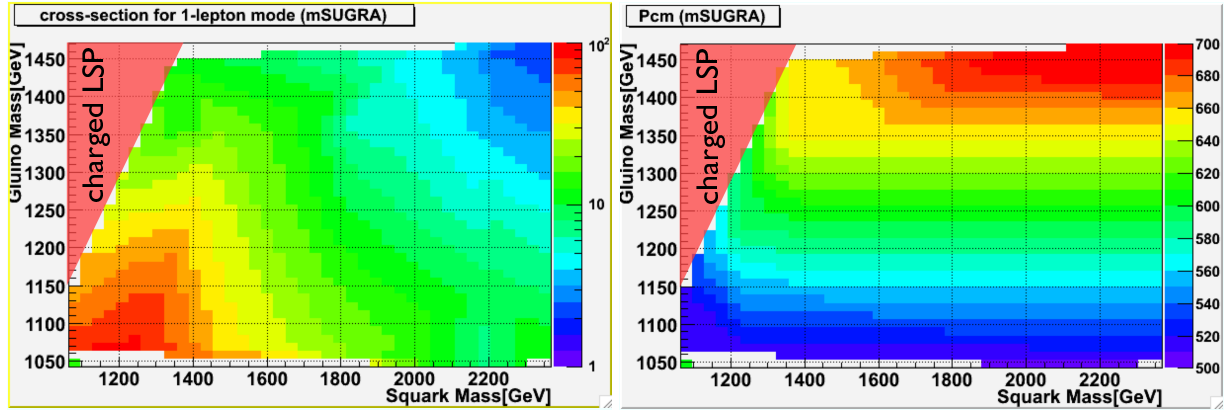


図 6.11: mSUGRA モデルの 1-lepton mode の生成断面積 [fb] の gluino/squark の質量依存性 図 6.12: mSUGRA モデルの 1-lepton mode の  $P_{\text{cm}}$  [GeV] の gluino/squark の質量依存性

図 6.11 は、mSUGRA モデルの 1-lepton mode の生成断面積 (単位は fb) の gluino/squark の質量依存性を示した図である。生成断面積の大きさは色で表しており、緑から赤に向かう程生成断面積は大きくなり、緑から紫に向かう程小さくなる。左上の赤い三角形の領域は charged LSP の領域で除外することにする。

gluino/squark の質量が小さい領域から大きい領域へ、対角線に沿って変化して行くと生成断面積が一気に落ちていく。LHC 加速器では、陽子同士の衝突で強い相互作用により gluino/squark が対で生成され、生成断面積は gluino/squark の質量に依存することが、図 6.11 からはっきりと分かる。

一方、図 6.12 は、mSUGRA モデルの 1-lepton mode での  $P_{\text{cm}}$  [GeV] の gluino/squark の質量依存性を示した図である。図の見方は、生成断面積の図と同じである。 $P_{\text{cm}}$  の方は、gluino/squark のどちらかの質量を固定した状態で、もう一方の粒子の質量が変わっても、 $P_{\text{cm}}$  の値はほとんど変わらない。

図 6.11 と図 6.12 を重ね合わせたものが図 6.13 である。黒の点線は  $P_{\text{cm}}$  が同じ値を取る点を結んだ等高線である。生成断面積と  $P_{\text{cm}}$  の図を重ね合わせる事で、 $P_{\text{cm}}$  が一定でも、gluino または squark の質量が変化すれば生成断面積が変わることが分かる。

今、MMAM モデルの超対称性粒子の質量が縮退したそれぞれのポイントに対して、ベストフィット mSUGRA ポイントの  $P_{\text{cm}}$  が分かっている。そこで、その  $P_{\text{cm}}$  の領域で gluino/squark の質量を変化させることで、ベストフィット mSUGRA ポイントの生成断面積を、MMAM モデルと一致させる事が出来るか調べてみる。もし、生成断面積が一致するようなポイントが mSUGRA モデルで存在しなければ、それで mSUGRA モデルと MMAM モデルを区別出来るし、そのようなポイントが存在するのであれば、他のイベントの特徴から両モデルを区別しなければならない。

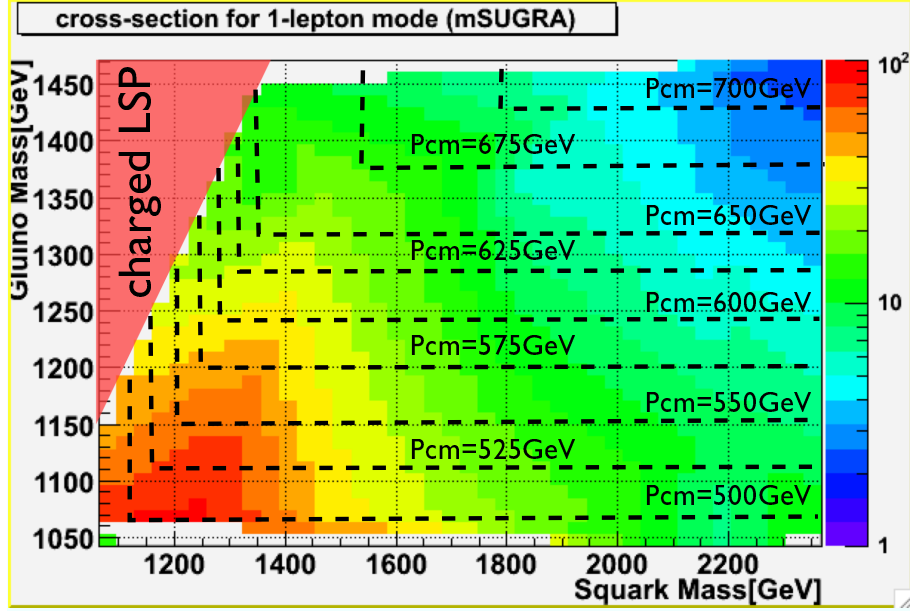


図 6.13: mSUGRA モデルの生成断面積と  $P_{cm}$  の依存性 (1-lepton mode)

この議論では、発見可能性が高く、統計量も多い  $R = 20$  と  $R = 30$  の MMAM モデルポイントを用いることにする。

### 6.3.2 MMAM モデルの生成断面積と一致する mSUGRA パラメータ

表 6.3 より、 $R = 20$  と  $R = 30$  のベストフィット mSUGRA ポイントの  $P_{cm}$  はそれぞれ  $P_{cm}(R = 20) = 664.6 \pm 42.2 [\text{GeV}]$ ,  $P_{cm}(R = 30) = 591.4 \pm 48.6 [\text{GeV}]$  である。mSUGRA モデルで成立する式 (6.9) の関係から、 $M_{\text{SUSY}}(R = 20) = 1375.1 \pm 88.2 [\text{GeV}]$ ,  $M_{\text{SUSY}}(R = 30) = 1222.6 \pm 101.4 [\text{GeV}]$  となる。 $M_{\text{SUSY}} = \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$  より、

- $m_{\tilde{q}} = M_{\text{SUSY}}$  と固定して  $m_{\tilde{g}}$  を変化させる。
- $m_{\tilde{g}} = M_{\text{SUSY}}$  と固定して  $m_{\tilde{q}}$  を変化させる。

これら2つの方法で、 $R = 20$  と  $R = 30$  それぞれのベストフィット mSUGRA ポイントの 1-lepton mode のイベント数が一致するような mSUGRA ポイントが存在するか調べる。

#### 6.3.2.1 $m_{\tilde{q}} = M_{\text{SUSY}}$ の場合

$m_{\tilde{q}} = M_{\text{SUSY}}$  と固定した状態で、gluino の質量を大きくしていくと、LSP は荷電粒子になるが、これは様々な制約により禁止される。mSUGRA モデルの LSP は  $\tilde{\chi}_1^0$  だから charged LSP の領域は除外する。そのため、mSUGRA モデルのイベント数を MMAM モデルに近づけるのには限界があり、その限界点が図 6.14 に示す Point A と Point B である。Point A は  $R = 20$ , Point B は  $R = 30$  に対する mSUGRA ポイントであり、両ポイントの mSUGRA モデルの基本パラメータの設定は表 6.5 の通りである。

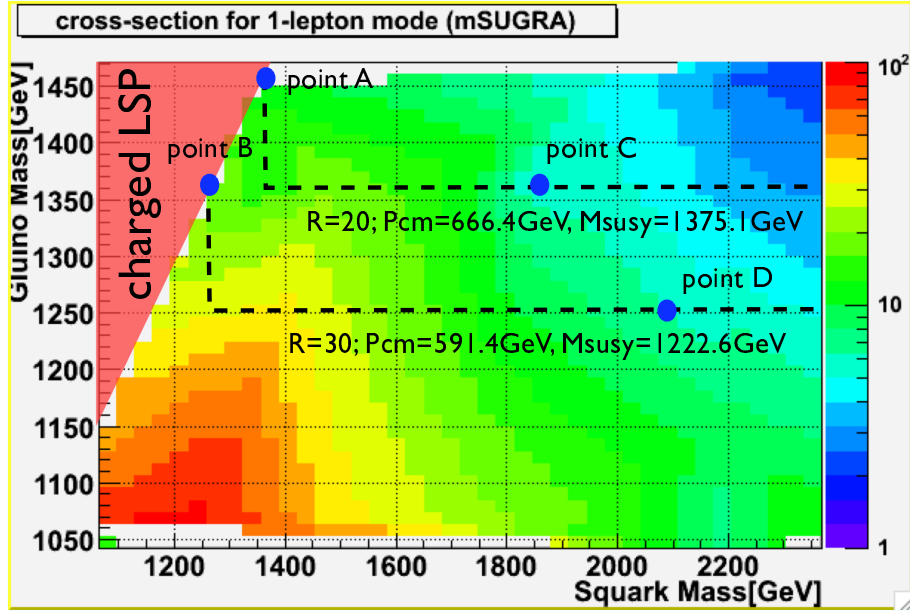


図 6.14:  $R = 20, 30$ (MMAM) の 1-lepton mode のイベント数と同じになる mSUGRA ポイントを探す.

| parameter | $m_0$      | $m_{1/2}$ | $A_0$ | $\tan \beta$ | $\text{sgn}(\mu)$ |
|-----------|------------|-----------|-------|--------------|-------------------|
| Point A   | 146.06 GeV | 654 GeV   | 0     | 10           | +                 |
| Point B   | 143 GeV    | 600 GeV   | 0     | 10           | +                 |

表 6.5: Point A と Point B のパラメータ設定.

$R = 20$  と Point A,  $R = 30$  と Point B の  $10\text{fb}^{-1}$  でのイベント数を表 6.6 に示す.

|                                   | $R = 20$     | Point A     | $R = 30$    | Point B     |
|-----------------------------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| number of evt/ $10\text{fb}^{-1}$ | 87.66 events | 188.3events | 79.83events | 294.2events |

表 6.6:  $R = 20$  と Point A,  $R = 30$  と Point B の  $10\text{fb}^{-1}$  でのイベント数の比較.

この場合は, mSUGRA モデル (Point A,B) の方が MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) よりもイベント数が 2 倍以上多いことが分かった.

### 6.3.2.2 $m_{\tilde{g}} = M_{\text{SUSY}}$ の場合

次は,  $M_{\tilde{g}} = M_{\text{SUSY}}$  と固定して, squark( $\tilde{u}_L$ ) の質量を大きくする事で,  $R = 20(R = 30)$  の  $10\text{fb}^{-1}$  のイベント数とほぼ同じになる Point C(Point D) を見つけた (表 6.8). Point C と Point D のパラメータ設定は表 6.7 の通りである.

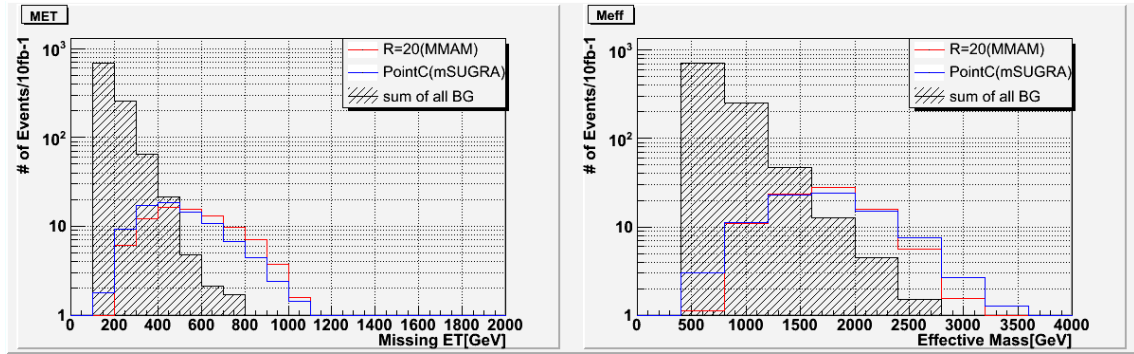
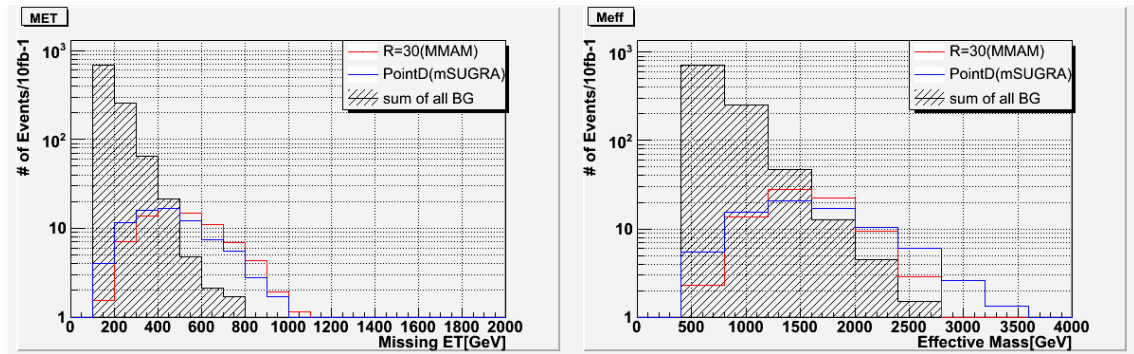
| parameter | $m_0$   | $m_{1/2}$ | $A_0$ | $\tan\beta$ | $\text{sgn}(\mu)$ |
|-----------|---------|-----------|-------|-------------|-------------------|
| Point C   | 1475GeV | 561.2GeV  | 0     | 10          | +                 |
| Point D   | 1825GeV | 502GeV    | 0     | 10          | +                 |

表 6.7: Point C と Point D のパラメータ設定

|                                   | $R = 20$     | Point C     | $R = 30$    | Point D     |
|-----------------------------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| number of evt/ $10\text{fb}^{-1}$ | 87.66 events | 88.28events | 80.55events | 81.66events |

表 6.8:  $R = 20$  と Point C,  $R = 30$  と Point D の  $10\text{fb}^{-1}$  でのイベント数の比較.

