

修士学位論文

ATLAS実験におけるタウ粒子を用いた
超対称性モデルの研究

東京大学 大学院
理学系研究科 物理学専攻
小林研究室

富島 佑允

2008年1月8日

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) によって建設された大型陽子陽子衝突型加速器 (LHC) を用いた実験では、ヒッグス粒子や超対称性粒子の発見など、新たな物理現象の解明が期待されている。LHC で行われる実験の一つに ATLAS 実験がある。本論文では、ATLAS 実験のデータを用いて、超対称性理論のモデルやパラメータに制限を与える方法について研究した。超対称性理論には様々なモデルがあり、超対称性粒子の質量や、終状態に残る粒子の種類がモデルやパラメータによって異なる。特に、ある特定のモデルやパラメータにおいては、超対称性粒子の崩壊により多数のタウ粒子が生成される。そのため、タウ粒子を含む超対称性イベントを研究することで、超対称性理論のモデルやパラメータの絞り込みが可能となる。その際、タウ粒子を含む超対称性イベントの数や分布を正確に知る必要があるため、バックグラウンドの評価が重要となる。

本論文では、モンテカルロシミュレーションを用いてバックグラウンドと超対称性イベントを生成し、実データからバックグラウンドを見積もる研究を行い、その系統誤差の評価も行った。また、タウ粒子を用いた質量再構成を行い、超対称性粒子の質量の関わりに制限を与える研究を行った。また、タウ粒子をより正確に識別、再構成するためのアルゴリズムの研究を行った。

目次

第 1 章	序論	2
1.1	超対称性理論	2
1.1.1	MSSM	4
1.1.2	mSUGRA	5
1.1.3	GMSB	12
1.2	タウの分岐比が大きくなるモデル、パラメータ	14
1.2.1	mSUGRA においてタウへの分岐比が大きくなる場合	14
1.2.2	GMSB においてタウへの分岐比が大きくなる場合	15
第 2 章	LHC 加速器と ATLAS 検出器	17
2.1	LHC 加速器	17
2.2	ATLAS 検出器	18
2.2.1	マグネットシステム	19
2.2.2	内部飛跡検出器	21
2.2.3	カロリメータ	27
2.2.4	ミュオンスペクトロメータ	31
2.2.5	クラック領域	33
2.2.6	トリガー	34
第 3 章	検出器シミュレーションと粒子の再構成	37
3.1	Full simulation	37
3.1.1	エネルギーのキャリブレーションと補正	37
3.1.2	クラスターの生成	38
3.1.3	ジェット再構成のアルゴリズム	40
3.1.4	レプトンの再構成	41
3.1.5	Missing E_T の再構成	44
3.1.6	再構成された粒子やジェットが重なってしまった場合の対処	44
3.1.7	レプトンとジェットの分離	45
3.1.8	本研究における粒子やジェットの取り扱い	45
3.2	Fast simulation	46
3.2.1	ジェットの再構成	46
3.2.2	電子、ミュオンの再構成	47
3.2.3	磁場の効果	47
3.2.4	Missing E_T の再構成	47
第 4 章	タウの再構成	48
4.1	タウの崩壊モード	48
4.2	カロリメータの信号を基準にしたタウの再構成	49

4.2.1	Likelihood 法によるタウの識別	50
4.2.2	tauRec におけるエネルギー再構成	56
4.3	内部飛跡検出器のトラックを基準にしたタウの再構成	57
4.3.1	Neural Net	57
4.3.2	PDE-RS	65
4.3.3	カットによるタウの識別	67
4.3.4	tau1P3P におけるエネルギー再構成	68
4.3.5	補正項 $\Sigma res E_T^{chrgEMtrk} + res E_T^{neuEM}$ について	69
4.4	電子やミュオンからの fake を除く方法 (lepton veto)	70
4.5	タウ再構成アルゴリズムのパフォーマンス	73
4.5.1	efficiency と fake の割合	73
4.5.2	tauRec, tau1P3P のエネルギー分解能とキャリブレーション	74
4.6	本研究におけるタウの取り扱い	75
第 5 章	SUSY シグナルとバックグラウンド	76
5.1	モンテカルロによるイベント生成	76
5.2	SUSY シグナル	80
5.2.1	各点の特徴	81
5.2.2	本研究における SUSY シグナルの扱い	82
5.3	バックグラウンド	83
5.3.1	本研究におけるバックグラウンドの扱い	85
5.4	dijet イベント	88
第 6 章	SUSY 解析の基礎	89
6.1	SUSY の解析に用いられる物理量	89
6.1.1	Missing E_T	89
6.1.2	ハードジェットとジェット数	90
6.1.3	Transverse sphericity	91
6.1.4	Effective Mass	92
6.1.5	Transverse Mass	94
6.2	Standard SUSY selection	95
6.3	SUSY のモード	96
6.4	本研究の動機	97
第 7 章	One tau mode	98
7.1	one tau mode 信号	98
7.2	トリガー効率の評価	103
7.3	バックグラウンドの評価	105
7.3.1	コントロールサンプル	105
7.3.2	コントロールサンプルによるバックグラウンド評価	108
7.3.3	コントロールサンプルに含まれる SUSY の効果	110
7.3.4	バックグラウンド評価の系統誤差の見積もり	112
7.4	第 7 章のまとめ	114

第 8 章	Ditau mode	115
8.1	ditau mode 信号	115
8.2	トリガー効率の評価	118
8.3	$M_{\tau\tau}$ 再構成	119
8.3.1	τ^{2nd} がハードな場合の $M_{\tau\tau}$ 再構成	120
8.3.2	τ^{2nd} がソフトな場合の $M_{\tau\tau}$ 再構成	124
8.3.3	low P_T における NN を最適化する	124
8.3.4	P_T , NN のカットを loose にする	126
8.4	第 8 章のまとめ	130
第 9 章	まとめ	131
付録 A	サジッタから P_T を求める方法	132
付録 B	E_T^{reco}/E_T^{visMC} 分布のシングルガウシアンによる fitting	133
付録 C	タウ再構成に使用される変数の分布	136

目次

1.1	GUT スケールでの力の統一	3
1.2	mSUGRA における SUSY の質量の発展	6
1.3	mSUGRA における、 $\tan\beta = 2$ での \tilde{g}, \tilde{q} の質量	7
1.4	\tilde{g}, \tilde{q} の生成プロセス	8
1.5	$m_0 - m_{1/2}$ 平面上の、mSUGRA の各点の断面積	9
1.6	SUSY 粒子の多段崩壊	10
1.7	mSUGRA の各点における、 $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の崩壊モード	11
1.8	GMSB における SUSY の破れの伝わり方	12
1.9	$N_5 = 1$ のときの NLSP の崩壊モード	13
1.10	$N_5 > 1$ で $\tan\beta$ が大きいときの NLSP の崩壊モード	13
1.11	各点の特徴 ($\tan\beta=10$)	14
1.12	各点の特徴 ($\tan\beta=30$)	14
1.13	mSUGRA における、 χ_2^0 のタウへの崩壊モード	15
1.14	mSUGRA における、 χ_1^\pm のタウへの崩壊モード	15
1.15	GMSB における $\tan\beta$ と $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係	16
1.16	$\Lambda, \tan\beta$ と NLSP の関係	16
2.1	LHC 加速器	17
2.2	CMS	18
2.3	Alice	18
2.4	LHC-B	18
2.5	ATLAS 検出器	19
2.6	マグネットの構造	20
2.7	ATLAS におけるトロイダル磁石の磁束分布	20
2.8	内部飛跡検出器の構造	21
2.9	ピクセル検出器の信号読み出し	22
2.10	SCT のシリコンウエハーの断面	22
2.11	SCT のシリコンウエハー	23
2.12	SCT の全体図	23
2.13	TRT の構造	24
2.14	ポリプロピレンの外観と繊維構造	25
2.15	荷電粒子の遷移輻射	25
2.16	TRT のヒット	25
2.17	サジッタ	26
2.18	カロリメータの構造	27
2.19	EM カロリメータ	28
2.20	タイルカロリメータ	29

2.21	バレル部のタイルカロリメータの構造	30
2.22	ミュオンスペクトロメータの全体図	31
2.23	ミュオンスペクトロメータの R-Z 断面図	32
2.24	EM カロリメータ前の物質量の分布	33
2.25	L1 タウトリガー	35
2.26	L1 タウトリガーのパフォーマンス	36
3.1	Sliding window アルゴリズムに用いられるウィンドウ	39
3.2	コーンアルゴリズムと K_T アルゴリズム	41
3.3	fake electron となるイベントの例	42
3.4	fake muon となるイベントの例	43
4.1	d0 の定義	50
4.2	tauRec の対数尤度比の分布	50
4.3	tauRec における N_{trk} の分布	51
4.4	tauRec における R_{em} の分布	52
4.5	$frac{E_T^{R12}}$	53
4.6	tauRec における $frac{E_T^{R12}}$ の分布	53
4.7	tauRec における W_{strips} の分布	54
4.8	tauRec における N_{strips} の分布	55
4.9	tauRec における、タウ候補の電荷の分布	55
4.10	tauRec における d_0 の分布	56
4.11	tauRec における E_T/P_T^1 の分布	56
4.12	tau1P3P における 1P 候補の $N_{AssocTracksIsol}$ の分布	59
4.13	tau1P3P における 1P 候補の $E_T^{chrgHAD}/P_T^{track}$ の分布	59
4.14	tau1P3P における 1P 候補の $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ の分布	60
4.15	tau1P3P における 1P 候補の不変質量の分布	61
4.16	tau1P3P における 3P 候補の M_{trk} の分布	62
4.17	tau1P3P における 3P 候補の R_{trk} の分布	63
4.18	タウ候補の NN の分布	64
4.19	タウ候補の PDE-RS の分布	65
4.20	タウ候補の PDE-RS の分布 (片対数)	66
4.21	ΔR (モンテカル口の 1P タウ, 再構成された 1P タウ) の分布	72
4.22	ΔR (モンテカル口の 3P タウ, 再構成された 3P タウ) の分布	72
4.23	タウの efficiency	73
4.24	タウの fake ratio	73
4.25	タウ再構成アルゴリズムのエネルギー分解能	74
4.26	タウ再構成アルゴリズムのエネルギーキャリブレーション	74
5.1	$\alpha_s(Q^2)$ の Q 依存性	77
5.2	$\alpha_s(Q^2)$ の μ 依存性	77
5.3	ME と PS によるイベントの生成	78
5.4	Factorization スケール	79
5.5	ATLAS における $t\bar{t}$ の生成プロセス	83
5.6	ATLAS における Z/W の生成プロセス	83

6.1	Missing E_T 分布	89
6.2	Leading Jet P_T 分布	90
6.3	ジェット数分布	90
6.4	Transverse Sphericity 分布	91
6.5	mSUGRA における Effective Mass のピークの位置と M_{SUSY} の関係	93
6.6	レプトンと消失エネルギーの Transverse Mass 分布	94
7.1	real tau と fake tau の P_T 分布	99
7.2	$M_T(\text{tau}, \text{missing})$ 分布	99
7.3	one tau mode セレクション後の Missing E_T 分布	100
7.4	t クォークのセミレプトニック崩壊における M_T (タウ, 消失エネルギー) 分布	101
7.5	$t\bar{t}$ プロセスと SU1 の M_T (レプトン, 消失エネルギー) 分布	105
7.6	e, τ, τ^{HAD} の P_T 分布 (モンテカルロ)	106
7.7	$\Delta R(\tau, \tau^{HAD})$ 分布 (モンテカルロ)	106
7.8	異なる M_T 領域ごとの Missing E_T 分布	106
7.9	Missing E_T 分布の評価	108
7.10	Effective Mass、Leading jet の P_T の分布の評価	109
7.11	Missing E_T 分布の評価 (SU1 がある場合)	110
7.12	Missing E_T 分布の評価 (SU3 がある場合)	111
7.13	LO と NLO の分布 (バックグラウンド)	113
7.14	LO と NLO の分布 (コントロールサンプル)	113
8.1	SU3 における、2 つのタウの P_T 分布 (モンテカルロ)	116
8.2	ditau mode セレクション後の Missing E_T 分布	116
8.3	SU3 の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ)	120
8.4	SU3 の $M_{\tau\tau}$ 分布	121
8.5	GMSB における 2 つのタウの P_T 分布 (モンテカルロ)	122
8.6	同じ崩壊チェーンから来た 2 つのタウの $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ)	122
8.7	GMSB の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ)	123
8.8	GMSB の $M_{\tau\tau}$ 分布	123
8.9	SU1 における 2 つのタウの P_T 分布 (モンテカルロ)	124
8.10	$P_T < 20\text{GeV}$ における $(E_T^{\text{otherEM}} + E_T^{\text{otherHAD}})/E_T^{\text{calo}}$ の分布	125
8.11	修正前と修正後の NN 分布 (タウ)	125
8.12	修正前と修正後の NN 分布 (QCD)	125
8.13	修正 NN を用いて $M_{\tau\tau}$ 再構成を行った結果	125
8.14	SU1 の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ)	126
8.15	SU1 の $M_{\tau\tau}$ 分布	127
8.16	SU8-1 における ditau の P_T 分布 (モンテカルロ)	128
8.17	SU8-1 の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ)	128
8.18	SU8-1 の $M_{\tau\tau}$ 分布	129
B.1	tauRec の $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{visMC}}$ 分布	133
B.2	tau1P の $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{visMC}}$ 分布	134
B.3	tau3P の $E_T^{\text{reco}}/E_T^{\text{visMC}}$ 分布	135