また,  $R = 20$  と Point C,  $R = 30$  と PointD の積分ルミノシティ  $10\text{fb}^{-1}$  での消失横エネルギー分布と Effective Mass 分布を比較した (図 6.15, 図 6.16). 赤のヒストグラムが Point C(Point D), 青のヒストグラムが  $R = 20(R = 30)$  であり, 分布の形が良く似ていることが分かる.

図 6.15:  $R = 20$  と Point C の消失横エネルギー分布 (左) と Effective Mass 分布 (右) の比較.図 6.16:  $R = 30$  と Point D の消失横エネルギー分布 (左) と Effective Mass 分布 (右) の比較.



### 6.3.3 まとめ

この節に関してまとめをする.

- mSUGRA モデルでは  $P_{\text{cm}}$  が一定でも, gluino/squark の質量が変化すればイベント数 (生成断面積) も変化する. MMAM モデルの超対称性粒子の質量が縮退したポイントの, ベストフィット mSUGRA ポイントの  $P_{\text{cm}}$  は決まっており, イベント数 (生成断面積) は未だにフリーパラメータのままであるから,  $\chi^2$  フィットで決めた  $P_{\text{cm}}$  の領域で gluino/squark の質量を変化させることで, MMAM モデルのイベント数 (生成断面積) と一致するような, mSUGRA ポイントが存在するか調べた.
- 具体的な方法として, mSUGRA モデルでは  $M_{\text{SUSY}} = \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}) \simeq 2P_{\text{cm}}$  が成立する. この関係から  $M_{\text{SUSY}}$  が決まり,
  - $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  の場合,  $m_{\tilde{q}} = M_{\text{SUSY}}$  と固定して  $m_{\tilde{g}}$  を変化させる
  - $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  の場合,  $m_{\tilde{g}} = M_{\text{SUSY}}$  と固定して  $m_{\tilde{q}}$  を変化させる

の2通りの方法で, MMAM モデルのイベント数と一致する mSUGRA ポイントを探した.

- $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  の場合, MMAM モデルのイベント数とほぼ一致する mSUGRA ポイントを見つける事が出来た. 消失横エネルギー分布や Effective Mass 分布の形も似ており, 他のイベントの特徴から mSUGRA モデルと MMAM モデルの区別が必要であることが分かった.

## 6.4 イベントの特徴を用いたMMAMモデルとmSUGRAモデルの区別

この節では、他のイベント分布を比較することで両モデルを区別できるか議論する。

### 6.4.1 MMAMモデルとmSUGRAモデルの素過程

MMAMモデルとmSUGRAモデルを区別する有効手段を探る為に、まずは $R = 20, 30$ およびPoint C,Dの素性を詳しく見ていくことにする。各モデルの代表的な超対称性粒子の質量を表6.9に示す。

|                                      | $R = 20$ | Point C | $R = 30$ | Point D |
|--------------------------------------|----------|---------|----------|---------|
| $m_{\tilde{g}}[\text{GeV}]$          | 1490.53  | 1358.67 | 1488.64  | 1251.13 |
| $m_{\tilde{u}_L}[\text{GeV}]$        | 1473.09  | 1851.84 | 1474.34  | 2070.29 |
| $m_{\tilde{t}_1}[\text{GeV}]$        | 1014.17  | 1237.94 | 1031.71  | 1316.67 |
| $m_{\tilde{\chi}_2^0}[\text{GeV}]$   | 695.16   | 449.51  | 810.02   | 402.53  |
| $m_{\tilde{\chi}_2^\pm}[\text{GeV}]$ | 1170.93  | 709.39  | 1157.51  | 642.41  |
| $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}[\text{GeV}]$ | 696.54   | 450.32  | 811.30   | 403.43  |
| $m_{\tilde{\chi}_1^0}[\text{GeV}]$   | 486.54   | 237.19  | 639.48   | 212.53  |

表 6.9:  $R = 20(R = 30)$  と Point C(Point D) の代表的な超対称性粒子の質量

また、 $R = 20(R = 30)$  と Point C(Point D) の 1-lepton mode における、超対称性粒子の生成過程を表6.10にまとめた。この表のイベント数は、MMAMモデルおよびmSUGRAモデルの各ポイントに対して、SUSY事象を50,000イベント生成し、1-lepton modeのイベントカットにより事象を選別した合計である。また、その他はneutralino, charginoを伴った生成過程の合計である。

| 1-lepton mode             | $R = 20$  | Point C   | $R = 30$  | Point D  |
|---------------------------|-----------|-----------|-----------|----------|
| イベント数                     | 3423      | 3331      | 3307      | 2133     |
| $\tilde{g}\tilde{g}$ 対生成  | 342(10%)  | 663(20%)  | 395(12%)  | 899(42%) |
| $\tilde{q}\tilde{q}$ 対生成  | 738(22%)  | 643(19%)  | 673(20%)  | 155(7%)  |
| $\tilde{g}\tilde{q}$ 随伴生成 | 2167(63%) | 1553(47%) | 2105(64%) | 706(33%) |
| その他                       | 169(5%)   | 369(11%)  | 472(14%)  | 373(17%) |

表 6.10: MMAMモデル( $R = 20, 30$ )とmSUGRAモデル(Point C,D)の1-lepton modeにおける超対称性粒子の生成過程 ( $\int dt \mathcal{L} = 10\text{fb}^{-1}$ )

2つの表から理解できる事と予想されることをモデル別にまとめる。

**MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) について**

- $R = 20, 30$  は  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{u}_L}$  だから、軽い squark を伴った  $\tilde{q}\tilde{q}$  対生成,  $\tilde{g}\tilde{g}$  随伴生成が多く,  $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成が強い相互作用する sparticle の生成過程の中で最も少ない.
- 生成された gluino は第 1,2 世代の squark と質量がほぼ縮退しているため位相空間が小さく, 第 1,2 世代の squark にはほとんど崩壊出来ないが, 第 3 世代の  $\tilde{t}_1$  とは質量差が約 400GeV で

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{t}, \quad \tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t \quad (6.10)$$

の 2 体崩壊により, top クォークによる比較的大きな横運動量を持ったジェットを放出する. 一方, squark が生成された場合,

$$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 u, \quad \tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ d \quad (6.11)$$

の 2 体崩壊で大きな横運動量を持ったジェットを放出する. この後も LSP へ多段階の崩壊を繰り返し, 場合によってはジェットを放出するが, 超対称性粒子の質量が縮退しているため横運動量は小さいことが予想される.

|                                                                                       | $R = 20$ | $R = 30$ |
|---------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------|
| $Br.(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{t}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)$ | 33.7%    | 33.6%    |
| $Br.(\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 u)$                                     | 32.9%    | 32.9%    |
| $Br.(\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ d)$                                     | 65.6%    | 65.3%    |

表 6.11:  $R = 20, 30$  の  $\tilde{g}, \tilde{u}_L$  の主な崩壊モードの分岐比.

**mSUGRA モデル (Point C, D) について**

- Point C,D は  $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{u}_L}$  なので  $R = 20, 30$  とは逆に,  $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成が  $\tilde{q}\tilde{q}$  対生成より多くなると予想できる. 実際に, Point D は  $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成が  $\tilde{q}\tilde{q}$  対生成の 6 倍ほど多い. しかし, Point C はこの 2 つの生成過程にほとんど差が見られない. これはパートン分布関数から理解できる<sup>4</sup>. また, Point C, Point D とともに  $\tilde{g}\tilde{g}$  随伴生成がかなりの割合を占めている.
- 陽子陽子衝突で squark が生成された場合, gluino と squark の質量差が 500GeV 以上と大きいため,

$$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{g} u \quad (6.14)$$

<sup>4</sup>超対称性粒子が生成される反応に寄与する粒子は, 各陽子からのパートンである. パートンの重心系のエネルギー  $\sqrt{\hat{s}}$  は次式で表される.

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2} \sqrt{s} \quad (6.12)$$

ここで,  $x_i (i = 1, 2)$  は各パートンの運動量,  $\sqrt{s}$  は陽子-陽子の重心系のエネルギーで, LHC 加速器の場合は  $\sqrt{s} = 14[\text{TeV}]$ . Point C の gluino の質量は  $m_{\tilde{g}} = 1358.67[\text{GeV}]$  だから, gluino を 2 個生成するのに必要なパートンの重心系のエネルギーは gluino の質量の 2 倍以上である. このとき,

$$\sqrt{x_1 x_2} = \frac{2m_{\tilde{g}}}{14\text{TeV}} \approx 0.2 \quad (6.13)$$

より, 高い運動量を持つパートンの寄与が必要になる. 陽子のパートン分布関数を見ると,  $x > \mathcal{O}(0.1)$  では, gluon の存在確率が急激に落ちて逆に valence quark, 特に u クォークの存在確率が増える (図 6.17). その為, Point C では  $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{u}_L}$  であっても, gluino の生成される割合が低くなっていると考えられる. 一方, Point D の gluino の質量は  $m_{\tilde{g}} = 1251.13\text{GeV}$  と Point C よりも軽いので, その分 Point D の gluino を生成するのに寄与できる gluon の存在確率が高く, また squark の質量が 2TeV ほどとかなり大きいこともあり,  $\tilde{g}\tilde{g}$  対生成が  $\tilde{q}\tilde{q}$  対生成よりも多くなると考えられる.

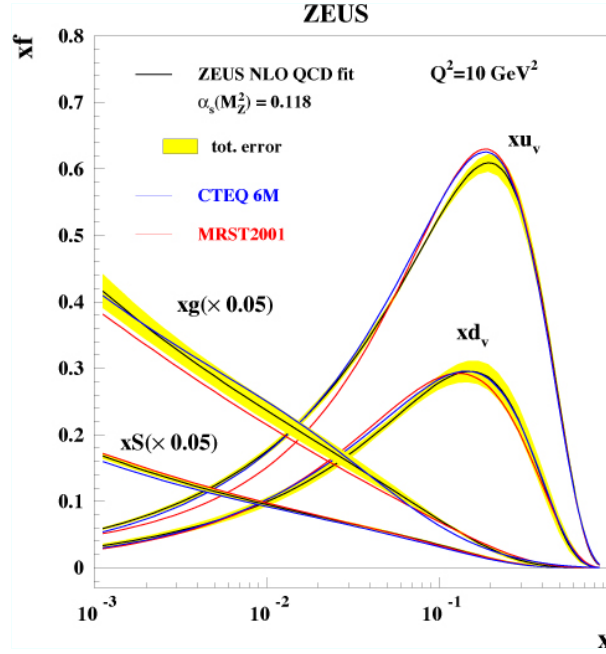


図 6.17: 陽子のパートン分布関数

の2体崩壊が可能となり、かなりの割合でこのモードになる。この時、比較的大きな横運動量を持ったジェットが生じる。この過程以外にも、

$$\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 u, \quad \tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ d \quad (6.15)$$

の2体崩壊もあり、この場合は  $\tilde{u}_L$  と  $\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_1^+$  の質量差が非常に大きいので、非常に大きな横運動量を持ったジェットが生じる。各崩壊モードの分岐比を表 6.12 に示す。

|                                                   | Point C | Point D |
|---------------------------------------------------|---------|---------|
| $Br.(\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{g}u)$         | 52.3%   | 66.3%   |
| $Br.(\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 u)$ | 14.9 %  | 10.5 %  |
| $Br.(\tilde{u}_L \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ d)$ | 30.2%   | 21.3%   |

|                                                        | Point C | Point D |
|--------------------------------------------------------|---------|---------|
| $Br.(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^+ b\bar{t})$ | 15.1%   | 12.6%   |
| $Br.(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^- t\bar{b})$ | 15.1 %  | 12.6 %  |
| $Br.(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t\bar{t})$ | 12.3%   | 11.0%   |

表 6.12: Point C と Point D の  $\tilde{u}_L$  の主な崩壊モードの分岐比

表 6.13: Point C と Point D の  $\tilde{g}$  の主な崩壊モードの分岐比

一方、陽子陽子衝突で gluino が生成された場合、 $\tilde{g}$  と  $\tilde{t}_1$  の質量差が小さいため、または  $\tilde{t}_1$  の質量が  $\tilde{g}$  よりも大きいため、 $R = 20, 30$  のように  $\tilde{g}$  から  $\tilde{t}_1$  への崩壊は許されておらず、主に次に示す  $\tilde{t}_1$  の仮想粒子を伴った3体崩壊をする。

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^+ b\bar{t}, \quad \tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_2^- t\bar{b} \quad (6.16)$$

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 t\bar{t} \quad (6.17)$$

この場合も、 $\tilde{g}$  と  $\tilde{\chi}_2^+$ ,  $\tilde{\chi}_1^0$  の質量差が大きいので、横運動量が大いジェットが2本生じると考えられる。mSUGRA モデルも MMAM モデルと同様に LSP へ崩壊していく際に、これ以外にもジェットを放出する。但し、個々の超対称性粒子の質量差が大きいので、MMAM モデルの場合と比べて横運動量が大いジェットが複数あると考えられる。

### 6.4.2 MMAM モデルと mSUGRA モデルとのジェットの横運動量の比較

以上の考察から、実際に mSUGRA モデル (Point C, D) の方が MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) よりも、高い横運動量を持つジェットが多く含んでいるのか調べてみた。図 6.18 と図 6.19 は、それぞれ  $R = 20$  と Point C,  $R = 30$  と Point D のイベントに含まれる横運動量が 100GeV 以上, 200GeV 以上のジェットの数を比較した分布である。

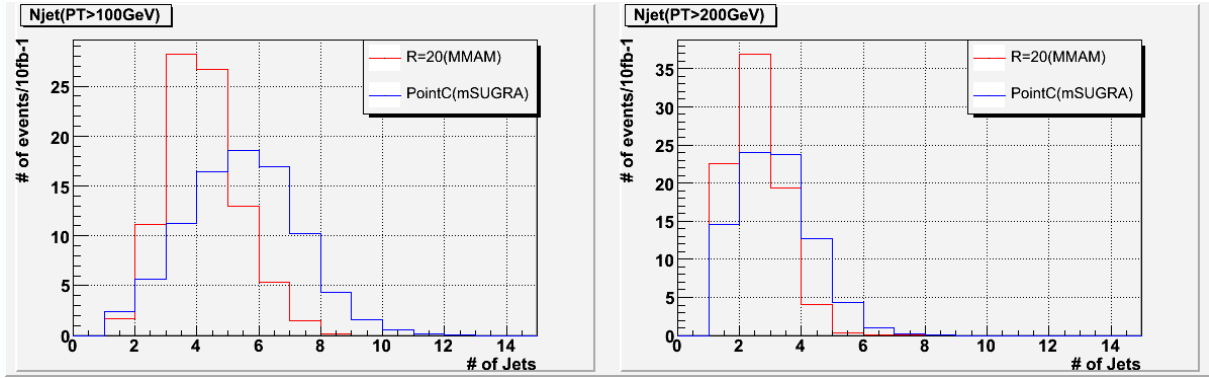


図 6.18:  $R = 20$  と Point C の SUSY イベントに含まれる  $P_T > 100\text{GeV}$  のジェットの数 (左) と  $P_T > 200\text{GeV}$  のジェットの数 (右)。

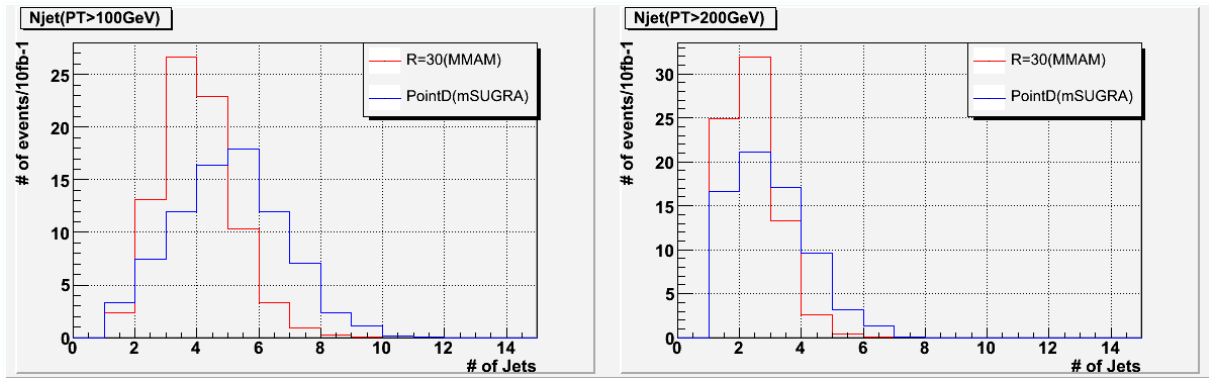
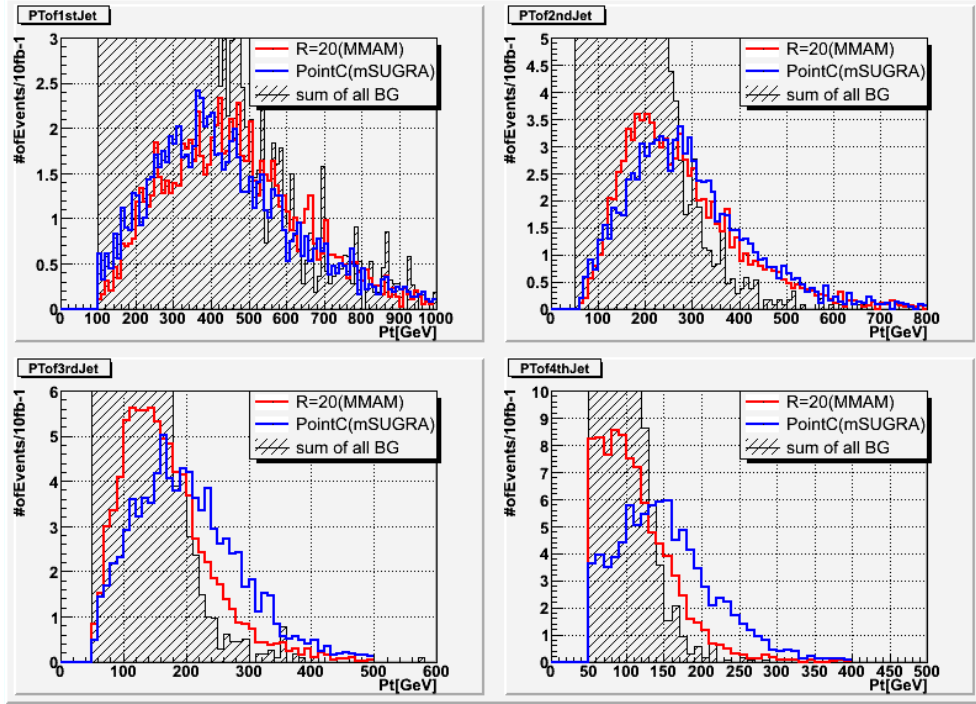
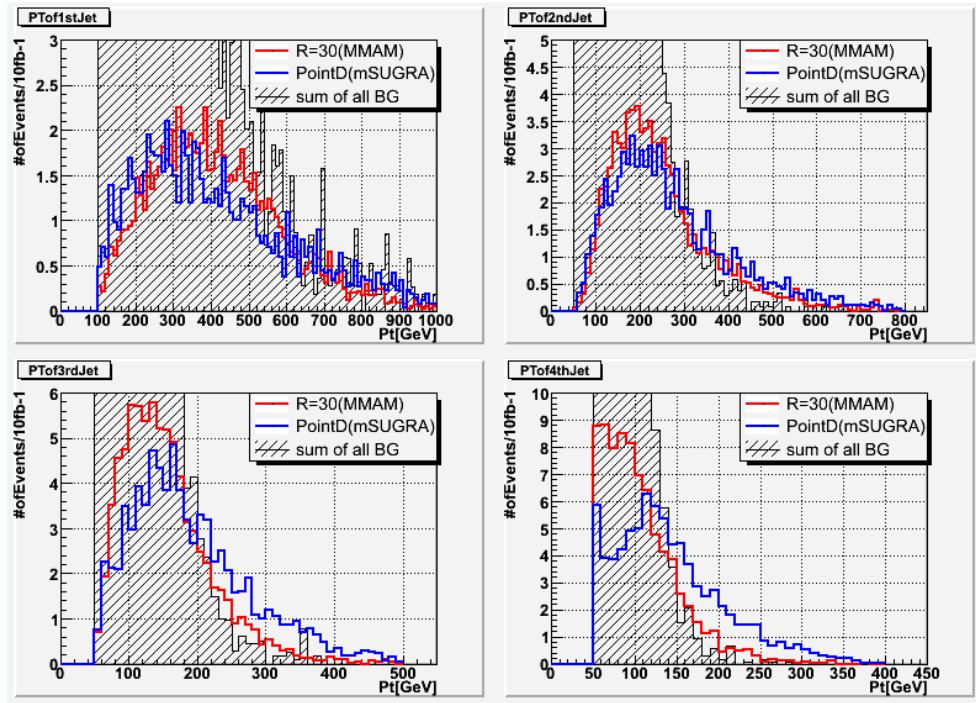


図 6.19:  $R = 30$  と Point D の SUSY イベントに含まれる  $P_T > 100\text{GeV}$  のジェットの数 (左) と  $P_T > 200\text{GeV}$  のジェットの数 (右)。

これらの図より、mSUGRA モデルの方が MMAM モデルよりも横運動量が 100GeV 以上 (200GeV 以上) のジェットをたくさん持っていることが分かった。このことは、おそらく leading 4-Jets の横運動量分布に現れていると予想される。そこで、MMAM モデルと mSUGRA モデルの leading 4-Jets の横運動量分布を比較した (図 6.20, 図 6.21)。

1 番目と 2 番目のジェットは、多くが陽子陽子衝突で生成される gluino/squark が崩壊したときに生じるもので、先の考察から MMAM モデル、mSUGRA モデルともにこれらのジェットは高い横運動量を持つ。そのため、両モデルとも 1 番目と 2 番目のジェットの横運動量分布の形状が似ている。

それに対して、3 番目と 4 番目のジェットの横運動量分布では、MMAM モデルの方が mSUGRA モデルよりも横運動量が低い領域にイベント数が集中しており、mSUGRA モデルは高い横運動量領域で MMAM モデルよりもイベント数が多く、標準模型過程のバックグラウンドがほぼ無視できる横運動量領域にまで広がるなど、両モデルで分布の形状に違いが見られた。

図 6.20:  $R = 20$  と Point C の leading 4-Jets の横運動量の比較図 6.21:  $R = 30$  と Point D の leading 4-Jets の横運動量の比較

以上より、高い横運動量 ( $P_T > 100\text{GeV}$ ,  $P_T > 200\text{GeV}$ ) を持つジェットの本数や leading 4-Jets の3番目や4番目のジェットの横運動量分布を調べることで、両モデルを区別できる可能性があることが分かった。

### 6.4.3 MMAM モデルと mSUGRA モデルにおける Effective Mass の再考

これまでの解析で用いた Effective Mass の定義をもう一度示す.

$$M_{\text{eff}} \equiv \sum_{i=1, \dots, 4}^{\text{leading 4-jets}} p_{Ti} + \sum_{\text{leptons}} p_T + \cancel{E}_T \quad (6.18)$$

一般的に Effective Mass は, leading 4-Jets の横運動量とレプトンの横運動量, LSP の消失横エネルギーを足し合わせて定義され, 親粒子 (gluino/squark) の質量とよい関係があることが, これまでの研究から知られている. しかし, これは leading 4-Jets の横運動量が典型的な超対称性粒子の質量差すなわち, gluino と squark の質量の小さい方と LSP との質量差を拾っているという仮定の下での話であり, 今の場合は事情が異なる. 図 6.18 と図 6.19 より, mSUGRA モデル (Point C,D) の SUSY イベントには  $P_T > 100\text{GeV}$  の高い横運動量を持つジェットを多く含み, leading 4-Jets の横運動量だけでは典型的な超対称性粒子の質量差を拾えていないと考えられる. そこで,  $P_T > 50\text{GeV}$  のすべてのジェットの横運動量を足し合わせるように, Effective Mass の定義を次のように変更する.

$$M'_{\text{eff}} \equiv \sum_{\text{jets}}^{p_T > 50\text{GeV}} p_{Ti} + \sum_{\text{leptons}} p_T + \cancel{E}_T \quad (6.19)$$

この新たに定義した Effective Mass で, MMAM モデルと mSUGRA モデルで分布比較をする. mSUGRA モデルは  $P_T > 100\text{GeV}$  のジェットがたくさんあるので, MMAM モデルとで分布の違いが現れると予想できる.

図 6.22(図 6.23) は  $R = 20(R = 30)$  と Point C(Point D) の積分ルミノシティ  $10\text{fb}^{-1}$  での  $M_{\text{eff}}$  分布 (左) と  $M'_{\text{eff}}$  分布である.  $M_{\text{eff}}$  分布は MMAM モデルと mSUGRA モデルで分布の形状が似ていることが前節から分かっている. 一方,  $M'_{\text{eff}}$  分布に関して, 予想通り mSUGRA モデルの方が MMAM モデルよりも分布が高い  $M_{\text{eff}}$  領域にシフトしており, 両モデルの分布の形状に違いが見られる. よって,  $M'_{\text{eff}}$  分布も MMAM モデルと mSUGRA モデルを区別する有効な手段と考えることが出来る.

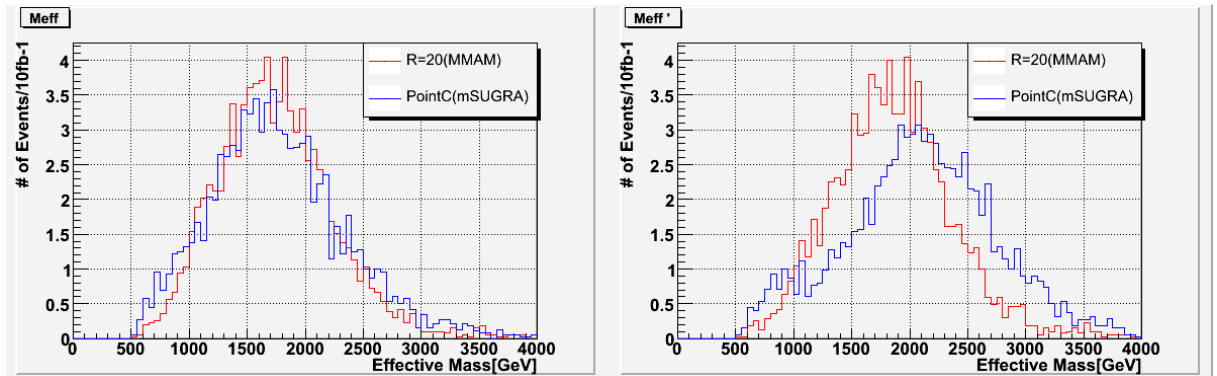


図 6.22:  $R = 20$  と Point C の  $M_{\text{eff}}$  分布 (左) と  $M'_{\text{eff}}$  分布 (右) の比較



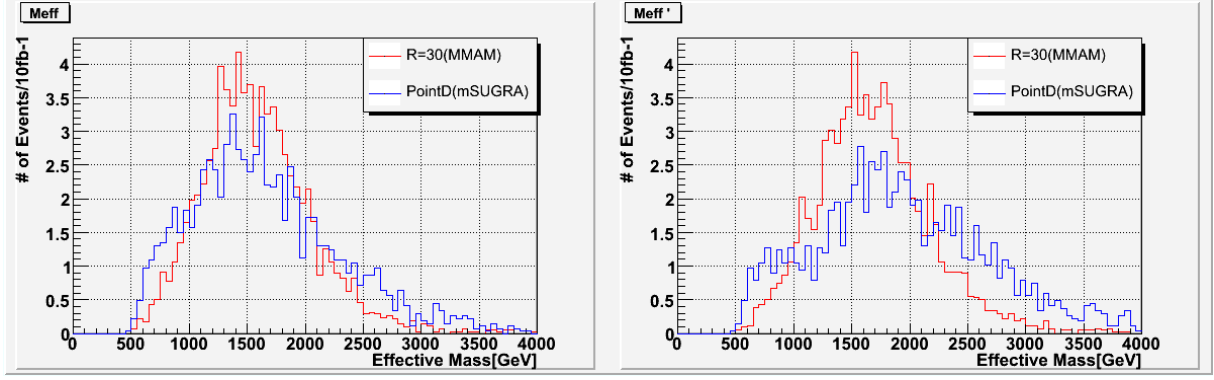


図 6.23:  $R = 30$  と Point D の  $M_{\text{eff}}$  分布 (左) と  $M'_{\text{eff}}$  分布 (右) の比較

#### 6.4.4 MMAM モデルと mSUGRA モデルの squark $m_{T2}$ 分布

##### 6.4.4.1 stransverse mass: squark $m_{T2}$ の定義

例えば,  $\tilde{u}_R$  は  $SU(2)$  の量子数を持たずハイパー荷だけを持つため,  $\tilde{W}^\pm$  とは結合できず  $\tilde{B}^0$  に結合する. よって, 陽子陽子衝突で  $\tilde{u}_R$  が対生成したときは次のような崩壊をする場合がある.

$$\tilde{u}_R \tilde{u}_R \rightarrow u \tilde{\chi}_1^0 u \tilde{\chi}_1^0 \quad (6.20)$$

$R$ -Parity の保存から終状態には 2 個の  $\tilde{\chi}_1^0$  を放出し, それぞれの横運動量の合計が消失横運動量として記録される. このように, イベントに消失横運動量 (消失横エネルギー) があるが, それは 1 個の粒子によるものなのか, それとも複数の粒子によるものなのか分からない状況で, 親粒子の質量を再構成する方法が  $m_{T2}$  である. UA1 などの過去のハドロンコライダー実験において  $W$  粒子の質量を測定するときに用いられた transverse mass にちなんで,  $m_{T2}$  のことを "stransverse mass" と呼ぶ. 式 (6.20) の崩壊過程を例に  $m_{T2}$  の定義を述べる.