C.1	tauRec の Likelihood のパラメータの分布 (low P_T の場合)	137
C.2	tauRec の Likelihood のパラメータの分布 (high P_T の場合)	138
C.3	tau1P の NN のパラメータの分布 (low P_T の場合)	139
C.4	tau1P の NN のパラメータの分布 (high P_T の場合)	140
C.5	tau3P の NN のパラメータの分布 (low P_T の場合)	141
C.6	tau3P の NN のパラメータの分布 (high P_T の場合)	142

表目次

1.1	標準理論粒子と SUSY 粒子	4
2.1	LHC 加速器の主なパラメーター	18
4.1	タウの崩壊モード	48
4.2	各変数のカットの値	67
4.3	1P タウの補正式	70
4.4	3P タウの補正式	70
5.1	SU1、SU3、SU8-1 のパラメータ	80
5.2	GMSB のパラメータ	80
5.3	主な SUSY 粒子の質量 (GeV)	80
5.4	本研究で用いた SUSY シグナル (Full simulation)	82
5.5	本研究で用いたバックグラウンド (Full simulation)	86
5.6	本研究で用いたバックグラウンド (Fast simulation)	87
5.7	バックグラウンドの K-factor の値	88
5.8	第 4 章で用いた dijet イベント (Full simulation)	88
7.1	one tau mode バックグラウンドの成分 ($10fb^{-1}$)	100
7.2	one tau mode のカットフロー ($10fb^{-1}$)	102
7.3	one tau mode の SUSY シグナルのイベント数と significance	102
7.4	タウトリガーのトリガー効率	103
7.5	ジェットトリガー	103
7.6	ジェットトリガーのトリガー効率	104
7.7	jet+tau トリガー	104
7.8	jet+tau トリガーのトリガー効率	104
7.9	コントロールサンプルの成分	107
7.10	コントロールサンプルのトリガー効率	107
7.11	バックグラウンド評価の結果	108
7.12	バックグラウンド評価の結果 (SU1 がある場合)	110
7.13	バックグラウンド評価の結果 (SU3 がある場合)	111
7.14	系統誤差評価の結果	114
8.1	ditau mode バックグラウンドの成分	116
8.2	ditau mode のカットフロー	117
8.3	ditau mode の SUSY シグナルのイベント数と significance	117
8.4	ジェットトリガーのトリガー効率	118
8.5	jet+tau トリガーのトリガー効率	118
8.6	fit の範囲と χ^2/ndf の関係	121

第1章 序論

LHC は、ジュネーブにある欧州原子核研究機構 (CERN) によって建設された、大型陽子陽子衝突加速器である。LHC は重心系衝突エネルギーが 14TeV に達する世界最高エネルギーの加速器であり、ヒッグス粒子や、質量が数 TeV 程度までの超対称性粒子が発見可能であると期待されている。本論文では、LHC の検出器の一つである ATLAS 検出器を用いた超対称性事象の解析について述べる。

本論文は 9 つの章により構成される。第 1 章では、超対称性粒子の性質について説明する。第 2 章では、LHC 加速器と、その検出器の一つである ATLAS 検出器について説明する。第 3.1 章、第 4 章では、検出器シミュレーションと、粒子の再構成について述べる。第 5 章では、モンテカルロシミュレーションを用いたシグナルとバックグラウンドの生成について述べる。第 6 章では、超対称性の研究において重要な物理量などについて説明する。第 7 章では、バックグラウンドの評価法について述べる。第 8 章では、超対称性粒子の質量の再構成について述べる。第 9 章では、本論文の結果をまとめる。

本研究では、タウが含まれるイベントに注目した解析を行う。ATLAS 検出器を用いた超対称性事象解析の研究において、タウが含まれるイベントに関する体系的な研究を行ったのは本論文が始めてであり、本論文の第 7 章の内容は、2008 年度版の ATLAS CSC Note に掲載される予定である。

また、通常はレプトンと言えばタウも含まれるが、本研究ではタウに特に注目しているため、本論文においてはレプトンは電子、ミューオンのみを指すとする。

1.1 超対称性理論

超対称性 (SUSY) とは、フェルミオンとボゾンの対称性であり、フェルミオンに属する粒子にはボゾンの、ボゾンに属する粒子にはフェルミオンの、対となる粒子 (スーパーパートナー) が存在するという機構である。

質量 1 TeV 前後の SUSY 粒子の存在が期待される理由として、以下が上げられる。

1. ヒエラルキー問題

GUT スケール (10^{16} GeV) やプランクスケール (10^{18} GeV) から電弱 (EW) スケール (10^2 GeV) を自然に作れるかという問題である。このような高いエネルギースケールからいかに EW スケールを導き出すかが問題になる。仮にファインチューニングによって EW スケールを作ったとしても、輻射補正でヒッグス粒子の質量が発散してしまうので問題は解決しない。

SUSY を仮定して、SUSY 粒子のスケールが TeV オーダーであると、超対称性粒子を介したループの効果で Λ^2 (Λ はカットオフ) の発散が $\log \Lambda$ の発散に抑えられる。また、 $m^2(\tilde{t}) \sim m^2(EW)$ だとすると、自然に EW スケールを作る事が出来る。

2. 力の統一

図 1.1 にあるように、SUSY が 1 TeV 付近に存在すると、電弱力、強い力、重力の 3 つの力が GUT スケールで統一される。

3. ダークマターの候補

宇宙には、光学的に観測されている質量よりも多くの質量が存在すると考えられており、この見えない質量のことをダークマター（暗黒物質）と言う。一番軽い SUSY 粒子 (Lightest SUSY Particle) は、ダークマターの有力な候補である。

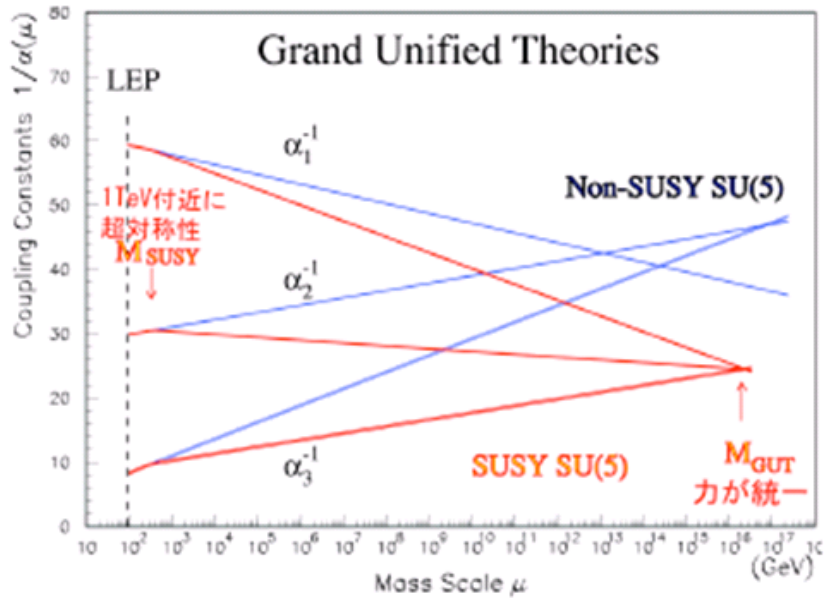


図 1.1: GUT スケールでの力の統一 [24]: 横軸はエネルギースケール (GeV)、縦軸は結合定数の逆数である。 α_1 は電弱力の U(1) の結合定数、 α_2 は電弱力の SU(2) の結合定数、 α_3 は強い相互作用の結合定数である。青線は SUSY が存在しない場合、赤線は 1TeV 付近に SUSY が存在する場合の結合定数の発展を示している。

1.1.1 MSSM

SUSY 理論では、全ての標準理論の粒子にはスーパーパートナーと呼ばれる SUSY 粒子が対として存在している。標準理論が超対称性を満たすように最小限の拡張を行った理論が Minimal Supersymmetric Standard Model(MSSM) である。標準理論の粒子と、対応する SUSY 粒子の一覧を表 1.1 に示す。

表 1.1: 標準理論粒子と SUSY 粒子

標準理論粒子		SUSY 粒子	
スピン	粒子名	スピン	粒子名
1/2	quark($u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, u_L, d_L, c_L, s_L, t_L, b_L$)	0	squark($\tilde{u}_R, \tilde{d}_R, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R, \tilde{u}_L, \tilde{d}_L, \tilde{c}_L, \tilde{s}_L, \tilde{t}_L, \tilde{b}_L$)
1/2	lepton($e_R, \mu_R, \tau_R, e_L, \mu_L, \tau_L$)	0	slepton($\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R, \tilde{\tau}_R, \tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L, \tilde{\tau}_L$)
1/2	neutrino ($\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}$)	0	sneutrino($\tilde{\nu}_{eL}, \tilde{\nu}_{\mu L}, \tilde{\nu}_{\tau L}$)
0	Higgs(h, H, A, H^\pm)	1/2	higgsino($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$)
1	photon(γ)	1/2	bino(\tilde{B}^0)
1	weak boson(W^\pm, Z)	1/2	wino($\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$)
1	gluon(g)	1/2	gluino(\tilde{g})
2	graviton(G)	3/2	gravitino(\tilde{G})

中性ゲージーノ (\tilde{W}^0, \tilde{B}^0) と中性ヒッグシーノ ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) は混合して、ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$) となる。

SUSY ではヒッグスのダブレットは最低 2 つ必要である。よって、自由度は 2(ダブレット 2 個) \times 2(ダブレットの上下) \times 2(複素数)=8 となり、 Z, W^\pm への結合で 3 個の自由度が使われるので、ヒッグス粒子の数は 5 個である。

もし超対称性が破れていなければ、標準理論の粒子と、そのスーパーパートナーである SUSY 粒子は等しい質量を持つはずであるが、実験で標準理論の粒子と等しい質量を持つ SUSY 粒子は発見されていない。よって、SUSY は破れており、SUSY 粒子は重くなっていると考えられる。MSSM においては、この破れは前提として組み込まれている。しかし、実際には SUSY を自発的に破る何らかの機構が存在すると考えられる。SUSY の破れは、隠れた世界 (Hidden Sector) から何らかの相互作用によって伝わって来ると考えられている。その破れを伝える相互作用が何であるかによって、いくつかのモデルが提唱されている。重力相互作用を通して破れが伝わるのが Gravity mediation モデルであり、ゲージ相互作用を通して破れが伝わるのが Gauge mediation モデル (GMSB) である。

SUSY の破れのエネルギースケールが高くても重力の結合は小さいので、GUT スケールでの SUSY 粒子の質量のオーダー (SUSY Mass scale) は以下の式の程度である。

$$SUSY\ Mass\ scale = \frac{F}{M_{pl}(10^{19}GeV)} \quad (1.1)$$

F は、SUSY の破れのスケールの 2 乗である。 M_{pl} (プランクスケール) は、重力の結合の大きさが、強い相互作用の結合、電弱相互作用の結合の大きさと同じになるスケールである。SUSY Mass scale が $10^3 GeV$ 程度であると考えられるので、破れのスケールは $10^{11} GeV$ 程度であると考えられる。

1.1.2 mSUGRA

Gravity mediation モデルは最も有力なモデルの1つであるが、一般的には124個ものパラメータを持つ。そこで、いくつかの仮定を入れてパラメータの数を5個に減らしたのが、minimal super gravity model (mSUGRA) である。一般にmSUGRAでは、 $m_0 \gg m_{1/2}$ でない限り $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ はゲージノライクであり、 $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ はヒッグシーノライクである。mSUGRAでは、 $\tilde{\chi}_1^0$ が最も軽い超対称性粒子となる。以降、最も軽い超対称性粒子のことを、LSP(Lightest SUSY Particle) と呼ぶ。

mSUGRAのパラメータは、以下の5個である。

- m_0 : GUTスケールでのスフェルミオン (スクォーク \tilde{q} , スレプトン \tilde{l}) の質量
図1.2に示されるように、mSUGRAではGUTスケールでスカラー粒子の質量は同じであるという仮定を課している。 \tilde{q}, \tilde{l} の質量は m_0 の値に敏感である。LHCでは \tilde{g} と \tilde{q} の生成がメインであるので、 m_0 は非常に重要なパラメータである。
- $m_{1/2}$: GUTスケールでのゲージノ ($\tilde{g}, \tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0, \tilde{B}^0$) の質量
スカラー粒子と同じように、GUTスケールでのゲージノの質量は全て同じ $m_{1/2}$ であると仮定する。 \tilde{g} の質量は $m_{1/2}$ の値に敏感であり、 \tilde{g} は大量に生成されるため、重要なパラメータである。また、 $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の質量も $m_{1/2}$ の値に敏感である。
- A : trilinear coupling
ヒッグスとフェルミオンの湯川結合 y_i に対応して、ヒッグスとスフェルミオンの結合定数を $y_i A_i$ とする。SUSY粒子は \tilde{q} が6種類、 \tilde{l} が3種類あるので、 A は9種類あるはずであるが、mSUGRAではGUTスケールでそれらが同じ値 A になると仮定している。第三世代以外は湯川結合は小さいので、第三世代のスクォーク (\tilde{b}, \tilde{t}) が関与する場合以外はあまり効かない。
- μ : Higgsino mass
ヒッグシーノの質量。
- B : Higgs mixing term
ラグランジアンでのヒッグス混合項 ($B\mu H_1 H_2$) のパラメータ。

実際には、自発的に対称性を破りEWスケールを再現するという条件を課すと、 B, μ の代わりに、2つのヒッグスポテンシャルの真空期待値の比である $\tan\beta$ と μ の符号をパラメータとして用いる事が出来る。

mSUGRAにおいて、100GeVのスケールでの主なSUSY粒子の質量は下の式で与えられる。 M_Z^2 をZの質量、 $D = M_Z^2 \cos 2\beta$ として、

$$m^2(\tilde{g}) = (2.8m_{1/2})^2 \quad (1.2)$$

$$m^2(\tilde{u}_L) = m_0^2 + 6.28m_{1/2}^2 + 0.35D \quad (1.3)$$

$$m^2(\tilde{u}_R) = m_0^2 + 5.87m_{1/2}^2 + 0.16D \quad (1.4)$$

$$m^2(\tilde{d}_L) = m_0^2 + 6.28m_{1/2}^2 - 0.42D \quad (1.5)$$

$$m^2(\tilde{d}_R) = m_0^2 + 5.82m_{1/2}^2 - 0.08D \quad (1.6)$$

$$m^2(\tilde{e}_L) = m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 - 0.27D \quad (1.7)$$

$$m^2(\tilde{e}_R) = m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 - 0.23D \quad (1.8)$$

$$m^2(\tilde{\nu}_L) = m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 + 0.50D \quad (1.9)$$

\tilde{q} の第 2 項が \tilde{l} に比べ大きいのは、強い相互作用をするためである。また、弱い相互作用は左巻き粒子にしか働かないため、左巻き粒子の第 2 項は右巻きに比べ大きくなっている。

第 3 世代の SUSY 粒子は、湯川結合が大きいためヒッグスやヒグシーノと結びつき、それらを介したループの寄与で軽くなる。また、 $y_i A$ が大きくなって LR mixing が起きることにより、一方の成分が軽くなる (もう一方は重くなる)。 \tilde{t}_1 (\tilde{t}_L と \tilde{t}_R の混合により生じた 2 成分のうち軽い方) はトップクォークの湯川結合が大きいため常に軽い。 $\tilde{b}_1, \tilde{\tau}_1$ の質量は $\tan \beta$ に敏感であり、 $\tan \beta$ が大きいほど軽くなる。

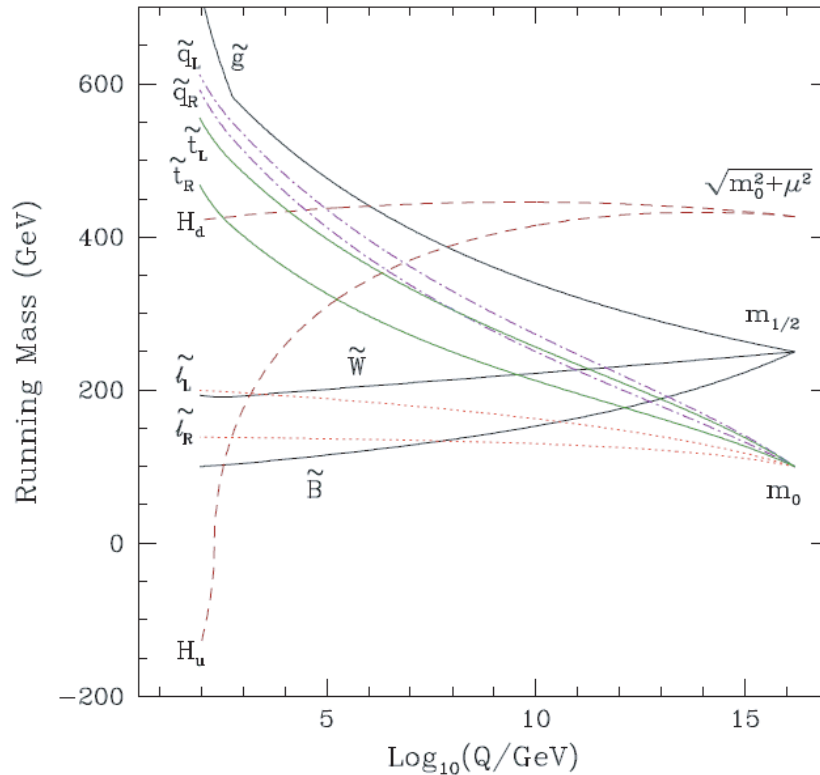


図 1.2: mSUGRA における SUSY 粒子の質量の発展 [24]: 横軸はエネルギースケール (GeV) の桁数、縦軸は SUSY 粒子の質量 (GeV)。GUT スケール (横軸の値が 16 の点) では、スフェルミオンの質量は全て m_0 、ゲージノの質量は全て $m_{1/2}$ となっている。 H_u の質量は 10^2 GeV 付近で負の値を取っているが、これは、電磁相互作用の自発的対称性の破れが起きていることを意味する。

ゲージノの質量については、図 1.2 に示されるように GUT スケールでは $m_{1/2}$ であるが、輻射補正により 1TeV 付近では、

$$m(\tilde{B}) : m(\tilde{W}) : m(\tilde{g}) = 0.4m_{1/2} : 0.8m_{1/2} : 2.6m_{1/2} \quad (1.10)$$

という関係になり、 $m_{1/2}$ のみで決まる。 \tilde{g} はカラーを持った粒子の輻射補正を受けるので $2.6m_{1/2}$ と重くなっている。 \tilde{B} よりも \tilde{W} が重いのは、SU(2) の効果を受けるかどうかの違いから来ている。

図 1.3 は \tilde{q} と \tilde{g} の質量等高線である。 \tilde{q} は楕円の形、 \tilde{g} は $m_{1/2}$ に平行な直線の形であることが分かる。SUSY 粒子の生成については次節で述べるが、軽い粒子ほど多く生成されるため、 m_0 - $m_{1/2}$ 平面の左上の領域では \tilde{q} が多く生成され、右下の領域では \tilde{g} が多く生成される。

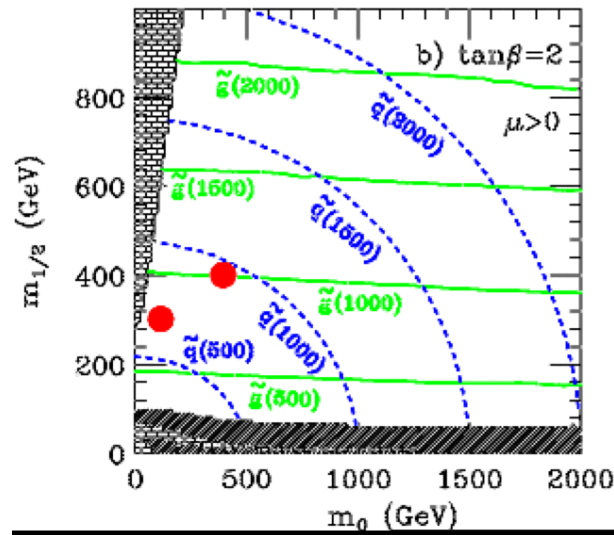


図 1.3: mSUGRA における、 $\tan\beta = 2$ での \tilde{g} , \tilde{q} の質量 [13]: 緑の実線が \tilde{g} の質量等高線であり、青の点線が \tilde{q} の質量等高線である。黒の部分は実験的に除外された領域であり、網掛けの部分は理論的に禁止されている領域である。下の網掛けの領域は、電弱相互作用の自発的対称性の破れが起きないため禁止されており、左上の網掛けの領域は、LSP が電荷を持つてしまうために禁止されている。

R パリティ

ここで、SUSY 粒子の生成や崩壊の性質を決める重要な量である R パリティを定義する。R パリティは B をバリオン数、L をレプトン数、S をスピンとして、

$$R = (-1)^{3B-L+2S} \quad (1.11)$$

で与えられる。R パリティが保存すると仮定すると、LSP が安定な粒子となる。

R パリティの保存の意味は、パーテックスにおいて SUSY 粒子の数は偶数であるということである。つまり、SUSY 粒子は必ず対で生成され、SUSY 粒子が崩壊したときには、その生成物に必ず SUSY 粒子が含まれるということである。そのため LSP の崩壊は禁止され、安定な粒子となる。安定な LSP はダークマターの有力な候補となるので、本研究では R パリティは保存すると仮定する。

SUSY 粒子の生成

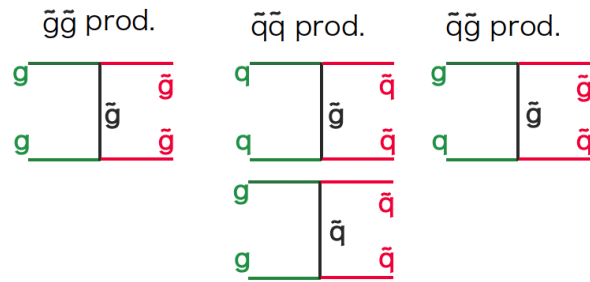


図 1.4: \tilde{g} , \tilde{q} の生成プロセス [24]: 左のプロセスは $\tilde{g}\tilde{g}$ 対生成、真ん中のプロセスは $\tilde{q}\tilde{q}$ 対生成、右のプロセスは $\tilde{q}\tilde{g}$ 随伴生成と呼ばれる。バーテックスの結合定数は、全て強い相互作用の結合定数である。

LHC は陽子陽子衝突型加速器であるため、図 1.4 のように、 $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ の生成が主である。R パリティ保存 (本研究での仮定) とスピンの保存から、他のダイアグラムは禁止される。

バーテックスの結合定数は全て α_S (強結合定数) であるため、生成断面積は \tilde{g} や \tilde{q} の質量だけで決まる。

およその生成断面積は

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

である。ちなみに、LHC の積分ルミノシティは、低ルミノシティ時では 1 年間で 10fb^{-1} である。

図 1.5 は $m_0 - m_{1/2}$ 平面上の、mSUGRA の各点の断面積の等高線である。茶色の点線が上で説明した $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ の生成チャンネルである。図の左側では m_0 が小さく、 \tilde{q} が軽くなるため、 \tilde{q} の質量等高線を反映して、断面積の等高線がやや丸みがかっている。一方、図の右側では m_0 が大きく、 \tilde{q} が重くなるため、より軽い \tilde{g} の質量等高線を反映して、断面積の等高線が横軸に平行な直線に近づいている。

SUSY total cross sections (mSUGRA)

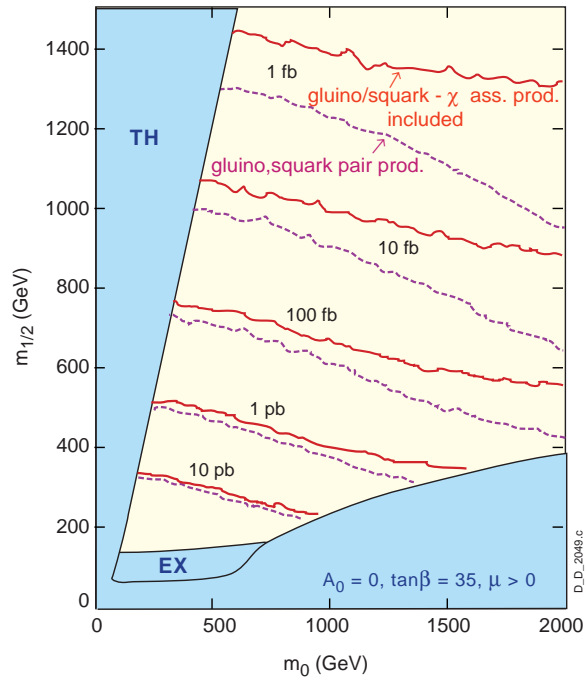


図 1.5: $m_0 - m_{1/2}$ 平面上の、mSUGRA の各点の断面積 [14]: 茶色の点線は $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{g}\tilde{q}$ の生成チャンネルに対応する。赤色の実線は、 \tilde{g} または \tilde{q} に加え、ゲージノ ($\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_{1,2}^0$) が $q\bar{q}$ から直接生成するチャンネルに対応するが、バーテックスが α_s から α_{EW} に変わるため、 \tilde{g}/\tilde{q} の対生成に比べ断面積が小さい。しかし、 \tilde{g} よりも $\tilde{\chi}_{1,2}^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ の方が軽いため、 $m_{1/2}$ が大きく \tilde{g}, \tilde{q} が非常に重いところでは有効なチャンネルである。水色の領域は、理論や実験によって除外された領域である。