2 個の LSP の横運動量の合計  $\mathbf{p}_T$  を,

$$\mathbf{q}_T^{(1)} + \mathbf{q}_T^{(2)} = \mathbf{p}_T = -\mathbf{p}_T^{u(1)} - \mathbf{p}_T^{u(2)} \quad (i = 1, 2) \quad (6.21)$$

を満たすように個々の LSP の横運動量  $\mathbf{q}_T^{(1)}, \mathbf{q}_T^{(2)}$  に適当に分けて, LSP と  $u$  クォークで 2 つの transverse mass を組む.

$$m_T^{(i)} \equiv \sqrt{(m_u^{(i)})^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2(E_T^{u(i)} E_T^{\tilde{\chi}_1^0(i)} - \mathbf{p}_T^{u(i)} \cdot \mathbf{q}_T^{(i)})} \quad (6.22)$$

$u$  クォークの質量をゼロとする. 実際に 2 個の LSP がそれぞれどれだけの横運動量を持つのか, 実験データから得られる消失横運動量からは分からない.  $m_{T2}$  は次のように定義される.

$$m_{T2}(\mathbf{p}_T, m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\mathbf{q}^{(1)} + \mathbf{q}^{(2)} = \mathbf{p}_T} \left[ \max \left\{ m_T^{(1)}, m_T^{(2)} \right\} \right] \quad (6.23)$$

最小値の取り方については付録 A で説明する. 超対称性粒子が発見されていない, 今の段階では真の  $m_{\tilde{\chi}_1^0}$  の質量は分からないので  $m_{T2}$  は  $\tilde{\chi}_1^0$  の質量の関数となる.

真の  $\tilde{\chi}_1^0$  の質量のときの  $m_{T2}(m_{\tilde{\chi}_1^0}^{\text{true}})$  は

$$m_u + m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq m_{T2}(m_{\tilde{\chi}_1^0}^{\text{true}}) \leq m_{\tilde{u}_R} \quad (6.24)$$

を満たすので,  $m_{T2}^{\text{true}}(\tilde{u}_R)$  分布の上限は  $\tilde{u}_R$  の質量を与える.



6.4.4.2 MMAM モデルと mSUGRA モデルの squark  $m_{T2}$  分布の比較

ここで,  $R = 20(R = 30)$  と Point C(Point D) の squark  $m_{T2}$  分布を比較してみる. MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) の場合は  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}_R}$  より,

$$\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \quad (6.25)$$

の崩壊をほぼ 100%するので,  $m_{T2}$  を組むと比較的明確な end point が見えると期待できる. 一方, mSUGRA モデル (Point C,D) の場合は  $m_{\tilde{q}_R} > m_{\tilde{g}}$  であり, 質量差が大きいため,

$$\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{g} q \quad (6.26)$$

の崩壊過程が主になり, また  $\tilde{g}$  は引き続き  $\tilde{\chi}_1^0$  へとカスケード崩壊を繰り返していくので,  $m_{T2}$  分布では明確な end point は見られないと予想できる. これを検証するため  $\tilde{u}_R$  を含む割合の多い 0-lepton mode で squark  $m_{T2}$  分布を比較することにする.

|                                                   | $R = 20$ | $R = 30$ |
|---------------------------------------------------|----------|----------|
| $Br.(\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q)$ | 99.9%    | 99.8%    |

表 6.14:  $R = 20, 30$  の  $\tilde{u}_R$  の崩壊モードの分岐比

|                                            | Point C | Point D |
|--------------------------------------------|---------|---------|
| $Br.(\tilde{u}_R \rightarrow \tilde{g} q)$ | 84.5%   | 91.2%   |

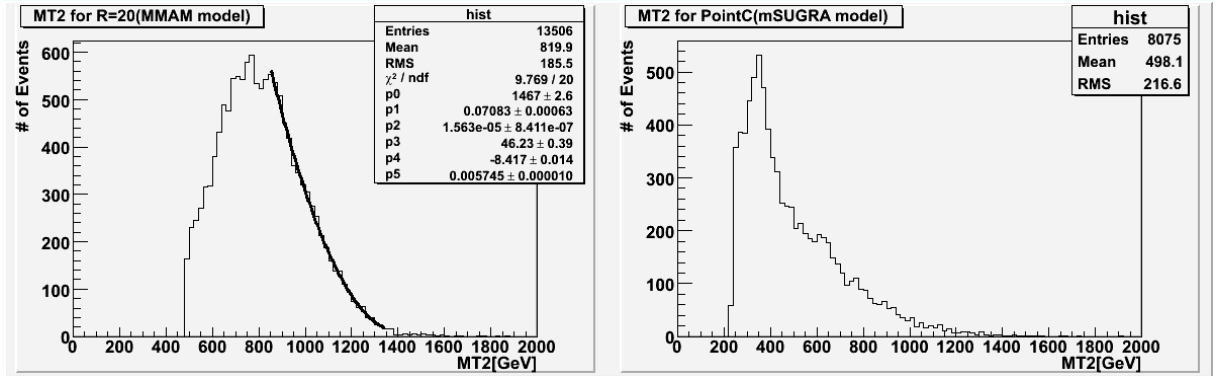
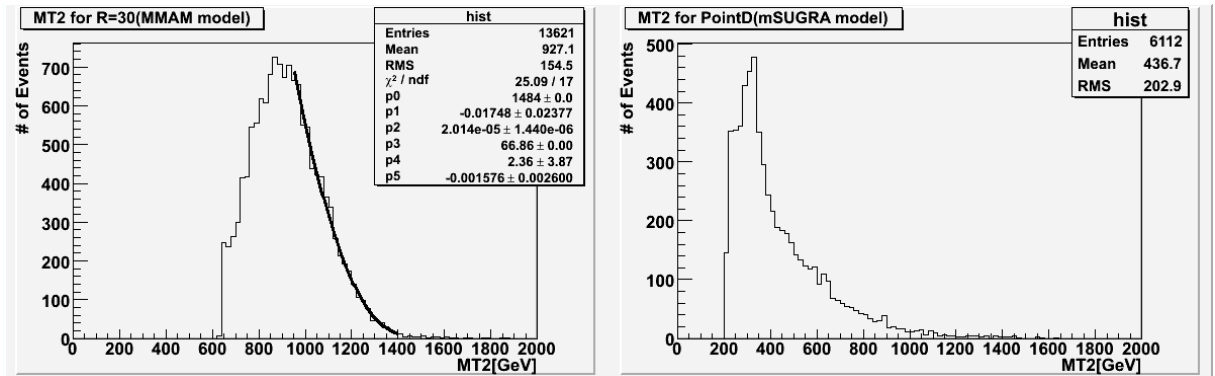
表 6.15: Point C,D の  $\tilde{u}_R$  の崩壊モードの分岐比図 6.24: 0-lepton mode における  $R = 20$  と Point C の squark  $m_{T2}$  分布の比較図 6.25: 0-lepton mode における  $R = 30$  と Point D の squark  $m_{T2}$  分布の比較

図 6.24 及び図 6.25 は, SUSY イベントに含まれる横運動量が 1 番大きいジェットと 2 番目に大きいジェット (ともに質量はゼロと仮定する), 消失横運動量を用いた  $m_{T2}$  分布である. LSP の質量は各モデルポイントの LSP の質量を使った.

両モデルの分布の形状は大きく異なる. 予想した通りに mSUGRA モデル (Point C,D) は gluino のカスケード崩壊により end point が明確ではなく, MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) の方は end point が比較的明確であることが分かる. MMAM モデルの  $m_{T2}$  分布で end point に近いところを次の関数でフィットした.

$$f(M) = \int_0^{m_{T2}^{\max}} dz [a_1(m_{T2}^{\max} - z) + a_2(m_{T2}^{\max} - z)^2] \times \exp \left[ -\frac{1}{2\sigma^2}(M - z)^2 \right] + b_1 + b_2 M \quad (6.27)$$

被積分関数の第 2 項はバックグラウンドが直線的に変化すると仮定した項である. パラメータは  $m_{T2}^{\max}, \sigma, a_i, b_i$  で, この関数によるフィットから end point の値が決まる.  $R = 20$  に対しては  $m_{T2}^{\max} = 1467[\text{GeV}]$ ,  $R = 30$  に対しては  $m_{T2}^{\max} = 1484[\text{GeV}]$  である. それに対して,  $R = 20$  の  $\tilde{q}$  の質量は  $m_{\tilde{q}_R} = 1431[\text{GeV}]$ ,  $R = 30$  は  $m_{\tilde{q}_R} = 1436[\text{GeV}]$  であり, 近い値を取っていることが分かる.

#### 6.4.5 まとめ

- MMAM モデルの生成断面積とイベント分布 (消失横エネルギー分布, Effective Mass 分布) の形状がほぼ同じになった mSUGRA モデルとの区別を, 他のイベント分布の特徴からつける事ができるか調べた.
- MMAM モデルと mSUGRA モデルでは gluino/squark の質量の関係が異なり, それが SUSY イベントに含まれる高い横運動量を持ったジェットの本来の本数の違いに現れた. これは, leading 4-Jets の横運動量分布や新たに定義し直した Effective Mass 分布の形状の違いに現れ, 両者を区別する手段として使えることが分かった.
- また, MMAM モデルでは  $m_{\tilde{q}_R} < m_{\tilde{g}}$  より  $\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q$  のモードで崩壊する. 一方, mSUGRA モデルでは  $m_{\tilde{q}_R} > m_{\tilde{g}}$  より  $\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{g} q$  のモードがメインで, 両モデルで  $\tilde{q}$  の崩壊モードが異なる. それは, squark  $m_{T2}$  分布に顕著に現れており, これも両者を区別する手段として有効であることが分かった.

## 6.5 gluino $m_{T2}$ による MMAM モデルと mSUGRA モデルの超対称性粒子の質量の予想

ここまで示した、数々のイベントの特徴を捉えた分布の違いから、MMAM モデルと mSUGRA モデルは十分区別が出来そうであることが分かった。gluino  $m_{T2}$  分布を用いて、MMAM モデルと mSUGRA モデルの超対称性粒子の質量をある程度予想することが出来る。この節では、超対称性粒子の質量から両モデルを区別出来るか議論する事にする。

### 6.5.1 gluino $m_{T2}$ の定義と特徴

陽子陽子衝突で gluino が生成された場合、一般的には次のような崩壊をする。

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0 qq\tilde{\chi}_1^0 \quad (6.28)$$

$m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  で両者の質量差が十分ある場合には、gluino は squark と quark に 2 体崩壊する。そして、生成された squark がさらに 2 体崩壊して quark と LSP を生成する。一方、 $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  の場合は、仮想の squark を媒介して LSP と 2 つの quark に 3 体崩壊する。それぞれの gluino の崩壊過程に対して、transverse mass を次のように再構成することにする。

$$m_T^2(m_{qqT}, m_\chi, \mathbf{p}_T^{qq}, \mathbf{p}_T^\chi) = m_{qqT}^2 + m_\chi^2 + 2(E_T^{qq} E_T^\chi - \mathbf{p}_T^{qq} \cdot \mathbf{p}_T^\chi) \quad (6.29)$$

ここで、 $m_{qqT}$  と  $\mathbf{p}_T^{qq}$  は、それぞれ  $qq$  系の横不変質量と横運動量であり、一方、 $m_\chi$  と  $\mathbf{p}_T^\chi$  は LSP の仮定の下での質量と横運動量である。また、 $qq$  系と LSP のそれぞれの横エネルギーは

$$E_T^{qq} \equiv \sqrt{|\mathbf{p}_T^{qq}|^2 + m_{qqT}^2}, \quad E_T^\chi \equiv \sqrt{|\mathbf{p}_T^\chi|^2 + m_\chi^2} \quad (6.30)$$

と定義する。この時、gluino stransverse mass  $m_{T2}(\tilde{g})$  は

$$m_{T2}^2 \equiv \min_{\mathbf{p}_T^{\chi(1)} + \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = \mathbf{p}_T} \left[ \max \left\{ m_T^{(1)2}, m_T^{(2)2} \right\} \right] \quad (6.31)$$

と定義する。最小化は  $\mathbf{p}_T^{\chi(1)} + \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = \mathbf{p}_T$  を満たす、すべての  $(\mathbf{p}_T^{\chi(1)}, \mathbf{p}_T^{\chi(2)})$  の組み合わせの下で行う。

式 (6.31) の gluino  $m_{T2}$  の定義より、結局  $m_{T2}$  は transverse mass であるので

$$m_{T2}(\tilde{g}) \leq m_{\tilde{g}} \quad (\text{for } m_\chi = m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (6.32)$$

の関係が得られることが分かる。これから、LSP の試行質量  $m_\chi$  が LSP の真の質量に等しいときは  $m_{T2}$  は gluino の質量に等しくなり、そうでないときは gluino の質量より小さくなる。従って、LSP の質量が分かっている場合、 $m_{T2}(\tilde{g})$  分布の end point を測る事で gluino の質量が決まる。

$$m_{T2}^{\max}(m_\chi) \equiv \max_{\text{all events}} [m_{T2}(\tilde{g})] \quad (6.33)$$

実際、LSP の質量  $m_{\tilde{\chi}}$  は分かっていないので、LSP の試行質量を取る場合と真の質量を取る場合とでは  $m_{T2}^{\max}(m_\chi)$  は  $m_{\tilde{g}}$  と違いが生じる。そのため、 $m_{T2}^{\max}(m_\chi)$  は試行質量  $m_\chi$  の関数として見なせる。

mSUGRA モデルの Point C, D では  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{t}_1}$  より, gluino は 3 体崩壊するこの時,  $m_{T_2}^{\max}$  は LSP の試行質量  $m_\chi$  が, 真の LSP の質量  $m_{\tilde{\chi}_1^0}$  より大きい小さいかで次のように振る舞うことが相対論的運動学から分かる<sup>5</sup>.

$$m_{T_2}^{\max} = \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}} + \sqrt{\left(\frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}}\right)^2 + m_\chi^2} \quad \text{for } m_\chi \leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (6.34)$$

$$m_{T_2}^{\max} = (m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) + m_\chi \quad \text{for } m_\chi \geq m_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (6.35)$$

一方, MMAM モデルの  $R = 20, 30$  は  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{t}_1}$  より<sup>6</sup>, 2 回の 2 体崩壊により 2 本の top quark によるジェットを放出する. この時,  $m_{T_2}^{\max}$  は次のように振る舞う.

$$m_{T_2}^{\max} = \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}} + \sqrt{\left(\frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}}\right)^2 + m_\chi^2} \quad \text{for } m_\chi \leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (6.36)$$

$$m_{T_2}^{\max} = \left\{ \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{g}}^2}\right) + \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) \right\} + \sqrt{\left\{ \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{m_{\tilde{g}}^2}\right) - \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right) \right\}^2 + m_\chi^2} \quad \text{for } m_\chi \geq m_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (6.37)$$

$m_\chi < m_{\tilde{\chi}_1^0}$  と  $m_\chi > m_{\tilde{\chi}_1^0}$  で関数  $m_{T_2}^{\max}(m_\chi)$  は全く違う振る舞いをするが,  $m_\chi = m_{\tilde{\chi}_1^0}$  の時は両曲線は交わる. もし, 実験データから関数  $m_{T_2}^{\max}(m_\chi)$  を構成できて, 交わる点を見つける事が出来れば, そこから真の LSP の質量と gluino の質量が同時に決まる.