SUSY 粒子の崩壊

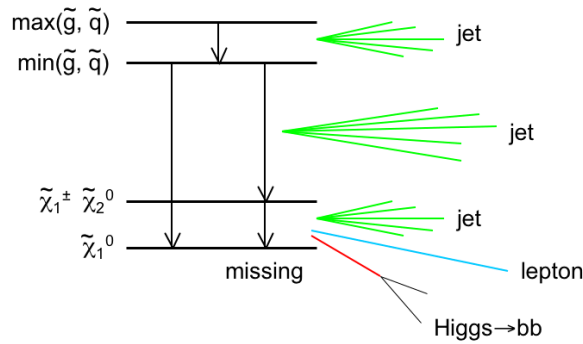


図 1.6: SUSY 粒子の多段崩壊: まず \tilde{g}, \tilde{q} が生成される。2 体崩壊が可能な場合、 \tilde{g} の方が重ければ $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}$ のように崩壊する。 \tilde{q} は、左巻き成分は $\tilde{q}_L \rightarrow q\tilde{W}$ 、右巻き成分は $\tilde{q}_R \rightarrow q\tilde{B}$ のように崩壊する。すなわち、 \tilde{q} は崩壊して $\tilde{\chi}_2^0$ や $\tilde{\chi}_1^\pm$ を出す。 \tilde{q} の方が重い場合は、 $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ のように崩壊する。 \tilde{g} は、 $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{W}$ もしくは $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{B}$ のように崩壊する。一般に、 \tilde{g}, \tilde{q} とニュートラリーノ、チャージノの質量の差は大きいので、この段階で最もハードなジェットが放出される。 $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$ の崩壊によって LSP である $\tilde{\chi}_1^0$ が放出される。この時、SUSY のモデルやパラメータによってレプトンやヒッグス粒子などが放出される。

生成された \tilde{g} や \tilde{q} は、図 1.6 のように次々と崩壊を繰り返し (多段崩壊)、数本のジェットを出す。LSP である $\tilde{\chi}_1^0$ はニュートリノと同じく検出器にかからないので、Missing E_T (消失横エネルギー) として観測される。SUSY のモデルやパラメータによっては、終状態にレプトンやタウが存在する場合もある。

$\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の崩壊はパラメータによって大きく異なる。主な崩壊モードを図 1.7 に示す。

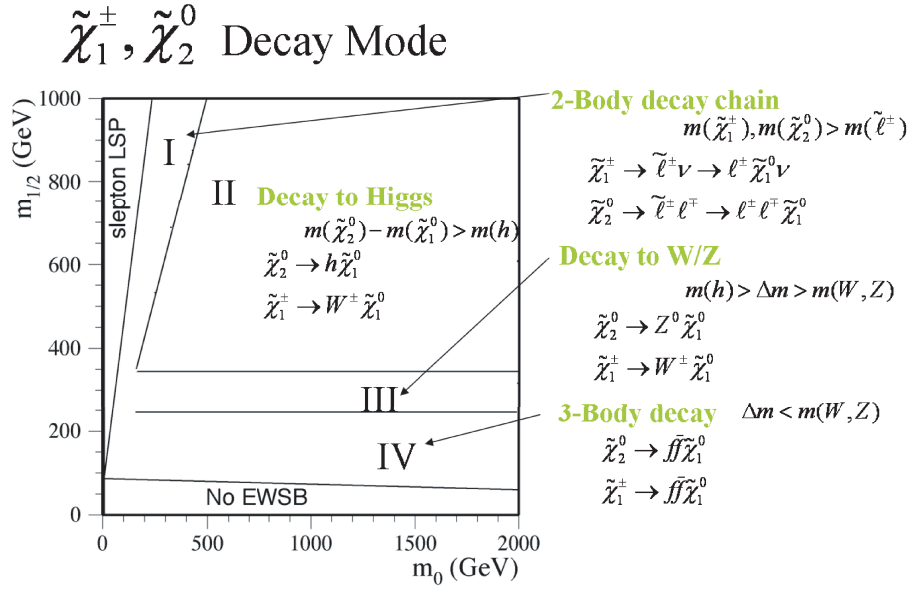


図 1.7: mSUGRA の各点における、 $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の崩壊モード [24]: $\tilde{\chi}^\pm, \tilde{\chi}^0$ の崩壊モードを m_0 - $m_{1/2}$ 平面上に示す。右下の領域は、電弱相互作用における自発的対称性の破れが起きないために禁止されており、左上の領域は、LSP が電荷を持ってしまうために禁止されている。

- I の領域では、 $m(\tilde{\chi}_1^\pm), m(\tilde{\chi}_2^0) > m(\tilde{\ell})$ となり、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ は $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\ell} \nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell \nu$ のように崩壊する。また、 $\tilde{\chi}_2^0$ は $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell} \ell \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell \ell$ のように崩壊する。そのためレプトンへの分岐比が大きくなるのがこの領域の特徴である。
- II の領域では、 $m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(h)$ となり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h$ が主要な崩壊モードとなる。ヒッグスは殆ど $h \rightarrow bb$ と崩壊する。この 2 つの b クォーク起源のジェット (b-jet) を組めばヒッグスの質量を再構成できる。また、分岐比は小さいが $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ の崩壊モードも存在するため、 $Z \rightarrow ll$ のピークが観測される。
- III の領域では、 $m(h) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0) > m(Z)$ となり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ が主要な崩壊モードとなる。 $h \rightarrow bb$ のピークが無く、 $Z \rightarrow ll$ のピークがあれば、この領域であると推測できる。 $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0$ にはヒグシーノ成分が混じっているために、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 Z$ という崩壊をすることができる。
- IV の領域では、 $m(Z) > m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$ であり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 ff$ の 3 体崩壊をする。

多段崩壊と $\tilde{\chi}_1^0$ が作る Missing E_T のために、SUSY の基本的なイベントトポロジーは、Missing E_T を \cancel{E} として
 multijet + \cancel{E}_T + (leptons/taus)
 である。

1.1.3 GMSB

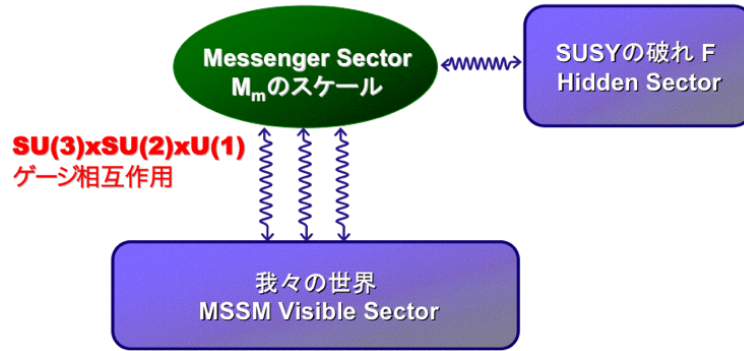


図 1.8: GMSB における SUSY の破れの伝わり方: Hidden セクター (右の青色の四角) における SUSY の破れが、メッセンジャーセクター (緑の楕円) を通して我々の世界 (下の青色の四角) に伝わる。各セクターを結ぶ矢印は、ゲージ相互作用を表している。

ゲージ相互作用を通して SUSY の破れが伝わるのが GMSB モデルである。GMSB では、図 1.8 のように、私たちの世界と Hidden セクターとの間にメッセンジャーセクターが存在し、メッセンジャーセクターを通して SUSY の破れが伝わる。

GMSB のパラメータは以下の 6 つである。

- M_m : メッセンジャーの質量
SUSY の破れを伝えるメッセンジャーの質量。
- Λ : SUSY の破れの程度
SUSY の破れのスケールの 2 乗を F とすると、 $\Lambda \sim F/M_m$ となる。
- N_5 : メッセンジャーの数
- C_{grav} : Hidden セクターとメッセンジャーセクターの結合の強さ
- $\tan \beta$: mSUGRA と共通のパラメータ (セクション 1.1.2 参照)
- $\text{sign}(\mu)$: mSUGRA と共通のパラメータ (セクション 1.1.2 参照)

グラビティーノ \tilde{G} の質量 $m_{3/2}$ は、以下の式で表される。

$$m_{3/2} = \frac{F}{\sqrt{3}M_{pl}} \quad (1.12)$$

M_{pl} はプランク質量 (10^{19}GeV) であり、 \tilde{G} の質量は keV 程度となる。そのため、GMSB では \tilde{G} が LSP となる。本研究では R パリティ (式 1.11) が保存すると仮定しているので、 \tilde{G} は安定な粒子となる。

ゲージノ ($\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{g}$) の質量 $M_i (i=1,2,3)$ は、以下の式で表される。 g_i はゲージ結合定数である。

$$M_i = \frac{g_i^2}{16\pi^2} \Lambda N_5 \sim \frac{g_i^2}{16\pi^2} \frac{F}{M_m} N_5 \quad (1.13)$$

スカラーの SUSY 粒子 ($\tilde{l}, \tilde{\tau}$ 等) の質量 m_j は、以下の式で表される。 M_i はゲージノの質量、 C_i^j は定数である。

$$m_j^2 = \frac{1}{N_5} [C_1^j M_1^2 + C_2^j M_2^2 + C_3^j M_3^2] \propto \sqrt{N_5} \Lambda \quad (1.14)$$

SUSY 粒子の崩壊

式 1.13、1.14 より、ゲージノの質量は N_5 に比例し、スカラーの SUSY 粒子の質量は $\sqrt{N_5}$ に比例する。このことから、2 番目に軽い SUSY 粒子 (NLSP) が何であるかは、 N_5 の値によって以下の 2 種類に大別される。

- $N_5 = 1$
ゲージノが軽くなり、 $\tilde{\chi}_1^0$ が NLSP となる。 $\tilde{\chi}_1^0$ は図 1.9 のような崩壊をしてハードな (P_T の大きな) 光子を出す。そのため、終状態にハードな光子を 2 つ含む。
- $N_5 > 1$
スカラーの SUSY 粒子が軽くなり、スレプトンが NLSP となる。特に $\tan \beta$ が大きいときは $\tilde{\tau}_1$ ($\tilde{\tau}_L$ と $\tilde{\tau}_R$ の混合により生じた 2 成分のうち、質量の軽い方) が NLSP となる。その場合は、 $\tilde{\tau}_1$ は図 1.10 のような崩壊をしてタウを 2 つ出す。 $\tilde{\chi}_1^0$ と $\tilde{\tau}_1$ の質量は一般に縮退しておらず、 \tilde{G} は keV 程度の質量であるため、一般に 2 つのタウはハードになる。

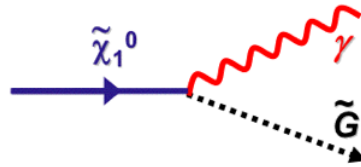


図 1.9: $N_5 = 1$ のときの NLSP の崩壊モード: $N_5 = 1$ のときは NLSP は $\tilde{\chi}_1^0$ となり、 $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$ のように崩壊する。

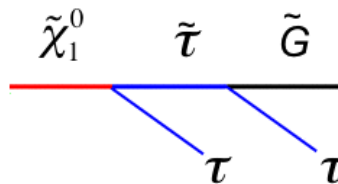


図 1.10: $N_5 > 1$ で $\tan \beta$ が大きいときの NLSP の崩壊モード: $N_5 > 1$ のときは NLSP は $\tilde{\tau}_1$ となり、 $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{G}$ のように崩壊する。

1.2 タウの分岐比が大きくなるモデル、パラメータ

mSUGRA モデル、及び GMSB モデルについて、どのような場合にタウへの分岐比が大きくなるかを述べる。

1.2.1 mSUGRA においてタウへの分岐比が大きくなる場合

式 1.15 は、mSUGRA における $\tilde{\tau}$ の質量行列である。各パラメータの定義はセクション 1.1.2 と同様である。 m_0 が極端に大きい場合を除けば、 $\tan\beta$ が大きいと非対角成分の寄与が大きくなり、混合がおきて $\tilde{\tau}_1$ が軽くなる。そのため、 $\tan\beta$ が大きい場合は $m(\tilde{l}_R) > m(\tilde{\tau}_1)$ となり、タウへの分岐比が大きくなる。また、 A が大きい場合も混合により $\tilde{\tau}$ が軽くなる。

$$m^2(\tilde{\tau}) = \begin{bmatrix} m_0^2 + 0.52m_{1/2}^2 + m_\tau^2 - 0.27D & -m_\tau(A_\tau + \mu \tan\beta) \\ -m_\tau(A_\tau + \mu \tan\beta) & m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 + m_\tau^2 - 0.23D \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