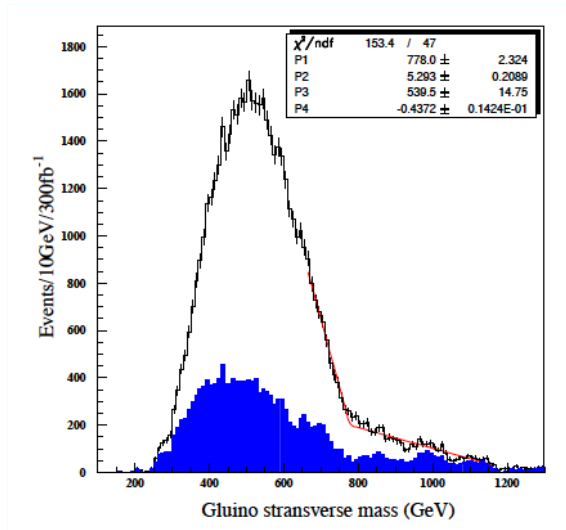


図 6.26: mAMSB モデル ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{t}_1}$ ) での LSP の試行質量  $m_\chi = 90\text{GeV}$  としたときの  $m_{T_2}(\tilde{g})$  分布. 青のヒストグラムは標準模型過程の Background である. (出典:hep-ph 0709.0288)

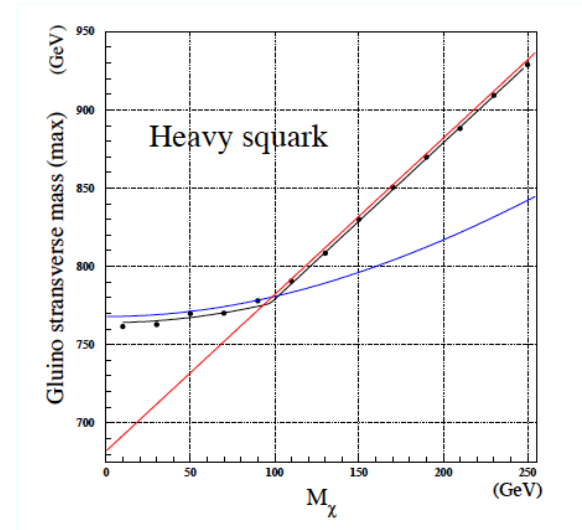


図 6.27: mAMSB モデル ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{t}_1}$ ) での関数  $m_{T_2}^{\max}(m_\chi)$ . (出典:hep-ph 0709.0288)

<sup>5</sup>詳細は付録 A で説明する.

<sup>6</sup>gluino と第 1,2 世代の squark との質量差は  $100\text{GeV}$  にも満たないため, gluino がそれらにはほとんど崩壊しない.

ここで,  $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  のモンテカルロイベントによる gluino  $m_{T2}$  による gluino と LSP の質量を決める例を示す<sup>7</sup>. 図 6.26 は mAMSB(minimal Anomaly Mediation SUSY-breaking) モデルでの試行質量を  $m_{\chi} = 90\text{GeV}$  としたときの  $m_{T2}(\tilde{g})$  分布である. 図にあるように 2 本の 1 次関数の直線 (赤の直線) でヒストグラムをフィットして, 2 本の直線が交わる点を end point としている. そして, ここでの  $m_{T2}(\tilde{g})$  を  $m_{T2}^{\text{max}}$  とする.

一方, 図 6.27 は LSP の試行質量  $m_{\chi}$  と  $m_{T2}^{\text{max}}$  の関係を表した図で, 青の曲線と赤の直線はそれぞれ式 (6.34) と式 (6.35) の理論曲線である. 実験データからの黒のプロットをフィットした曲線が途中で”折れ曲がる点”で gluino と LSP の真の質量が決まる.  $m_{T2}^{\text{max}}$  分布から決めた gluino と LSP の質量はそれぞれ,  $m_{\tilde{g}} = 776.3 \pm 1.3[\text{GeV}]$ ,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 97.3 \pm 1.7[\text{GeV}]$  であるのに対して, 本当の質量は  $m_{\tilde{g}} = 780.3[\text{GeV}]$ ,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 97.9[\text{GeV}]$  とほとんど一致している.

### 6.5.2 MMAM モデルと mSUGRA モデルでの gluino $m_{T2}$

この gluino stransverse mass( $m_{T2}(\tilde{g})$ ) を MMAM モデルと mSUGRA モデルの

$$pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{q} \rightarrow \text{jets } \tilde{\chi}_1^0 \text{ jets } \tilde{\chi}_1^0 \quad (6.38)$$

の SUSY イベントに用いて, 両モデルポイントでの親の超対称性粒子と LSP の質量を予想し, 比較する.  $m_{T2}(\tilde{q})$  と同様に, 各モデルポイントの 0-lepton mode を用いて  $m_{T2}(\tilde{g})$  を組む事にする.

先に示した  $m_{T2}(\tilde{g})$  の定義式 (6.31) の 2 つの横不変質量  $m_T^{(1)}$  と  $m_T^{(2)}$  は, 各親粒子の崩壊で生じた横運動量が高い 2 本のジェットと LSP の 4 元運動量から計算するものとしていた. ここでは, 各親粒子の多段階カスケード崩壊により生成された全てのジェット/レプトンと LSP の 4 元運動量から横不変質量を計算することにする. 親粒子は質量が大きいためほぼ静止した状態で崩壊を繰り返し, 自身の質量は全てジェット/レプトンや LSP の 4 元運動量になる. 従って, イベントに含まれる全てのジェット/レプトンと LSP の 4 元運動量から横不変質量を組むと, それはだいたい親粒子の質量に等しくなる. 式 (6.31) より,  $m_{T2}(\tilde{g})$  は  $\max\{m_T^{(1)}, m_T^{(2)}\}$  とする. これは, 今の場合は  $m_{T2}(\tilde{g})$  が親である gluino と squark のうち質量が大きき方を取ることを意味する. 従って, 横不変質量  $m_T^{(i)}$  の計算を上記のように変更した  $m_{T2}(\tilde{g})$  から,  $R = 20, 30$  では gluino の質量が, Point C,D では squark の質量が予想出来ると期待される.

$m_T^{(i)}$  を計算するために, SUSY イベントに含まれるジェット/レプトンを 2 つの親粒子のグループに分ける必要がある. それには, hemisphere method を用いた.

#### 6.5.2.1 Hemisphere method によるオブジェクトのグループ分け

SUSY イベントには, 高い横運動量を持ったジェットやレプトンがたくさん含まれており, これらの親粒子は, 陽子陽子衝突で生成された 2 個の超対称性粒子のどちらかであるから, ジェットやレプトンは 2 個の親粒子のどちらかのグループに必ず属する. Hemisphere method は, SUSY イベントに含まれるジェットやレプトンを親粒子のグループに分けていくための手法である. 以下, それを説明する.

##### 1. hemisphere 軸の決定

SUSY イベントに含まれるオブジェクト  $i$ (ジェット, レプトン, 光子) のうち最も横運動量

<sup>7</sup>hep-ph 0709.0288

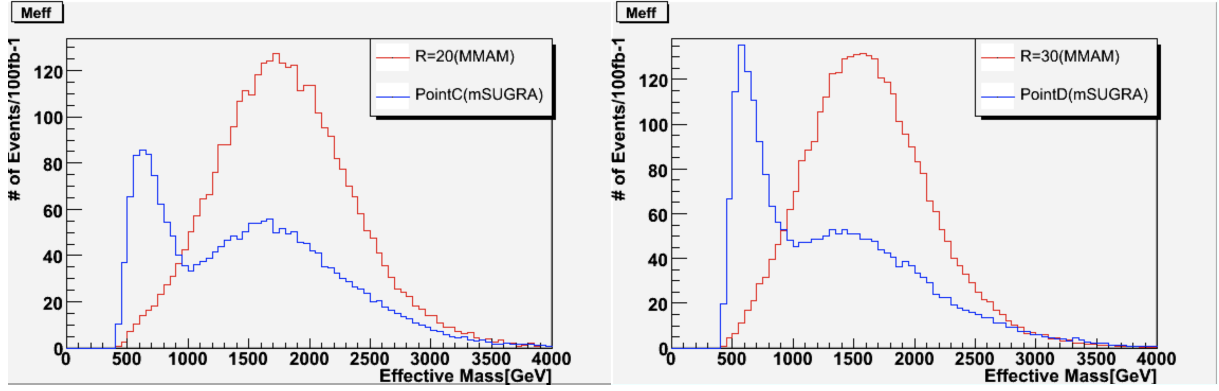


図 6.28:  $R = 20$  と Point C(左),  $R = 30$  と Point D(右) の 0-lepton mode の Effective Mass 分布の比較 ( $\int \mathcal{L} dt = 100\text{fb}^{-1}$ ). mSUGRA モデル (青のヒストグラム) の  $M_{\text{eff}} < 1000\text{GeV}$  の領域に見られるピークが chargino/neutralino の直接生成の寄与である。

が大きなオブジェクトの運動量を 1 つ目の hemisphere 軸  $P_1^{\text{hem}}$  と決める ( $P_1^{\text{hem}} = p_i$ ). ここで, ジェットやレプトン, 光子は以下の条件を満たすものに限る.

$$p_T(\text{jet}) > 50\text{GeV}, p_T(\text{lepton/photon}) > 10\text{GeV} (|\eta| < 2.5) \quad (6.39)$$

2 つ目の hemisphere 軸  $P_2^{\text{hem}}$  は, 先に決めた 1 つ目の hemisphere 軸 ( $P_1^{\text{hem}} = p_i$ ) とオブジェクト  $j$  との  $\Delta R = [(\Delta\phi(i, j))^2 + (\Delta\eta(i, j))^2]^{1/2}$  とオブジェクト  $j$  の運動量  $p_j$  の積  $\Delta R|p_j|$  が一番大きなオブジェクトの運動量と決める ( $P_2^{\text{hem}} = p_j$ ).

## 2. オブジェクトの割り振り

運動量  $p_k$  のオブジェクト  $k$  が,  $d(p_k, P_1^{\text{hem}}) < d(p_k, P_2^{\text{hem}})$  を満たす時はオブジェクト  $k$  は hemisphere 軸  $P_1^{\text{hem}}$  に属するとする. ここで,  $d(p_k, P_i^{\text{hem}})$  は

$$d(p_k, P_i^{\text{hem}}) = (E_i - |P_i^{\text{hem}}| \cos \theta_{ik}) \frac{E_i}{(E_i + E_k)^2} \quad (6.40)$$

で,  $\theta_{ik}$  は  $P_i^{\text{hem}}$  と  $p_k$  との間の角度である.

## 3. 新しい hemisphere 軸の決定

各 hemisphere 軸に割り振ったオブジェクトの運動量を足し合わせて, それを新しい hemisphere 軸  $P_i^{\text{hem}} (i = 1, 2)$  と定義し直す.

4. 上記の手順 2 と 3 を, オブジェクトの hemisphere の割り振りが変化しなくなるまで繰り返す.

hemisphere method でジェットやレプトンを 2 つの親粒子のグループに分けた後, 次を示すイベント条件を課した.

- $M_{\text{hem}}^{(i)} > 100\text{GeV} (i = 1, 2)$   
 $M_{\text{hem}}^{(i)}$  は, 各 hemisphere 軸に属するジェットやレプトンで再構成した不変質量のことである. SUSY イベントに含まれるジェットやレプトンは, 元が質量の大きい粒子であるから hemisphere mass も大きくなる.
- $M_{\text{eff}} > 1200\text{GeV}$   
 特に Point C, D(mSUGRA モデル) の 0-lepton mode では gluino/squark の質量がともに大

きいため、陽子陽子衝突で直接 chargino や neutralino が生成される過程の寄与が大きい。chargino/neutralino 直接生成のイベントのジェットの横運動量は gluino/squark 生成の場合と比べて小さいので、Effective Mass は小さい。図 6.28 は、MMAM モデル ( $R = 20, 30$ ) と mSUGRA モデル (Point C,D) の積分ミノシティ  $100\text{fb}^{-1}$  の 0-lepton mode での Effective Mass 分布である。  $M_{\text{eff}} < 1000\text{GeV}$  にピークがあり、chargino/neutralino 直接生成の寄与が現れている。今は、gluino/squark 生成のイベントのみを扱いたいので  $M_{\text{eff}} > 1200\text{GeV}$  を課した。

### 6.5.2.2 ”折れ曲がった点”からの gluino と LSP の質量の決定

先に示したイベント条件を課した後、LSP の試行質量  $m_\chi$  を  $30\text{GeV}$  から  $50\text{GeV}$  間隔で変化させて、各  $m_\chi$  に対して  $m_{T2}(\tilde{g})$  分布を作り、分布の end point、すなわち  $m_{T2}^{\text{max}}(\tilde{g})$  を決める。

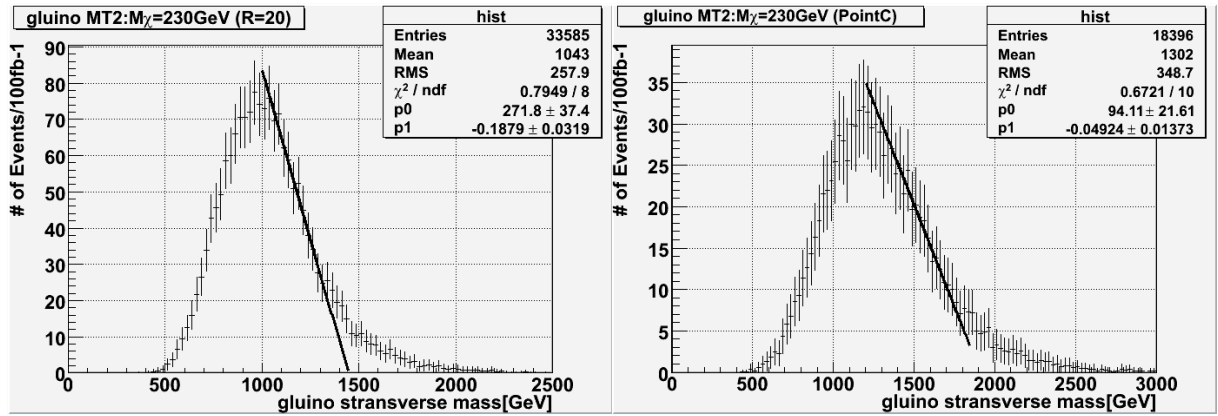


図 6.29:  $M_\chi = 230\text{GeV}$  とした時の  $R = 20$ (MMAM) と Point C(mSUGRA) の gluino  $m_{T2}$  分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 100\text{fb}^{-1}$ )

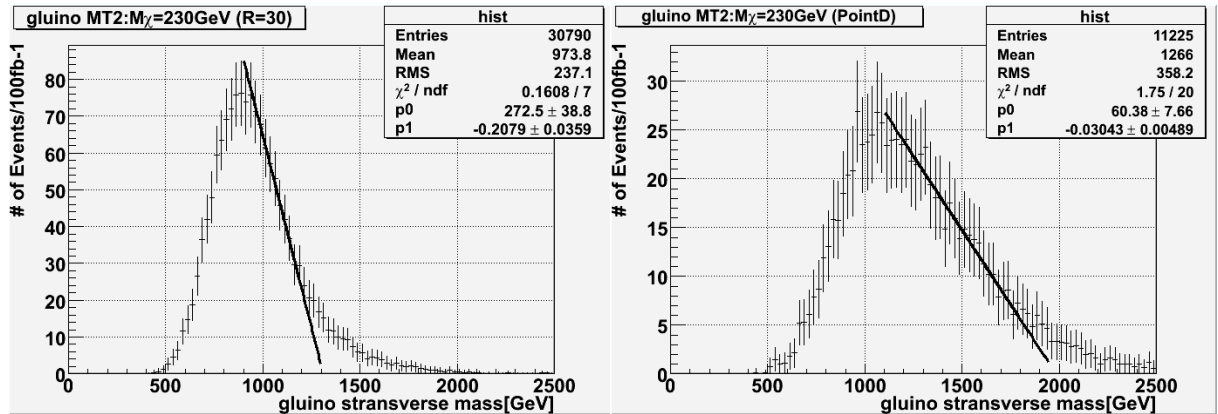


図 6.30:  $M_\chi = 230\text{GeV}$  とした時の  $R = 30$ (MMAM) と Point D(mSUGRA) の gluino  $m_{T2}$  分布 ( $\int \mathcal{L} dt = 100\text{fb}^{-1}$ )

図 6.29(図 6.30) は、LSP の試行質量を  $m_\chi = 230\text{GeV}$  と設定したときの、 $R = 20$ ( $R = 30$ ) と Point C(Point D) の gluino  $m_{T2}$  分布である。積分ミノシティは  $100\text{fb}^{-1}$  を仮定した。両モデルともはっきりと end point が見られず、テールが伸びていることがわかる。これは、hemisphere method によるオブジェクトの分割ミスによるものと考えられる。end point の決定に関して、ここでは単純に  $m_{T2}(\tilde{g})$  分布の直線的にイベント数が減る部分を直線でフィットして、その直線を  $x$  軸 ( $m_{T2}(\tilde{g})$ ) にまで延ばして  $x$  軸との交点を end point と決める。

この方法により決定した、各 LSP の試行質量  $m_\chi$  に対する  $m_{T2}(\tilde{g})$  分布の  $m_\chi^{\max}(\tilde{g})$  を縦軸に、 $m_\chi$  を横軸にとりプロットしたものが図 6.31 と図 6.32 である。黒のプロットが実験データで、赤と青の曲線が式 (6.34)～式 (6.37) の理論曲線である。Point C,D は  $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$  だから  $m_{T2}(\tilde{g})$  は squark の方の質量が効く。そのため、プロットは理論曲線よりも遥か上にくる。一方、 $R = 20, 30$  は  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  だから、 $m_{T2}(\tilde{g})$  は本来通り gluino の質量を拾い、プロットは理論曲線上に乗ることが理想である。しかし、プロットは理論曲線よりも上に来ており、これは  $m_{T2}(\tilde{g})$  分布のフィットを 1 次関数の直線で簡単化し、本来の分布の end point をしっかり取れていないことが考えられる。

フィットの善し悪しに関して深入りせず、プロットを 2 本の直線でフィットすることで”折れ曲がった点”を決めて、それから親粒子と LSP の質量を決定した。表 6.16 に、各ポイントの  $m_{T2}(\tilde{g})$  で決めた親粒子と LSP の質量と真の質量を示す。

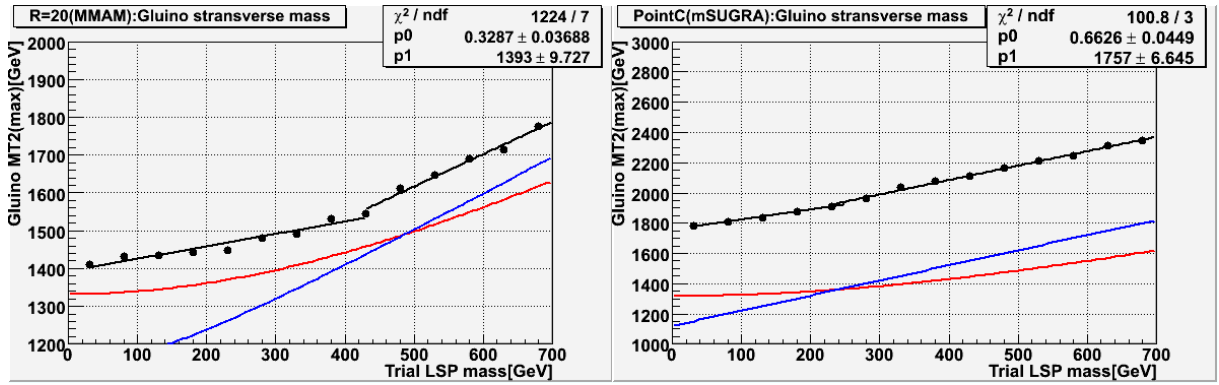


図 6.31:  $R = 20$ (左) と Point C(右) の”折れ曲がった点”

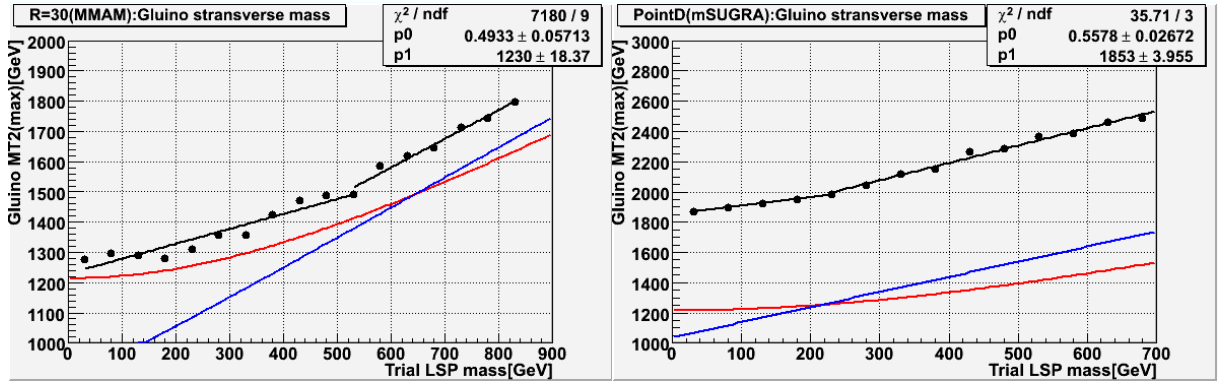


図 6.32:  $R = 30$ (左) と Point D(右) の”折れ曲がった点”

|                                     | $R = 20$   | $R = 30$   |
|-------------------------------------|------------|------------|
| $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$          | 1499.28GeV | 1466.09GeV |
| $m_{\tilde{g}}(\text{ture})$        | 1490.53GeV | 1488.64GeV |
| $m_\chi$                            | 382.0GeV   | 479.28GeV  |
| $m_{\tilde{\chi}_1^0}(\text{ture})$ | 486.54GeV  | 639.48GeV  |

|                                     | Point C    | Point D    |
|-------------------------------------|------------|------------|
| $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$          | 1875.80GeV | 1966.41GeV |
| $m_{\tilde{u}_L}(\text{ture})$      | 1851.84GeV | 2070.29GeV |
| $m_\chi$                            | 179.60GeV  | 204.09GeV  |
| $m_{\tilde{\chi}_1^0}(\text{ture})$ | 237.19GeV  | 212.53GeV  |

表 6.16: ”折れ曲がった点”から決めた親粒子と LSP の質量とそれらの真の質量との比較



大雑把な直線のフィットによる end point の決定に関わらず, ”折れ曲がった点”から決めた親粒子と LSP の質量は, それらの真の質量に結構近い値を取ることが分かった. しかし, これらは, 図 6.29 と図 6.30 の各 LSP の試行質量に対する  $m_{T_2}^{\max}(\tilde{g})$  分布のフィットの仕方に大きく依存するので, 統計量を十分見込み, バックグラウンドを含めた評価をしっかりと行うなど, より詳細な研究が必要である. 従って,  $m_{T_2}(\tilde{g})$  を MMAM モデルと mSUGRA モデルの区別に有力な方法とは結論づけはしないで, その可能性があることだけにとどめておく.

## 第7章 まとめ

ATLAS 実験における超対称性粒子の質量が縮退した場合の発見可能性に関する研究を行った。質量が縮退して個々の超対称性粒子間の質量差が小さくなると、超対称性粒子の崩壊で生成されるジェット/レプトンの横運動量や消失横エネルギーは小さくなり、標準模型プロセスのバックグラウンドと区別が付きにくくなる。しかし、Fast Simulation の結果から、ATLAS 実験において  $10\text{fb}^{-1}$  のデータで消失エネルギーからバックグラウンドと区別可能な、質量が縮退したパラメータ領域が存在することが分かった。

それを踏まえて、次に質量が縮退した超対称性モデルの同定する手法について研究を行った。まず、実験データから容易に得られる「SUSY イベントの典型的な質量スケール」と「生成断面積」を質量が縮退したモデルと mSUGRA モデルとで比較することで両者を区別出来るか調べた。すると、縮退モデルの質量スケールと生成断面積の両方が同じになるような mSUGRA モデルのパラメータ領域が存在することが分かった。また、消失横エネルギー分布や Effective Mass 分布の形状も縮退モデルと似ており、イベントの質量スケールと生成断面積の組み合わせから両モデルを区別はできないことが分かった。そこで、他のイベント分布の比較による区別を試みた。その結果、ジェットの分布、定義を変更した Effective Mass 分布、squark  $m_{T2}$  分布において違いが明確に現れ、これらから縮退モデルと mSUGRA モデルを区別出来る可能性があることが分かった。また、gluino  $m_{T2}$  分布により親の超対称性粒子と LSP の質量を再構成することで、この2つの値の差から超対称性粒子の質量が縮退しているか判別を試み、また、これから両モデルの区別も試みた。両モデルで再構成した親粒子と LSP の質量に違いが見られ、それぞれは真の親粒子と LSP の質量に近い値を取った。但し、gluino  $m_{T2}$  からの親粒子の質量の決定精度が悪く、より詳細な研究が必要である。

# 謝辞

川越清以教授<sup>a</sup>には、実験グループの変更の時から大変お世話になりました。正式に ATLAS 実験グループへ移り、超対称性粒子の研究を行うことになってからは、主に解析手法の指導や、物理学会や国際会議での発表の機会を与えて頂くことで、私の研究に対するスキルアップに繋がり、心から感謝しております。野尻美保子教授<sup>c</sup>と研究員の清水康弘氏<sup>c</sup>には、本研究で扱った超対称性モデルの理論から解析手法まで懇切丁寧に指導して頂き、本当に感謝しております。

藏重久弥准教授<sup>a</sup>、山崎祐司准教授<sup>a</sup>、越智敦彦助教<sup>a</sup>は素粒子物理全般、及び本研究において様々な助言、指導をして頂き深く感謝しております。浅井祥仁准教授<sup>d</sup>、金谷奈央子助教<sup>e</sup>の指導、助言により素粒子実験の研究者として必要な超対称性に関する知識を身につけることができ、深く感謝しております。また、大町千尋氏<sup>b</sup>、喜家村裕宣氏<sup>b</sup>、楠本彬君<sup>a</sup>には解析を行うにあたり、C++言語や Unix 環境について丁寧に教えて頂き感謝します。

研究生生活では、同級生の門坂拓也君<sup>b</sup>、佐野恵理さん<sup>b</sup>、新保直樹君<sup>b</sup>、丹羽正君<sup>b</sup>、松川陽介君<sup>b</sup>、また、田村直樹君<sup>a</sup>、上山敬五君<sup>a</sup>をはじめた多くの後輩のおかげで本当に楽しい研究生生活を送ることが出来ました。深く感謝します。

最後に、これまでの学生生活のサポートをしてくれた両親に深く感謝致します。

所属:

神戸大学 理学研究科<sup>a</sup>

神戸大学 自然科学研究科<sup>b</sup>

高エネルギー加速器研究機構 (KEK)<sup>c</sup>

東京大学 理学系研究科<sup>d</sup>

東京大学 素粒子物理国際研究センター (ICEPP)<sup>e</sup>

## 付 録 A    stransverse mass: $m_{T2}$

stransverse mass( $m_{T2}$ ) についてまとめる.