図 1.11 は $\tan\beta=10$ 、図 1.12 は $\tan\beta=30$ での mSUGRA の各点の特徴を表している (他の絵と違い、 m_0 が縦軸、 $m_{1/2}$ が横軸となっている)。

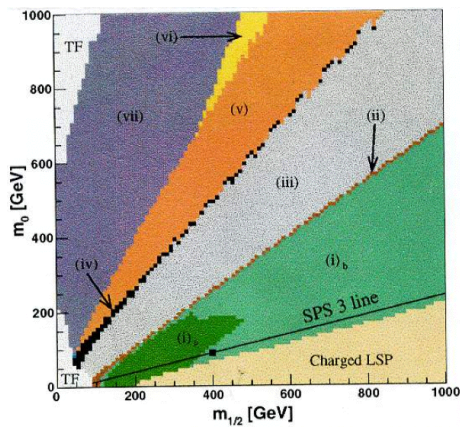


図 1.11: 各点の特徴 ($\tan\beta=10$) [24]

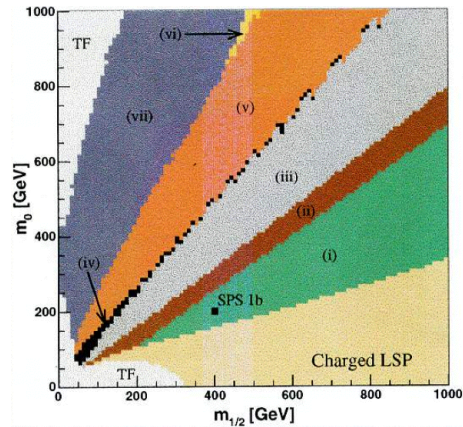


図 1.12: 各点の特徴 ($\tan\beta=30$) [24]

- (i) $m(\tilde{g}) > m(\tilde{d}_L), m(\tilde{u}_L), m(\tilde{b}_1), m(\tilde{t}_1)$ かつ $m(\chi_0^2) > m(\tilde{l}_R), m(\tilde{\tau}_1)$ となる領域。
 \tilde{l} が軽くなり、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}\bar{l}$ の分岐比が大きくなる。
- (ii) $m(\tilde{g}) > m(\tilde{d}_L), m(\tilde{u}_L), m(\tilde{b}_1), m(\tilde{t}_1)$ かつ $m(\tilde{l}_R) > m(\tilde{\chi}_2^0) > m(\tilde{\tau}_1)$ となる領域。
 $m(\tilde{l}_R) > m(\tilde{\chi}_2^0) > m(\tilde{\tau}_1)$ のためレプトンへ行かず、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}\tau$ の分岐比が大きくなる。
- (iii) $m(\tilde{g}) > m(\tilde{d}_L), m(\tilde{u}_L), m(\tilde{b}_1), m(\tilde{t}_1)$ かつ $m(\tilde{l}_R), m(\tilde{\tau}_1) > m(\tilde{\chi}_2^0)$ となる領域。
 $\tilde{l}, \tilde{\tau}$ が共に重くなり、スレプトンへの分岐比が小さくなる。
- (iv) $m(\tilde{d}_L) > m(\tilde{g}) > m(\tilde{u}_L), m(\tilde{b}_1)$ かつ $m(\tilde{l}_R), m(\tilde{\tau}_1) > m(\tilde{\chi}_2^0)$ となる領域。
 $\tilde{l}, \tilde{\tau}$ が共に重くなり、スレプトンへの分岐比が小さくなる。
- (v) $m(\tilde{d}_L), m(\tilde{u}_L) > m(\tilde{g}) > m(\tilde{b}_1)$ かつ $m(\tilde{l}_R), m(\tilde{\tau}_1) > m(\tilde{\chi}_2^0)$ となる領域。
 \tilde{b} が軽くなり、 $\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}$ が主となる。
- (vi) $m(\tilde{d}_L), m(\tilde{u}_L), m(\tilde{b}_1) > m(\tilde{g}) > m(\tilde{t}_1)$ かつ $m(\tilde{l}_R), m(\tilde{\tau}_1) > m(\tilde{\chi}_2^0)$ となる領域。
 \tilde{t} が \tilde{b} より軽くなり、 $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}$ が主となる。

- (vii) $m(\tilde{d}_L), m(\tilde{u}_L), m(\tilde{b}_1), m(\tilde{t}_1) > m(\tilde{g})$ かつ $m(\tilde{l}_R), m(\tilde{\tau}_1) > m(\tilde{\chi}_2^0)$ となる領域。
 $\tilde{l}, \tilde{\tau}$ が重くなり、スフェルミオンは生成されなくなる。

図 1.11、1.12 の茶色の領域では $\tilde{\tau}_1$ が軽くなっており、図 1.13、1.14 のような、タウへの崩壊モードの分岐比が大きくなっている。

図 1.12 では $\tan\beta$ が大きいので、図 1.11 と比べて茶色の領域が広がっているのが分かる。

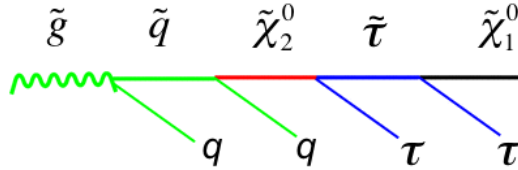


図 1.13: mSUGRA における、 χ_2^0 のタウへの崩壊モード: タウが2つ放出されるため、質量再構成の際に重要となるチャンネルである。

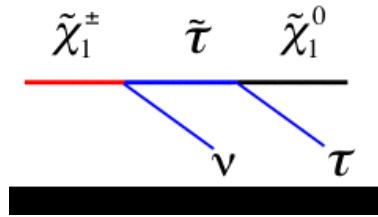


図 1.14: mSUGRA における、 χ_1^\pm のタウへの崩壊モード: タウが1つ放出されるチャンネルである。

1.2.2 GMSB においてタウへの分岐比が大きくなる場合

セクション 1.1.3 で見たように、 $\tilde{\tau}$ の質量は $\tan\beta$ と N_5 に敏感である。図 1.15 は、 $\tan\beta$, N_5 と $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係を表している。 $\tan\beta$ が大きいほど、また N_5 が大きいほど $\tilde{\tau}_1$ が軽くなっているのが分かる。

図 1.16 は、 Λ , $\tan\beta$ と NLSP の関係である。 $\tan\beta$ が大きい領域では、 $\tilde{\tau}$ が NLSP となっている。また、 N_5 が大きくなるほどその領域が広がっているのが分かる。

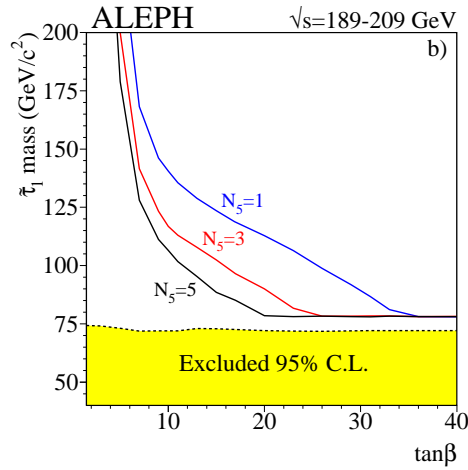


図 1.15: GMSB における $\tan\beta$ と $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係 [22]: 横軸は $\tan\beta$ 、縦軸は $\tilde{\tau}_1$ の質量 (GeV) である。青の線が $N_5 = 1$ のとき、赤の線が $N_5 = 3$ のとき、黒の線が $N_5 = 5$ のときに対応している。下の黄色の領域は、LEP で除外された領域である。

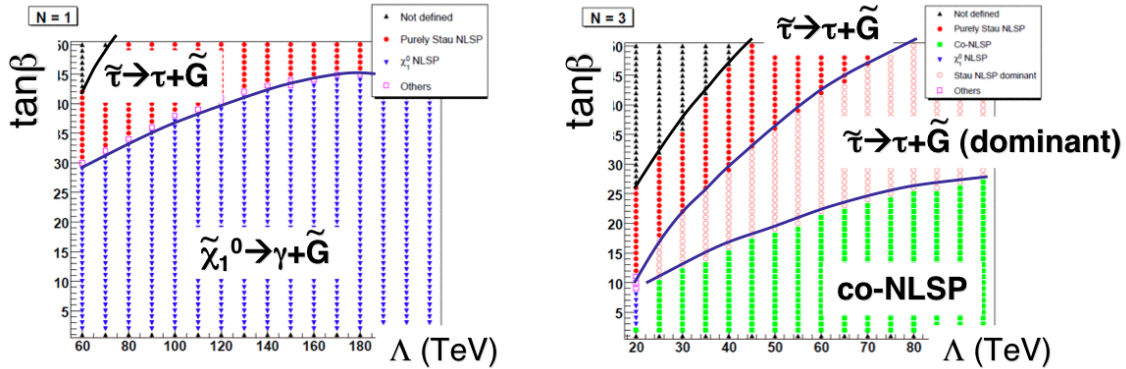


図 1.16: Λ , $\tan\beta$ と NLSP の関係 [3]: 左図が $N_5 = 1$ のとき、右図が $N_5 = 3$ のときに対応している。赤色の領域では、 $\tilde{\tau}$ が完全に NLSP となる。ピンク色の領域では、 $\tilde{\tau}$ が NLSP となるが、 \tilde{l}_R も NLSP として少し寄与している。緑の領域では、 \tilde{l}_R と $\tilde{\tau}_1$ の質量が縮退し、両方が NLSP として寄与している。青の領域では $\tilde{\chi}_1^0$ が NLSP となる。黒の領域は、理論的に禁止されている。

第2章 LHC 加速器と ATLAS 検出器

本章では LHC 加速器とその検出器のひとつである ATLAS 検出器について説明する。

2.1 LHC 加速器

LHC(Large Hadron Collider) は、スイスとフランスの国境にある CERN(欧州合同原子核共同研究機構) が所有する大型陽子陽子衝突型加速器である。図 2.1 に LHC の全体図を示す。LHC のトンネルは地下 100m にあり、周長約 27km という巨大なものである。ハドロンコライダーであるためシンクロトロン放射によるエネルギー損失が少なく、重心系衝突エネルギー 14TeV という高エネルギー領域の実験が可能である。陽子ビームは 10^{11} 個ずつバンチ化され、バンチ・クロッシング・レートは約 40MHz である。デザインルミノシティにおいては 1 回のバンチクロッシングあたり平均 23 回の陽子陽子衝突が予想される。LHC の主なパラメータを表 2.1 に示す。

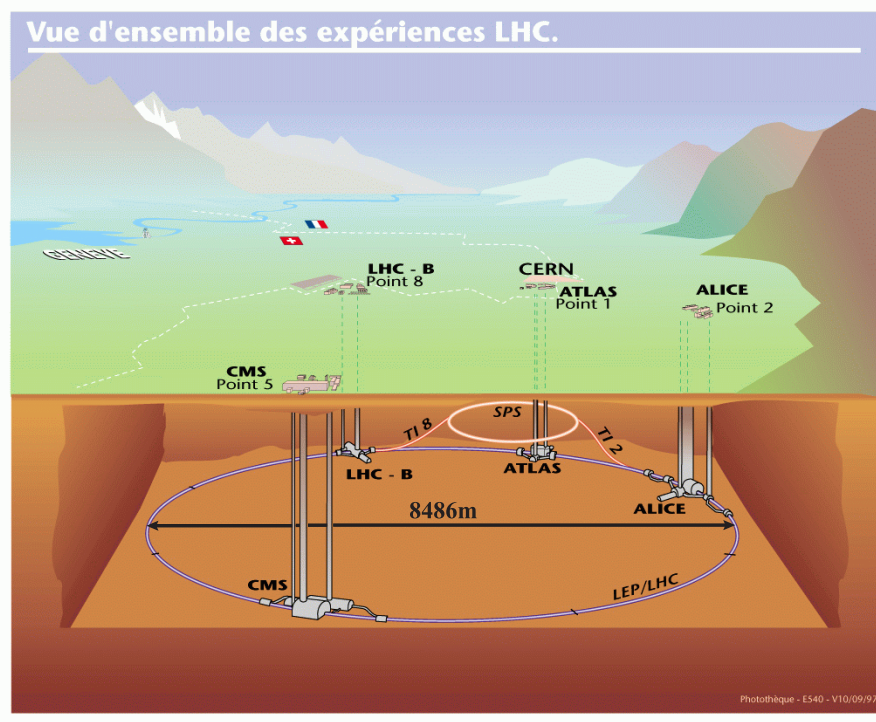


図 2.1: LHC 加速器 [20]