### A.1 $m_{T2}$ のバランス解とアンバランス解

$m_{T2}$  は LSP の試行質量  $m_\chi$  と試行横運動量  $\mathbf{p}_T^{\chi(i)}$  ( $i = 1, 2$ ) を導入して, 次のように定義される:

$$m_{T2}(\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)}, m_{\text{vis}}^{(1)}, \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)}, m_{\text{vis}}^{(2)}, m_\chi) \equiv \min_{\mathbf{p}_T^{\chi(1)} + \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = -\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} - \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)}} \left[ \max \left\{ m_T^{(1)}, m_T^{(2)} \right\} \right]. \quad (\text{A.1})$$

$\mathbf{p}_T^{\text{vis}(i)}, m_{\text{vis}}^{(i)}$  ( $i = 1, 2$ ) は, それぞれ親の超対称性粒子が崩壊して生成された粒子のうち, 検出器で測定されて”見える”粒子を全て合わせた横運動量と不変質量である.  $m_{T2}$  の最小化は,

$$\mathbf{p}_T^{\chi(1)} + \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = \not{\mathbf{p}}_T \quad (\text{A.2})$$

で許される全ての  $(\mathbf{p}_T^{\chi(1)}, \mathbf{p}_T^{\chi(2)})$  の組み合わせで行われる. ここで,  $\not{\mathbf{p}}_T$  は消失横運動量で

$$\not{\mathbf{p}}_T = -(\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} + \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)}) \quad (\text{A.3})$$

となる. また,  $m_T^{(i)}$  ( $i = 1, 2$ ) はそれぞれの親となる超対称性粒子が崩壊して生成された粒子で組んだ横質量である:

$$m_T^{(i)} = \sqrt{(m_{\text{vis}}^{(i)})^2 + m_\chi^2 + 2(E_T^{\text{vis}} E_T^{\chi(i)} - \mathbf{p}_T^{\text{vis}(i)} \cdot \mathbf{p}_T^{\chi(i)})}. \quad (\text{A.4})$$

ここで, SUSY イベントから  $m_{T2}$  がどのようにして決まるかを見てみる. まず, 何も拘束条件を課さない LSP の試行横運動量  $\mathbf{p}_T^\chi$  に対して, 横質量  $m_T^2$  を考える.  $m_T^2$  を  $\mathbf{p}_T^\chi$  で微分すると

$$\frac{\partial m_T^2}{\partial \mathbf{p}_T^\chi} = 2 \left( E_T^{\text{vis}} \frac{\mathbf{p}_T^\chi}{E_T^\chi} - \mathbf{p}_T^{\text{vis}} \right) = 0 \quad (\text{A.5})$$

より,

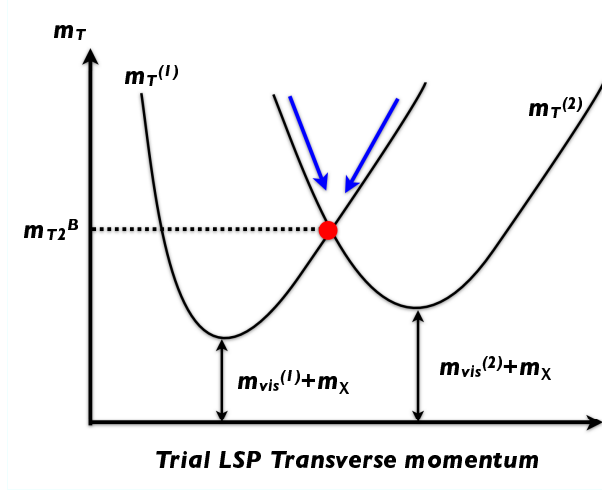
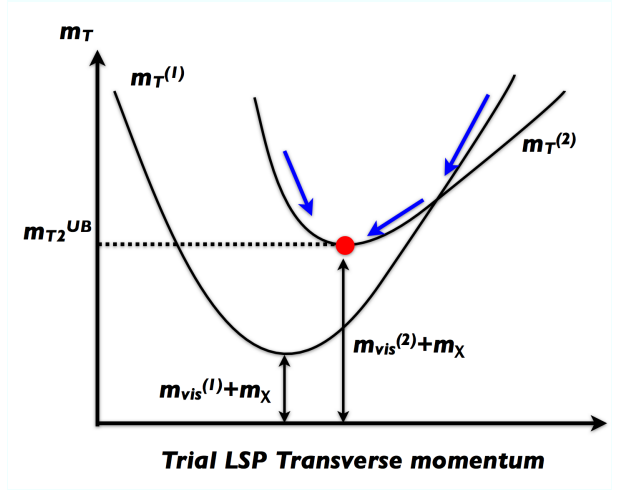
$$\mathbf{p}_T^\chi = \frac{E_T^\chi}{E_T^{\text{vis}}} \mathbf{p}_T^{\text{vis}}. \quad (\text{A.6})$$

このとき,  $m_T$  は最小値をとり, それは  $m_\chi$  と  $m_{\text{vis}}$  で表せる.

$$(m_T)_{\min} = m_T|_{\mathbf{p}_T^\chi/E_T^\chi = \mathbf{p}_T^{\text{vis}}/E_T^{\text{vis}}} = m_{\text{vis}} + m_\chi \quad (\text{A.7})$$

これを, **横質量の拘束条件の無い最小値**と呼ぶことにする.

実際には, LSP の試行横運動量  $\mathbf{p}_T^{(i)}$  には式 (A.2) の拘束条件が課される. このとき,  $m_T^{(i)}$  の LSP の試行横運動量の依存の仕方には, 図 A.1 と図 A.2 に示す 2 通りが考えられる. まず, 1 つ目の可

図 A.1:  $m_{T2}$  のバランス解図 A.2:  $m_{T2}$  のアンバランス解

能性は図 A.1 の場合である．LSP の試行運動量が， $m_T^{(i)} (i \neq j)$  が拘束条件の無い最小値を取る値のとき， $m_T^{(j)} \geq m_T^{(i)}$  である，すなわち，

$$m_T^{(1)} \Big|_{\mathbf{p}_T^{\chi(1)} = -\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} - \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)} - \tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(2)}} \geq m_T^{(2)} \Big|_{\mathbf{p}_T^{\chi(2)} = \tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(2)}} = m_{\text{vis}}^{(2)} + m_{\tilde{\chi}} \quad (\text{A.8})$$

$$m_T^{(2)} \Big|_{\mathbf{p}_T^{\chi(2)} = -\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} - \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)} - \tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(1)}} \geq m_T^{(1)} \Big|_{\mathbf{p}_T^{\chi(1)} = \tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(1)}} = m_{\text{vis}}^{(1)} + m_{\tilde{\chi}} \quad (\text{A.9})$$

であることが図から理解出来る．ここで， $\tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(i)}$  は  $m_T^{(i)}$  が拘束条件の無い最小値をとる時の LSP の試行横運動量である：

$$\frac{\mathbf{p}_T^{\chi(i)}}{E_T^{\chi}} = \frac{\mathbf{p}_T^{\text{vis}(i)}}{E_T^{\text{vis}(i)}} \quad (\text{A.10})$$

この場合，試行横運動量の取りうる全ての可能性に対する  $\max\{m_T^{(1)}, m_T^{(2)}\}$  の最小値は  $m_{T2}$  の**バランス解**  $m_{T2}^B$  により与えられる．

$$m_{T2}^B = \min_{\mathbf{p}_T^{\chi(1)} + \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = -(\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} + \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)}), m_T^{(1)} = m_T^{(2)}} \left[ m_T^{(1)} \right] \quad (\text{A.11})$$

最小化は次に示す条件式を満たす  $\mathbf{p}_T^{\chi}$  で行う．

$$m_T^{(1)}(\mathbf{p}_T^{\text{vis}}, \mathbf{p}_T^{\chi(1)}, m_{\text{vis}}^{(1)}, m_{\chi}) = m_T^{(2)}(\mathbf{p}_T^{\text{vis}}, \mathbf{p}_T^{\chi(2)}, m_{\text{vis}}^{(2)}, m_{\chi}) \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{p}_T^{\chi(1)} + \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = -(\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} + \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)}) \quad (\text{A.13})$$

2 つ目の可能性は図 A.2 の場合で，このときは以下の関係が成立することが図から理解出来る：

$$m_T^{(1)} \Big|_{\mathbf{p}_T^{\chi(1)} = -\mathbf{p}_T^{\text{vis}(1)} - \mathbf{p}_T^{\text{vis}(2)} - \tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(2)}} < m_T^{(2)} \Big|_{\mathbf{p}_T^{\chi(2)} = \tilde{\mathbf{p}}_T^{\chi(2)}} = m_{\text{vis}}^{(2)} + m_{\tilde{\chi}}. \quad (\text{A.14})$$

従って， $m_{T2}$  は横質量  $m_T^{(2)}$  の束縛条件の無い最小値をとる．

$$m_{T2}^{\text{UB}} = m_T^{(i)} \Big|_{\frac{\mathbf{p}_T^{\chi(i)}}{E_T^{\chi}} = \frac{\mathbf{p}_T^{\text{vis}(i)}}{E_T^{\text{vis}(i)}}} = m_{\text{vis}}^{(i)} + m_{\chi} \quad (i = 1 \text{ or } 2) \quad (\text{A.15})$$

このような  $m_{T2}$  の解を，**アンバランス解**と呼ぶ．ちなみに，バランス解の定義 (A.11) に従うと，アンバランス解にもバランス解が含まれる．それは，図 A.2 の  $m_T^{(1)}$  と  $m_T^{(2)}$  の 2 本の曲線の交点である．しかし，そのようなバランス解は  $m_{T2}$  の定義 (A.1) に従わないことが明確である．

## A.2 gluino stransverse mass

gluino stransverse mass( $m_{T2}(\tilde{g})$ ) は,

$$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0qq\tilde{\chi}_1^0 \quad (\text{A.16})$$

のような gluino の 3 体崩壊または 2 段階の 2 体崩壊を想定したときの stransverse mass である。従って  $m_{T2}(\tilde{g})$  の定義は、式 (A.1) の  $m_{\text{vis}}^{(i)}$  と  $\mathbf{p}_T^{\text{vis}(i)}$  をそれぞれ、 $qq$  系の不変横質量  $m_T^{qq}$  と横運動量  $\mathbf{p}_T^{qq}$  に置き換えた式になる。

ここでは、 $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  の場合と  $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$  の場合に分けて、 $m_{T2}(\tilde{g})$  の最大値  $m_{T2}^{\text{max}}(\tilde{g})$  の振る舞いについて見ることにする。それぞれの静止した gluino の崩壊から生成された 2 個の quark からなる系が、話を簡単にするために同じ横質量  $m_T^{qq}$  を持ち、また、横平面上でお互い平行に動いているとして、式 (A.16) を 1 次元空間の事象と考える (図 A.3)。

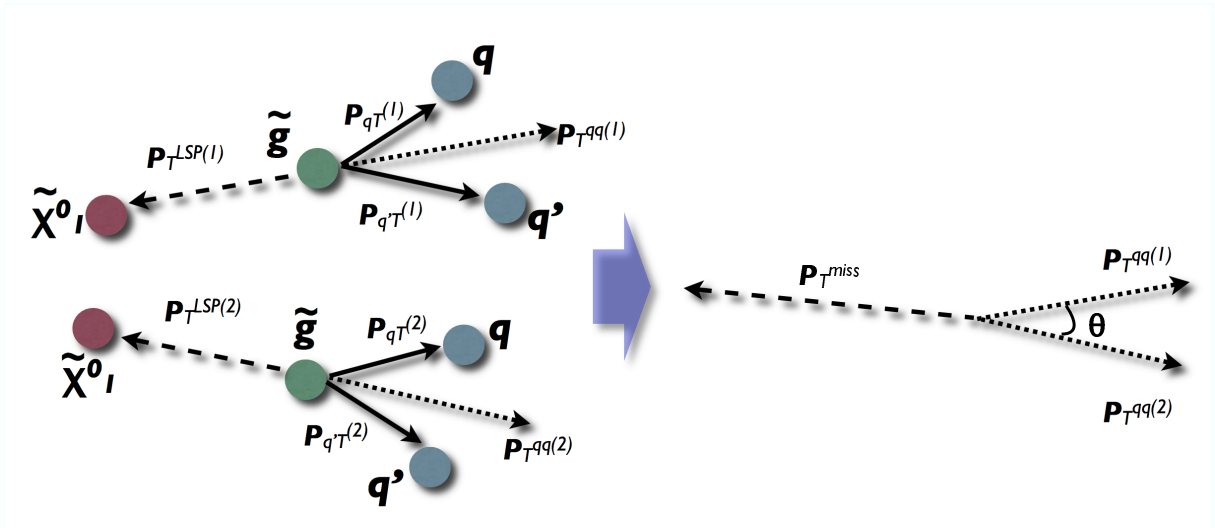


図 A.3:  $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0qq\tilde{\chi}_1^0$  事象の各  $\tilde{g}$  の崩壊により生成した  $qq$  系と LSP の横運動量の概念図。話を簡単にするために、2 個の  $\tilde{g}$  からの生成物は互いに平行、すなわち  $\theta = 0$  ( $\theta$  は  $\mathbf{p}_T^{qq(1)}$  と  $\mathbf{p}_T^{qq(2)}$  がなす間の角度) として、 $m_{T2}(\tilde{g})$  の振る舞いについて見る。

このとき、 $qq$  系の横運動量  $\mathbf{p}_T^{qq}$  と横エネルギー  $E_T^{qq}$  は 4 元運動量保存則から、

$$|\mathbf{p}_T^{qq}| = \frac{\sqrt{[(m_{\tilde{g}} + m_T^{qq})^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2][(m_{\tilde{g}} - m_T^{qq})^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2]}}{2m_{\tilde{g}}} \quad (\text{A.17})$$

$$E_T^{qq} = \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + (m_T^{qq})^2}{2m_{\tilde{g}}} \quad (\text{A.18})$$

となる。ここで、LSP の質量は試行質量  $m_\chi$  として、LSP と  $qq$  系が上記の  $|\mathbf{p}_T^{qq}|$  の横運動量を持つとしたとき、先に述べたバランス解に適用すると  $m_{T2}(\tilde{g})$  は、

$$\begin{aligned} m_{T2}(\tilde{g}) &= \sqrt{m_\chi^2 + (m_T^{qq})^2 + 2 \left( \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{p}_T^{qq}|^2} \sqrt{(m_T^{qq})^2 + |\mathbf{p}_T^{qq}|^2} + |\mathbf{p}_T^{qq}|^2 \right)} \\ &= \sqrt{m_\chi^2 + |\mathbf{p}_T^{qq}|^2} + \sqrt{(m_T^{qq})^2 + |\mathbf{p}_T^{qq}|^2} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

これを,  $m_T^{qq}$  で微分すると  $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$  について3つの帰結に達する.

$$\frac{dm_{T2}}{dm_T^{qq}} = \frac{m_T^{qq}}{m_{\tilde{g}}} \left[ 1 - \frac{m_{\tilde{g}}^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - (m_T^{qq})^2}{\sqrt{\{m_{\tilde{g}}^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - (m_T^{qq})^2\}^2 + 4m_{\tilde{g}}^2(m_{\tilde{\chi}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}} \right] \quad (\text{A.20})$$

$$= 0 \quad (\text{if } m_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.21})$$

$$> 0 \quad (\text{if } m_{\tilde{\chi}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.22})$$

$$< 0 \quad (\text{if } m_{\tilde{\chi}} < m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.23})$$

- $m_{\tilde{\chi}} = m_{\tilde{\chi}_1^0}$  のときは,  $m_T^{qq}$  の取りうる全ての可能性において  $m_{T2}(\tilde{g}) = m_{\tilde{g}}$  が成立する.
- $m_{\tilde{\chi}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$  のときは,  $m_T^{qq} = m_T^{qq}(\text{max})$  のときに  $m_{T2}(\tilde{g})$  が最大値をとる.
- $m_{\tilde{\chi}} < m_{\tilde{\chi}_1^0}$  のときは,  $m_T^{qq} = 0$  のときに  $m_{T2}(\tilde{g})$  が最大値をとる.