重心系エネルギー (陽子+陽子)	7.0TeV+7.0TeV
デザインルミノシティ	$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$
衝突頻度	40.08MHz
バンチ間隔	24.95nsec
1バンチあたりの陽子数	10^{11} 個
バンチの長さ	75mm
バンチ数	2835 個
バンチ衝突あたりの陽子衝突	23

表 2.1: LHC 加速器の主なパラメーター

LHC には4つのビーム衝突点があり、それぞれに検出器が設置されている。そのうちの1つが、後述する ATLAS 検出器である。他の3つの検出器は、ATLAS と同じ汎用検出器である CMS(the Compact Muon Solenoid 図 2.2), 重イオン衝突実験用検出器の ALICE (A Large Ion Collider Experiment 図 2.3)、B-Physics に特化した検出器 LHC-B(図 2.4) である。

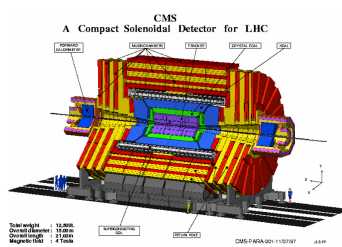


図 2.2: CMS [20]

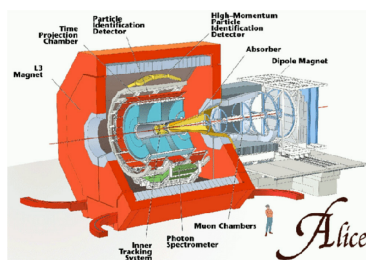


図 2.3: Alice [20]

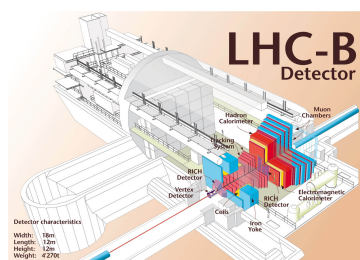


図 2.4: LHC-B [20]

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器の全体図を図 2.5 に示す。検出器は内側から順に内部飛跡検出器 (Inner detector)、カロリメータ、ミュオンスペクトロメータで構成され、検出器の間にはマグネット・システムが設置されている。各検出器の大まかな役割は以下の通りである。

- 内部飛跡検出器
荷電粒子の運動量測定、電荷の符号の識別、光子、電子、タウの識別
- EM カロリメータ
電子と光子のエネルギー、方向 (η^* , ϕ) の測定
- ハドロンカロリメータ
ジェットのエネルギーと方向、Missing E_T の測定
- ミュオンスペクトロメータ
ミュオンの識別、運動量測定

* η は擬ラピディティと呼ばれ、ビーム軸と粒子のなす角を θ とすると $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ で定義される。

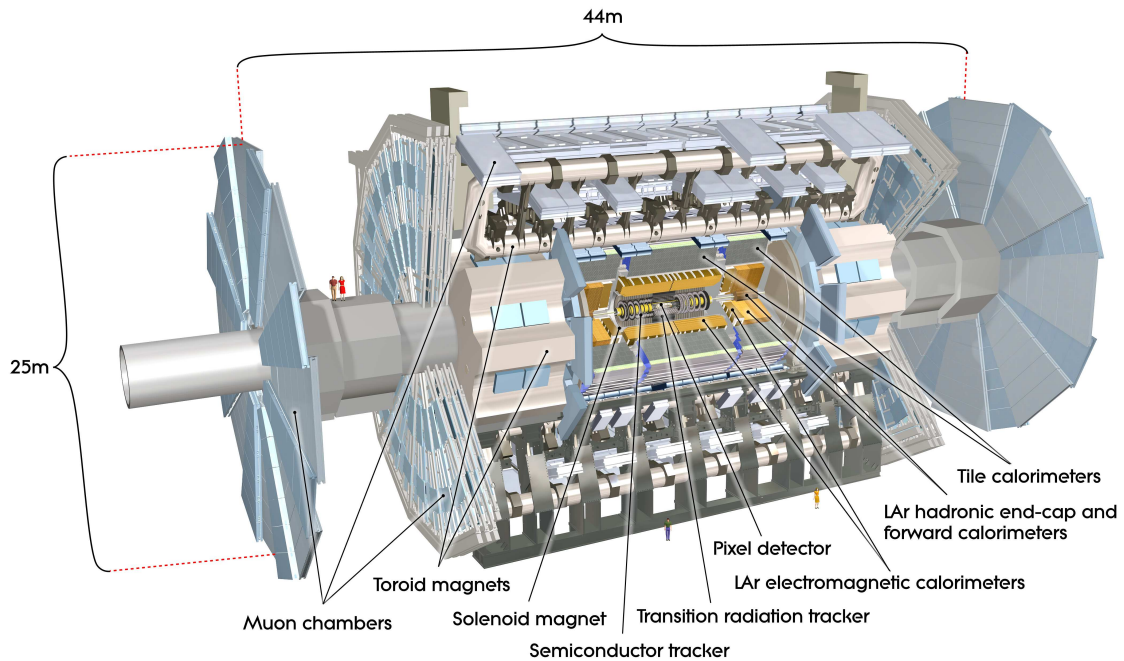


図 2.5: ATLAS 検出器 [2]: ATLAS 検出器は、直径 25m、長さ 44m の円筒形をしており、総重量は 7000t という巨大な汎用検出器である。

円筒型の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する ($|\eta| < 1$) 領域と、エンドキャップと呼ばれる円筒の円に相当する部分 ($1 < |\eta|$) の 2 つの領域に分けられる。さらにエンドキャップは、円筒の円の中心 (ビーム) 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こともある。

ATLAS においては、ビームの軸を Z 軸とし、LHC のリングの中央を向く方向を X 軸の方向、X 軸と Z 軸に直行する軸を Y 軸としている。 ϕ は X-Y 平面上における X 軸からの角度であり、左回りを正の方向とする。また、Z 軸と垂直で、ビーム軸から検出器の外側に伸びる方向を R 軸とする。

以下に検出器とマグネットについて簡単に説明する。

2.2.1 マグネットシステム

ATLAS では、粒子の軌跡を磁場によって曲げることで、その曲がり方から粒子の運動量を求める。そのため、検出器には磁場がかけられている。ATLAS のマグネットは、中央のソレノイド磁石、バレル部、エンドキャップ部それぞれのトロイダル磁石の 3 つからなり、いずれも超伝導磁石である。マグネットの構造を図 2.6 に示す。両トロイダル磁石は、8 つのコイルがビーム軸に対して 8 回対称になるように配置されており、積分磁場強度はバレル部で 2~6Tm、エンドキャップ部で 4~8Tm である。トロイダル磁場は ϕ 方向成分が主だが、磁場の不均一性は避けられないため、R 方向成分も存在する (図 2.7)。

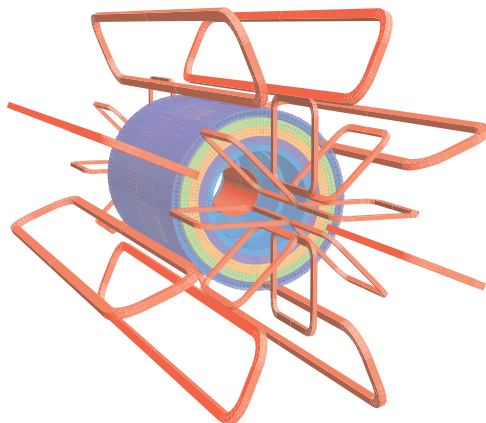


図 2.6: マグネットの構造 [2]: 図中のオレンジの部分マグネットである。エンドキャップ部とバレル部にはそれぞれコイルが 8 回対称に設置されたおり、トロイダル磁場を形成する。中央の円筒形の部分は、内部飛跡検出器を包むソレノイドマグネットである。

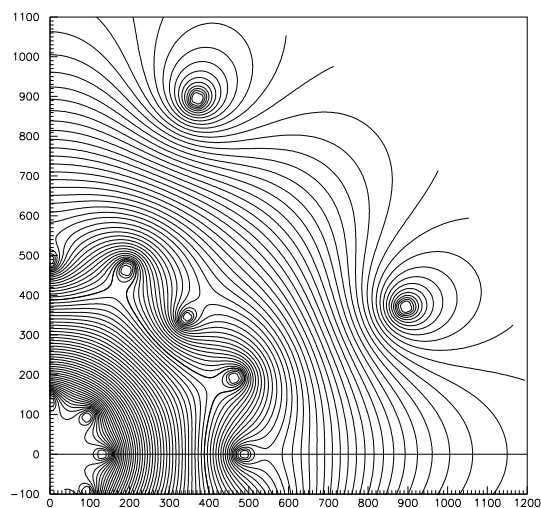


図 2.7: ATLAS におけるトロイダル磁石の磁束分布 [5]: $z=10.5\text{m}$ における、X-Y 平面の磁束分布。横軸が X 軸 (cm)、縦軸が Y 軸 (cm) である。

2.2.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビームの衝突点に最も近い場所に設置され、2Tの磁場をつくる超伝導ソレノイドの内部に位置する。図2.8に内部飛跡検出器の構造を示す。内部飛跡検出器は内部から順に、ピクセル検出器 (Pixel)、シリコン・トラッカー (SCT)、遷移輻射トラッカー (TRT) の3つで構成されている。

内部飛跡検出器の主な役割は、荷電粒子の飛跡 (トラック) の再構成を行うことである。

内部飛跡検出器は磁場中に設置されているので、再構成されたトラックから粒子の P_T や電荷の符号を知ることが出来る。 $|\eta| < 2.5$ の領域しかカバーしていないので、内部飛跡検出器の情報が必要な電子、ミュオン、タウの識別 (ID) は $|\eta| < 2.5$ でしか出来ない。

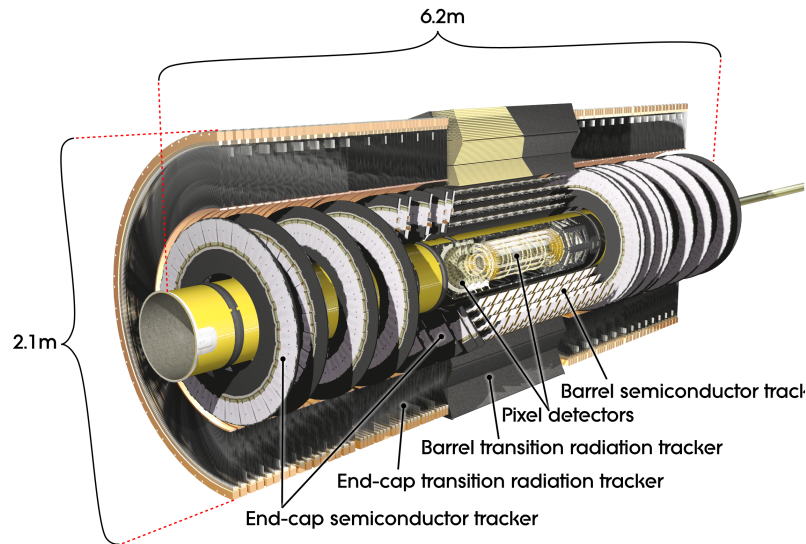


図 2.8: 内部飛跡検出器の構造 [2]: バレル部の構造は、内側からピクセル検出器、SCT、TRT となっている。SCT はフォワード部にも取り付けられている。

ピクセル検出器

ピクセル検出器は、最内層にある半導体検出器で、高い位置分解能を持つ。一つ一つのピクセルは $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ のシリコン検出器である。非常に高いイベントレートに対応するため、ステレオ読み出しでなく2次元で読み出しを行う。そのため、図 2.9 のように、ピクセル一つ一つに読み出しが付いている。

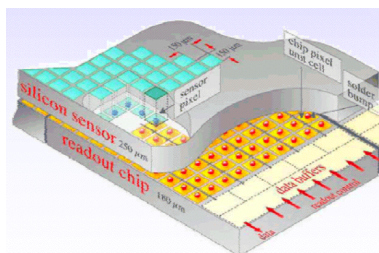


図 2.9: ピクセル検出器の信号読み出し [24]: シリコン検出器の基盤の裏に2次元の読み出し回路を接合することにより、各ピクセルの信号を直接読み出す。

SCT

SCTは、粒子の位置を $30\mu\text{m}$ という高い精度で測定することが出来る。SCTは、縦横 $6\sim 7\text{cm}$ のシリコンウエハーを円筒状のタイルに敷き詰めることで作られている。シリコンウエハー上には、図 2.10 のように、読み出しのためのアルミニウムのストリップがついている。ストリップピッチは $80\mu\text{m}$ で、一つのウエハーに 768 本のストリップが走っている。

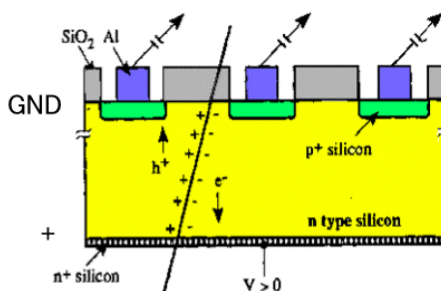


図 2.10: SCT のシリコンウエハーの断面 [24]: シリコンウエハー上にはアルミニウムのストリップが走っており、このストリップから信号を読み出す。ストリップの間隔は $80\mu\text{m}$ となっており、一つのウエハーに 768 本のストリップが走っている。

図 2.11 のように、シリコンウエハーは 2 枚を貼り合わせてある。2 枚が互いに 40mrad 傾けて貼り合わされており、一方のストリップ 1 本が他方のストリップ 30 本と交わるようになっているので、2 枚のヒットの情報から Z 方向の位置の検出が可能である。図 2.12 のように円筒は 4 層になっており、それぞれの円筒に貼り付けられたシリコンウエハーは二枚が貼り合わせてあるので、計 8 ヒットとなる。また、SCT はフォワード部にも取り付けられている。バレル部の SCT と違い、ビーム軸の周りを取り囲む形でリング状に設置されている。

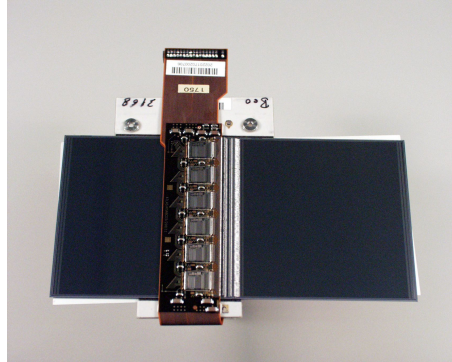


図 2.11: SCT のシリコンウエハー [2]: 2 枚のシリコンウエハーを貼り合わせて用いる。2 枚が互いに 40mrad 傾けて貼り合わされており、一方のストリップ 1 本が他方のストリップ 30 本と交わるようになっている。

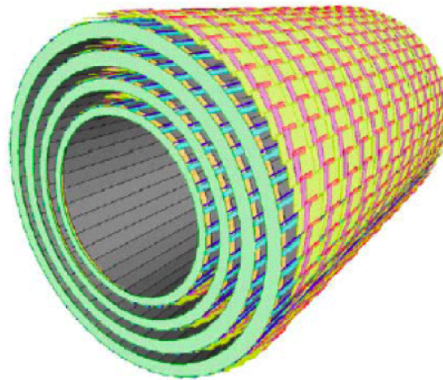


図 2.12: SCT の全体図 [24]: 4 層のシリンダーにシリコンウエハーが貼り付けられている。シリコンウエハーは 2 枚が張り合わされて一組となっている。不感領域を作らないために、それぞれのウエハーは互いに 10° 傾けてオーバーラップさせて貼り付けている。

TRT

TRT は、図 2.13 のように直径 4mm のストローチューブ検出器を約 73 層積層することによって構成されている。ストローチューブの中には、 Xe 70%, CO_2 27%, O 3% の混合ガスが入っている。この組成は X 線の吸収に優れており、安定である。 CO_2 は、アバランシェ反応が必要以上に長く続いてしまうのを防ぐためのクエンチの役割を持つ。

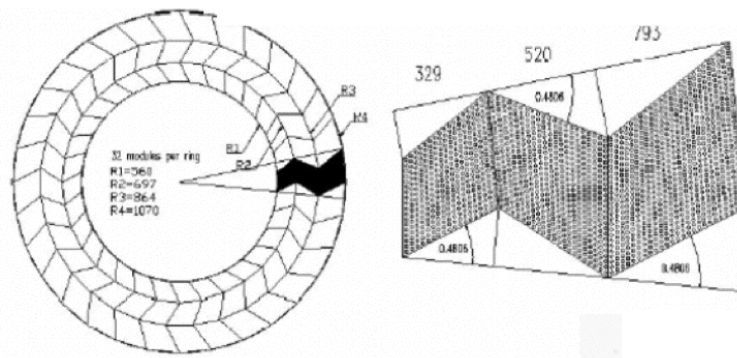


図 2.13: TRT の構造 [24]: TRT は円筒形をしており、左図は、TRT を X-Y 平面で見た図である。右図は TRT の内部構造を表している。ストローチューブが 73 層積層されており、その隙間には、ポリプロピレンの繊維が詰められている。

ストローチューブの隙間には、図 2.14 のようなポリプロピレンの繊維が詰められており、荷電粒子が通過すると、図 2.15 のように繊維表面に生じた誘起電位で粒子が減速され、遷移輻射により X 線が放出される。分解能は $130\mu\text{m}$ でピクセル検出器や SCT よりも悪いが、TRT は層が多いため図 2.16 のように連続的な飛跡検出ができ、トラックの再構成をすることができる。

TRT のヒットは、信号の大きさによって High Threshold Hit (5keV 以上) と Low Threshold Hit (0.2keV~5keV) に分けられる。図 2.16 では、赤の点は High Threshold Hit、青の点は Low Threshold Hit に対応している。電子はミュオンやタウと比べて軽いので遷移輻射がおきやすく、High Threshold Hit が相対的に多くなるので、High Threshold Hit と Low Threshold Hit の数の比は電子の ID に用いられる。

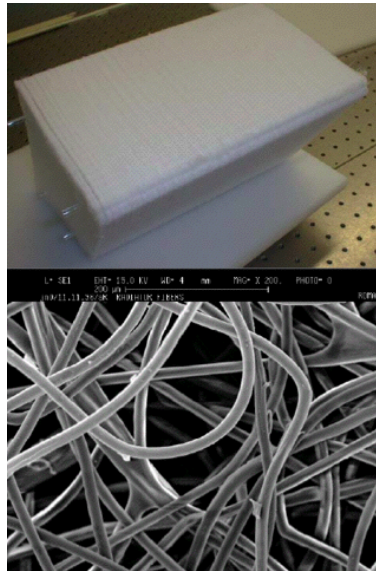


図 2.14: ポリプロピレンの外観 (上) と繊維構造 (下) [24]: 上図は、ストローチューブの隙間に詰められるポリプロピレンの繊維の外観である。下図のように、ポリプロピレンの繊維構造によって物質量の濃淡が生じる。

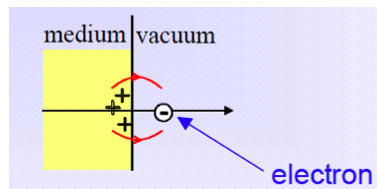


図 2.15: 荷電粒子の遷移輻射 [24]: 荷電粒子は、ポリプロピレン内部を通過中に、物質量の濃淡による誘起電位で減速され、遷移輻射により X 線を放出する。

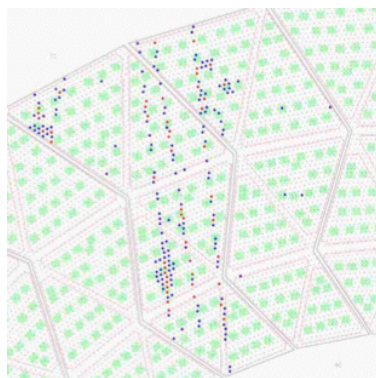


図 2.16: TRT のヒット [24]: 赤点が High Threshold Hit (5keV 以上の信号)、青点が Low Threshold Hit (0.2keV~5keV の信号) に対応する。

運動量の再構成

P_T の測定はサジッタ (sagitta: 図 2.17 中の s) を利用して行われる。サジッタを用いて P_T を求める詳細については、付録 A にまとめた。

磁場の強度を B [T]、測定間隔を L [m]、 σ_X を検出器の位置分解能とする。測定位置箇所が $N(\geq 3)$ で多重散乱を考慮した場合、 P_T の分解能は

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_X \frac{P_T}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720(N-1)^3}{(N-2)N(N+1)(N+2)}} + 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}} \quad (2.1)$$

と表される。第 2 項は多重散乱による項で、 P_T に依存しない。 $L=1.1$ [m]、 $\sigma_X = 30$ [μm]、 $B=2$ [T] であり、 $N=10$ 、 $P_T=100$ [GeV] とすると、式 2.1 より、内部飛跡検出器の分解能は 3% 程度であることが分かる。

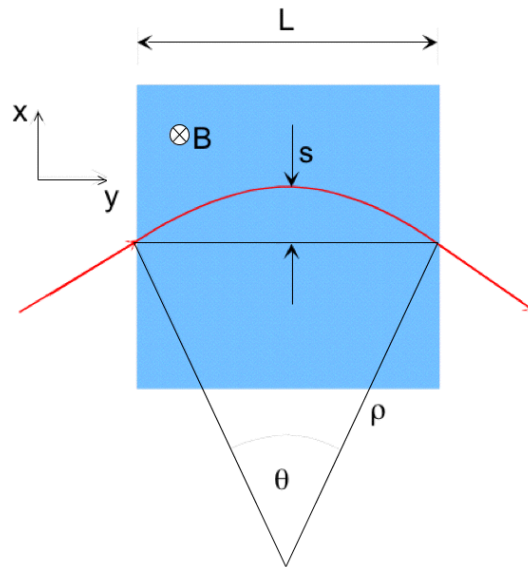


図 2.17: サジッタ: 図中の赤い曲線は、荷電粒子の軌跡を表す。ATLAS では、荷電粒子の運動量はサジッタ (図中の s) を用いて測定される。サジッタは運動量の逆数に比例するため、サジッタの値から粒子の運動量を求めることができる。

2.2.3 カロリメータ

図 2.18 に、ATLAS のカロリメータの構造を示す。カロリメータの主な役割は、電子や γ 線、ジェットなどのエネルギー、角度の測定である。ATLAS 実験に使用されるカロリメータは、EM カロリメータとハドロンカロリメータの 2 つのカテゴリーに分けられ、広い $|\eta|$ 領域をカバーする。以下に各カロリメータについて説明する。

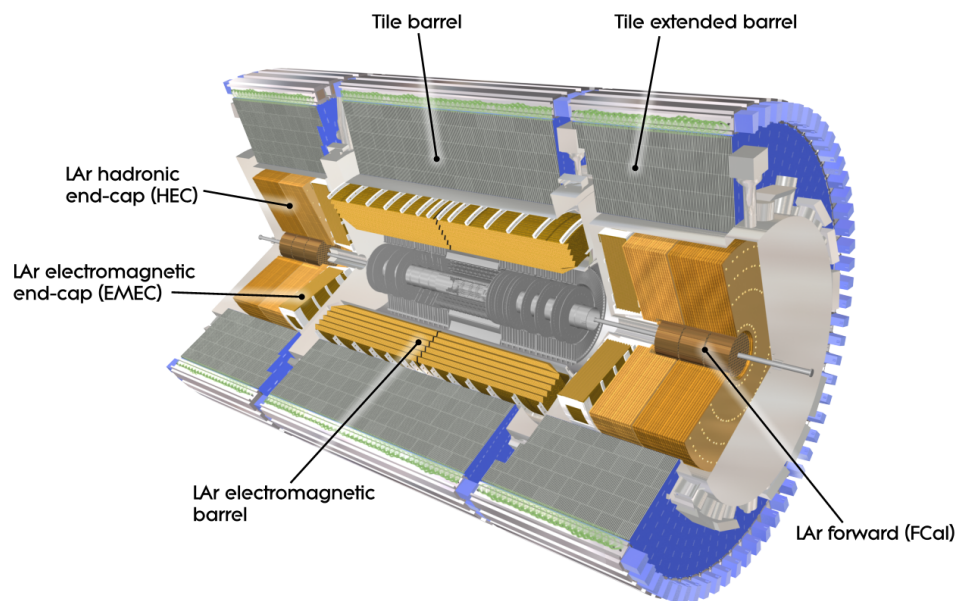


図 2.18: カロリメータの構造 [2]

EM カロリメータ

ATLAS の EM カロリメータは、鉛の吸収体と、放射線耐性に優れた液体アルゴンから成るサンプリングカロリメータである。アコーディオン構造をしているために不感層がないという特徴を持つ。セントラル・ソレノイド・マグネットの内側に設置されバレル/エンドキャップ領域をカバーし(図 2.18 の濃い茶色の部分)、電子と光子の測定に用いられる。バレル部の物質量は最低でも $22X_0^\dagger$ あり、最も厚い部分では $33X_0$ ある。エンドキャップ部の物質量は最低でも $24X_0$ あり、最も厚い部分では $38X_0$ ある。エンドキャップ部の方が厚くなっているのは、ブーストされた粒子が大量に来るためである。そのエネルギー分解能は、 E を電子のエネルギーとして、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{10.1 \pm 0.4\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus (0.2 \pm 0.1)\% \quad (2.2)$$

で表される。第 1 項はエネルギー E に対する信号の電子の数 N の統計的な揺らぎによるサンプリング項、第 2 項はキャリアレーション精度や温度の揺らぎによる定数項である。例えば、 $E=100\text{GeV}$ の時には約 1% の分解能で測定可能である。