また,  $m_T^{qq(i)}$  の取りうる値の範囲は3体崩壊の時と2体崩壊の時で異なる.

$$0 \leq m_T^{qq(i)} \leq m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (3 \text{ 体崩壊の場合}) \quad (\text{A.24})$$

$$0 \leq m_T^{qq(i)} \leq \sqrt{\frac{(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2)(m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{q}}^2}} \quad (2 \text{ 体崩壊の場合}) \quad (\text{A.25})$$

### A.2.1 $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$ の場合の $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$ について

2つの極端な運動量設定を仮定し, それぞれの場合での  $m_{T2}^{\max}$  を考えることにする. 1つ目の設定として, **2個の gluino が静止した状態で生成され, それぞれの gluino は後に同じ方向に進む2個の quark とそれらとは反対方向に進む1個の LSP に崩壊する. また, 2個の gluino およびそれらの崩壊で生成された粒子群は全て横平面上にあり, 生成された粒子群はお互い平行であるとする.** 終状態の quark の質量をゼロとしたとき, まず  $qq$  系の不変横質量は

$$m_{qqT}^{(1)} = m_{qqT}^{(2)} = 0 \quad (\text{A.26})$$

であることが分かる. すると, gluino は静止した状態で崩壊したので,  $qq$  系の横エネルギーおよび横運動量は

$$E_T^{qq(i)} = |\mathbf{p}_T^{qq(i)}| = \frac{m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}} \equiv E_T^{qq}(\text{max}) \quad (i = 1, 2) \quad (\text{A.27})$$

と与えられ, SUSY イベントに含まれるトータルの消失横運動量は

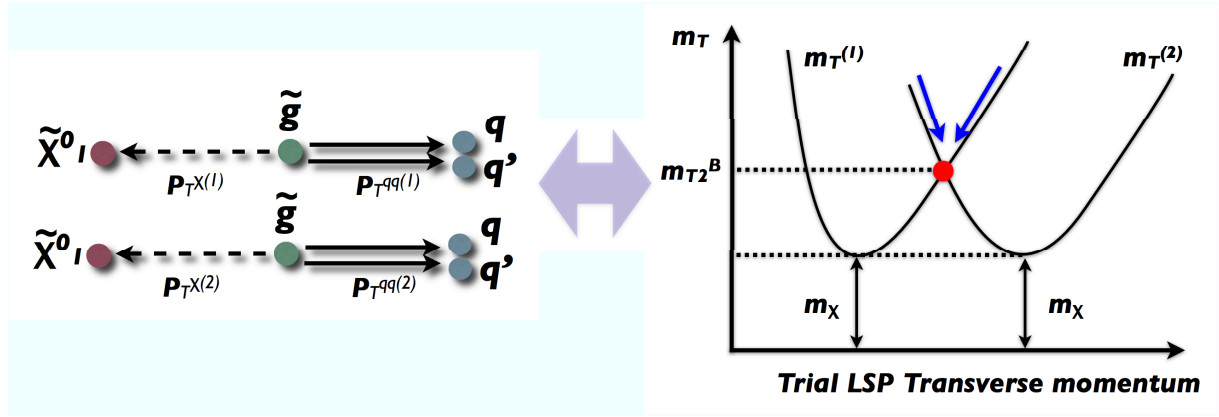
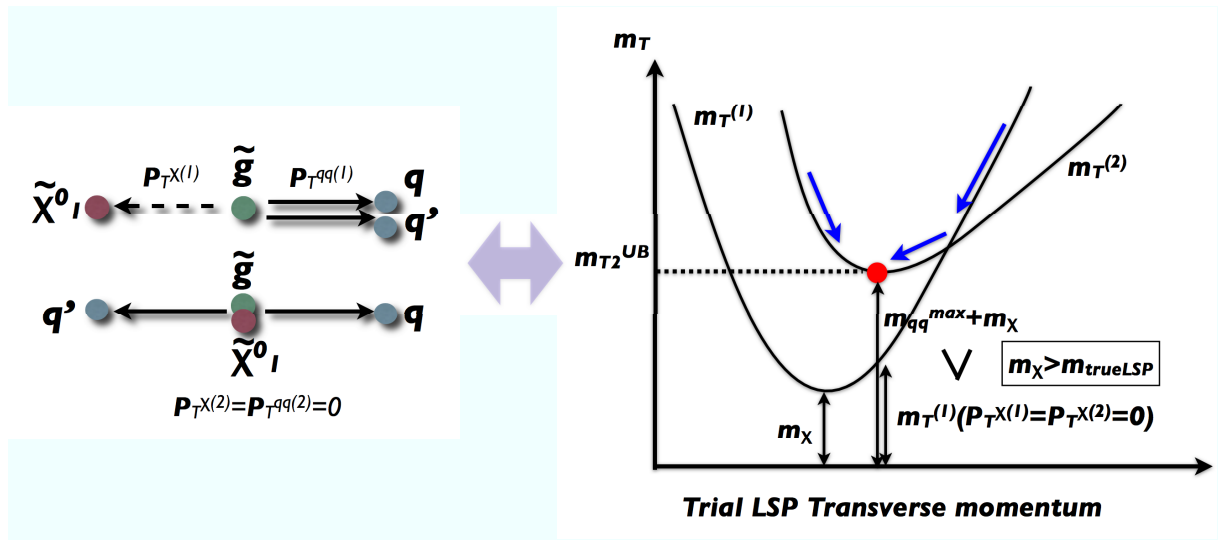
$$|\mathbf{p}_T| = 2E_T^{qq}(\text{max}) \quad (\text{A.28})$$

となる. この運動量設定は先に示したバランス解の満たす条件 (A.12) と (A.13) に従い,  $\mathbf{p}_T^{\chi(1)} = \mathbf{p}_T^{\chi(2)} = \mathbf{p}_T/2$  のときに  $m_T^{(1)}$  (or  $m_T^{(2)}$ ) は最小値をとる. よって,

$$m_{T2}(\tilde{g}) = E_T^{qq}(\text{max}) + \sqrt{\{E_T^{qq}(\text{max})\}^2 + m_{\tilde{\chi}}^2} \quad (\text{A.29})$$

となる.  $m_T^{(i)} = 0$  より, 上記の  $m_{T2}(\tilde{g})$  は  $m_{\tilde{\chi}} < m_{\tilde{\chi}_1^0}$  のときのその最大値に相当する:

$$m_{T2}^{\max} = \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}} + \sqrt{\left(\frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}}\right)^2 + m_{\tilde{\chi}}^2} \quad (\text{for } m_{\tilde{\chi}} < m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.30})$$

図 A.4: 運動量設定その 1 ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  の場合)図 A.5: 運動量設定その 2 ( $m_{\tilde{g}} < m_{\tilde{q}}$  の場合)

2つ目の運動量設定は、静止した2個の gluino のうち、1個は  $m_{T2}^{qq} = 0$  の di-quark と1個の LSP が生成され、di-quark と LSP は正反対の方向に進む。もう1個の gluino からは、 $m_{T2}^{qq} = m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$  の back-to-back に進む di-quark と静止した LSP に崩壊する、とする。2個目の gluino 崩壊事象の持つ見える粒子群の横運動量の合計は  $\mathbf{p}_T^{qq(2)} = 0$  で、このとき横質量は拘束の無い最小値をとり、

$$m_T^{(2)} = (m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) + m_{\tilde{\chi}_1^0} \quad (\text{A.31})$$

となる。一方、1個目の gluino 崩壊事象では  $\mathbf{p}_T^{X(2)} = 0$  のとき、 $|\mathbf{p}_T^{qq(1)}| = (m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)/2m_{\tilde{g}}$ 、 $\mathbf{p}_T^{X(1)} = \mathbf{p}_T^{qq(1)}$  だから、横質量は、

$$m_T^{(1)} = \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}} + \sqrt{\left(\frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}}\right)^2 + m_{\tilde{\chi}}^2} \quad (\text{A.32})$$

となる。 $m_{T2}(\tilde{g})$  がアンバランス解に従えば、 $m_{\tilde{\chi}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$  の下で  $m_T^{(2)} > m_T^{(1)}$  が成立する。従って、

$$m_{T2}^{\max} = (m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}) + m_{\tilde{\chi}} \quad (\text{for } m_{\tilde{\chi}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.33})$$



### A.2.2 $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}}$ の場合の $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$ について

3 体崩壊する場合と同様、静止した 2 個の gluino がそれぞれ横平面上に 2 個の quark に崩壊する下で、2 つの極端な運動量設定を考え、それぞれの  $m_{T2}(\tilde{g})$  を考える。まず、1 つ目の運動量設定として、**squark の崩壊で生成された quark と、初めの gluino の崩壊で生成された quark は同じ方向に進む。また、2 個の gluino の崩壊による生成物はお互い平行である**、とする。これは、3 体崩壊の場合と同じ過程を経て、

$$m_{T2}^{\max} = \frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}} + \sqrt{\left(\frac{m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{g}}}\right)^2 + m_{\tilde{\chi}}^2} \quad (\text{for } m_{\tilde{\chi}} < m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.34})$$

となる。

2 つ目の運動量設定として、**各 gluino の崩壊から生成された 2 個の quark の運動方向の向きが正反対である以外は、1 つ目の運動量設定と同じである**、としたとき、各 gluino から生成された  $qq$  系の不変横質量、横エネルギー、横運動量はそれぞれ次のように与えられる。

$$m_T^{qq(i)} = \sqrt{\frac{(m_{\tilde{g}}^2 - m_{\tilde{q}}^2)(m_{\tilde{q}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{q}}^2}} \quad (\text{A.35})$$

$$E_T^{qq(i)} = \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{q}}^2}{m_{\tilde{g}}^2}\right) + \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right) \quad (\text{A.36})$$

$$|\mathbf{p}_T^{qq(i)}| = \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{q}}^2}{m_{\tilde{g}}^2}\right) - \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right) \quad (\text{A.37})$$

また、SUSY 事象に含まれるトータルな消失横運動量は、

$$\not{\mathbf{p}}_T = -2\mathbf{p}_T^{qq(1)} \quad (\text{A.38})$$

となる。これらから、各 gluino 崩壊による生成物から組んだ横質量  $m_T^{(i)}$  は  $m_T^{(1)} = m_T^{(2)}$  を満たす。従って、この運動量設定の  $m_{T2}(\tilde{g})$  はバランス解に従い、 $\mathbf{p}^{(i)}_T = -\mathbf{p}_T^{(1)}$  の時、最小値をとる：

$$[m_{T2}(\tilde{g})]^2 = (m_T^{qq})^2 + m_{\tilde{\chi}}^2 + 2 \left( E_T^{qq(1)} \sqrt{|\mathbf{p}_T^{qq(1)}|^2 + m_{\tilde{\chi}}^2} + |\mathbf{p}_T^{qq(1)}|^2 \right) \quad (\text{A.39})$$

また、式 (A.35) の  $m_T^{(i)}$  は最大値であるから、この  $m_{T2}(\tilde{g})$  は  $m_{\tilde{\chi}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}$  のときの  $m_{T2}^{\max}(\tilde{g})$  となる。

$$\begin{aligned} m_{T2}^{\max} = & \left\{ \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{q}}^2}{m_{\tilde{g}}^2}\right) + \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right) \right\} \\ & + \sqrt{\left\{ \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{q}}^2}{m_{\tilde{g}}^2}\right) - \frac{m_{\tilde{g}}}{2} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right) \right\}^2 + m_{\tilde{\chi}}^2} \quad (\text{for } m_{\tilde{\chi}} > m_{\tilde{\chi}_1^0}) \quad (\text{A.40}) \end{aligned}$$

## 参考文献

- [1] Kiyotomo Kawagoe, Mihoko M. Nojiri "Discovery of supersymmetry with degenerate mass spectrum", Physical Review D, 74, 115011 (2006)
- [2] Mihoko M. Nojiri, Yasuhiro Shimizu, Shogo Okada and Kiyotomo Kawagoe, "Inclusive transverse mass analysis for squark and gluino mass determination", arXiv:hep-ph/0802.2412
- [3] Kiwoon Choi, et al., "Phenomenology of Mixed Modulus-Anomaly Mediation in Fluxed String Compactifications and Brane Model", arXiv:hep-ph/0504037
- [4] "ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume1", 1999
- [5] "ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume2", 1999
- [6] Howard Baer, Xerxes Tata, "Weak Scale Supersymmetry From Superfields to Scattering Events" Cambridge, 2006
- [7] Alan Barr, et al., " $m_{T2}$  : the truth behind the glamour", arXiv:hep-ph/0304226
- [8] Won Sang Cho, et al, "Gluino Stransverse Mass", arXiv:hep-ph/0709.0288
- [9] Won Sang Cho, et al, "Measuring superparticle masses at hadron collider using the transverse mass kink", arXiv:hep-ph/0711.4526
- [10] Henri Bachacou, et al., "Measurements of masses in supergravity models at CERN LHC", Physical Review D, 62, 015009 (2000)
- [11] Elzbieta Richter-Was, et al., "ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS", ATLAS Internal Note, 1998
- [12] 太田 信義・坂井 典佑 共著,「超対称性理論」サイエンス社, 2006 年
- [13] 「数理科学 2007 年 3 月号」サイエンス社, 2007 年
- [14] 「数理科学 2007 年 11 月号」サイエンス社, 2007 年
- [15] 浅井祥仁著,「LHC の為の SUSY 講座 講義ノート 2007 年版」  
<http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/~asai/Lecture/>
- [16] 大町千尋著, 神戸大学修士学位論文「ATLAS 実験におけるシミュレーションを用いたエンドキャプトリガーの性能評価」, 2006 年
- [17] 佐々木貴之著, 東京大学修士学位論文「ATLAS 実験における超対称性の発見に関する研究」, 2005 年