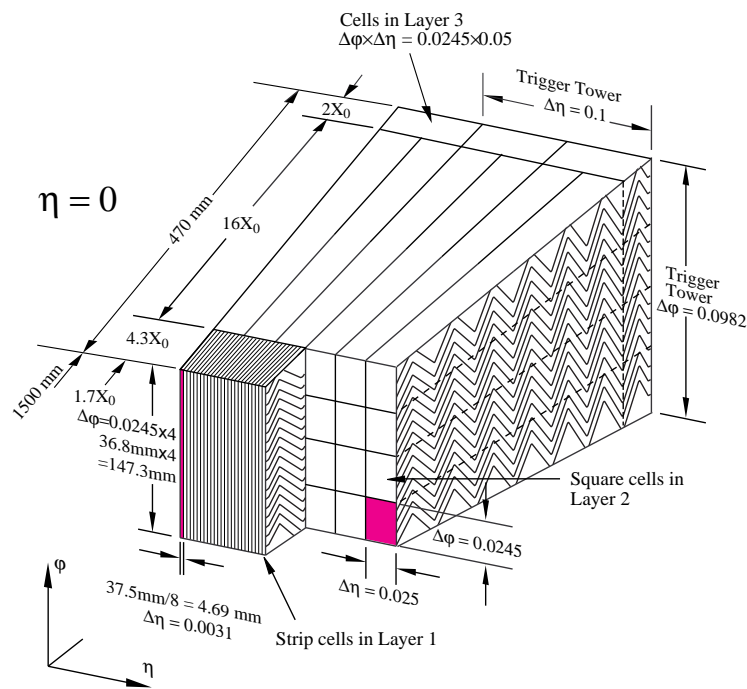


図 2.19: EM カロリメータ [2]: EM カロリメータはアコーディオン構造をしており、不感層がないという特徴を持つ。 η 方向の精密測定が可能な strip layer、 η, ϕ 方向共に非常に細かいグラニュラリティーを持つ middle layer、ハドロンシャワーと高エネルギーの EM シャワーを区別するための back layer の 3 層から成る。

図 2.19 は EM カロリメータの構造であり、EM カロリメータは 3 層から成っている。

1 層目は strip layer、Sampling 1 などと呼ばれる。 ϕ 方向のセグメントは $\Delta\phi = 0.098$ と粗いが、 η 方向のセグメントは $\Delta\eta = 0.0031$ と非常に細かくなっている。 η 方向のセグメントが細

$^\dagger X_0$ は放射長 (Radiation length) であり、電子が物質中を通り抜けるときに、EM 相互作用によりエネルギーが $1/e$ に減る距離が $1X_0$ である。

かいことで、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ という崩壊によって来た 2 つの光子を区別することが出来る。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ というチャンネルの研究をする場合には $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ がバックグラウンドとなるので、光子が π^0 の崩壊から来たものかどうかを見分けることは非常に重要である。そのため、 η 方向を細かくしている。

2 層目は middle layer、Sampling 2 などと呼ばれ、EM カロリメータの主要な構成要素である。ヒッグスや SUSY 粒子の質量を再構成するには、粒子の角度 (η, ϕ) を正確に測定することが非常に重要となる。そのため、2 層目は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0245 \times 0.0245$ という、非常に細かいグラニュラリティーを持つ。

3 層目は back layer、Sampling 3 などと呼ばれ、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.0245$ のグラニュラリティーを持つ。ハドロンシャワーと高エネルギーの EM シャワーを区別するために用いる。

また、EM カロリメータの前には厚さ 11mm、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ のグラニュラリティーを持つ presampler が設置されている。presampler には EM カロリメータと同様に液体アルゴンが用いられている。カロリメータの前方でエネルギーの一部をサンプリングすることで、カロリメータ前方での粒子のエネルギー損失による測定値のずれを修正し、エネルギー分解能の向上に役立つ。

ハドロンカロリメータ

バレル部は鉄の吸収体とタイル状のシンチレータからなるタイルカロリメータが用いられる。シンチレータは図 2.20 のように、R 軸に平行に並べられており、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ のグラニュラリティーを持つ。

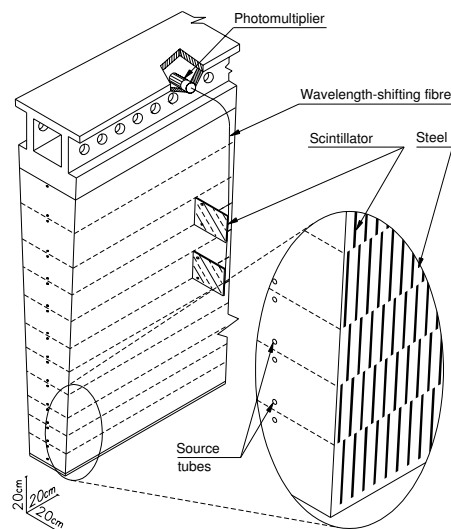


図 2.20: タイルカロリメータ [2]: 鉄の吸収体に、タイル状のシンチレータが埋め込まれている。各タイルは、R 軸に平行に並べられている。各タイルの信号は、2 本の波長変換ファイバーによって読み出される。

タイルカロリメータは図 2.21 のように 3 層構造をしている。

放射線強度がより高いエンドキャップ部 (図 2.18 の薄い茶色の部分) は、銅の吸収体と液体アルゴンからなるサンプリングカロリメータが用いられる。更に放射線強度の高いフォワード部 (図 2.18 の濃い茶色の部分) は、銅とタングステンの吸収体と液体アルゴンからなるサンプリング

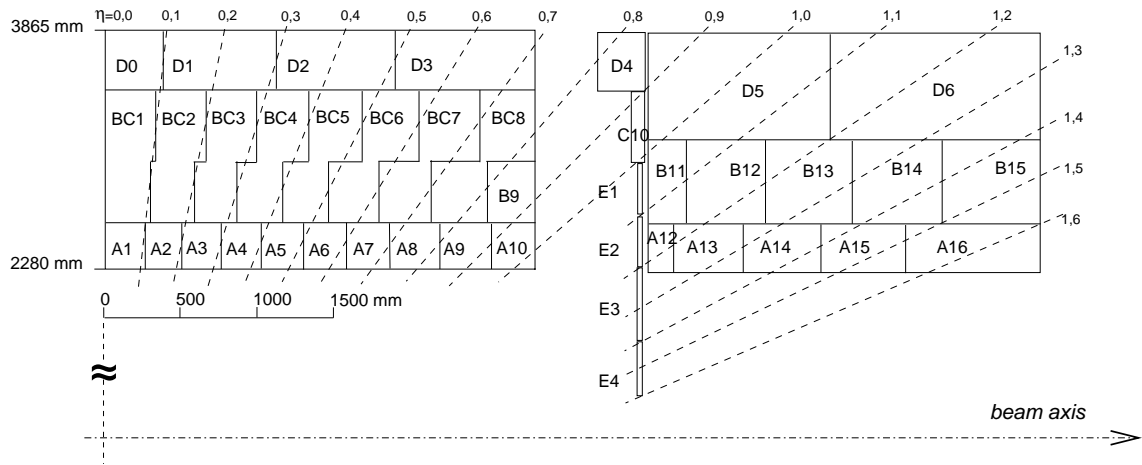


図 2.21: バレル部のタイルカロリメータの構造 [2]: バレル部のタイルカロリメータの R-Z 断面図である。左図は中央のタイルカロリメータ、右図は前方のタイルカロリメータである。図のように、3 層構造をしている。

ゲカロリメータが用いられる。これらは EM カロリメータの外側に設置され、ジェットのエネルギー測定などを行う。物質量はバレル部で 11λ 、エンドキャップ部で 14λ †以上ある。

エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{56.4 \pm 0.4\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus (5.5 \pm 0.1)\% \cdots \text{Barrel} \quad (2.3)$$

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{70.6 \pm 1.5\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus (5.8 \pm 0.2)\% \cdots \text{Endcap} \quad (2.4)$$

で表され、第 1 項はサンプリング項、第 2 項は定数項である。例えば、 $E=100\text{GeV}$ のときは、約 8% 程度の分解能である。

† λ は衝突長 (interaction length) であり、強い相互作用をする粒子が原子核に衝突するまでの平均自由行程である。

2.2.4 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンは物質の透過力が高いために、ATLAS 検出器の外側でも他の検出器に影響されることがなく検出することが出来る。ミューオンスペクトロメータは、運動量精密測定用の MDT(Monitored Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) と、トリガー用の RPC(Resistive Plate Chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) の4種類の検出器で構成され、ATLAS 検出器の一番外側に設置される検出器である。ミューオンスペクトロメータの全体図を図 2.22 に示す。図のように MDT はバレル部とエンドキャップ部の両方に設置される。CSC は、フォワードの内側に設置される。RPC はバレル部を、TGC はエンドキャップをカバーする。

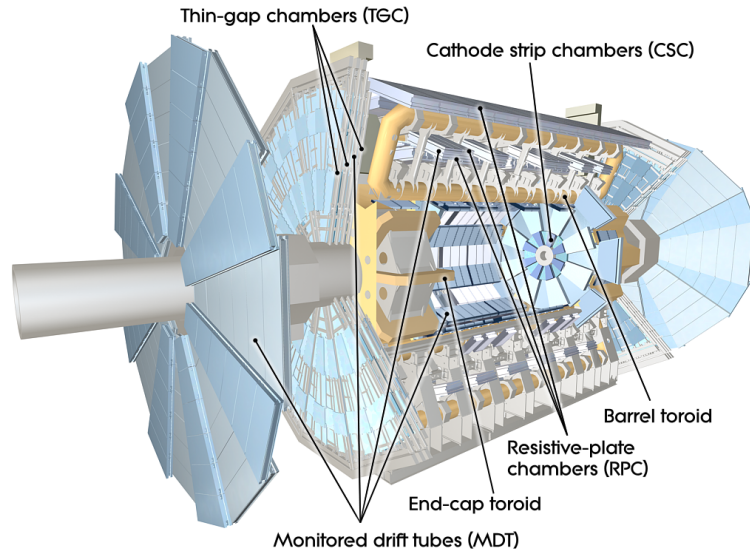


図 2.22: ミューオンスペクトロメータの全体図 [2]: MDT はバレル部とエンドキャップ部の両方に設置される。CSC は、フォワードの内側に設置される。RPC はバレル部を、TGC はエンドキャップをカバーする。

図 2.23 の R-Z 断面図にあるように、それぞれの検出器は 3 層に重ねられて設置される。トロイダル磁石がバレル部 (図中の赤線の四角)、エンドキャップ部 (図の下側中央の青線の四角) に検出器に内包されるように置かれ、それぞれに ϕ 方向の磁場を作っている。この ϕ 方向の磁場によって R-Z 平面内で曲げられたミュオンの曲率を、3 層の検出器で測定してその運動量を測定する。

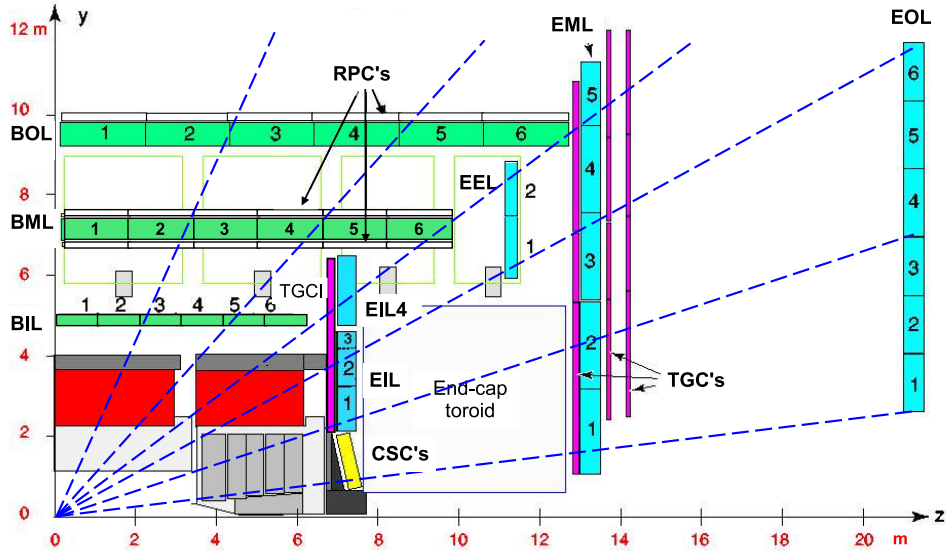


図 2.23: ミューオンスペクトロメータの R-Z 断面図 [2]: 下側中央の白抜き青線の四角はエンドキャップ部のトロイダル磁石である。MDT(緑色、水色) はエンドキャップ部の最も外側とバレル部に設置されており、バレル部の MDT(緑色) の周囲に RPC が設置されている。TGC(紫色) はエンドキャップ部を、CSC(黄色) はフォワード部をカバーしている。

ミュオン検出器の性能

ミュオンは弱い相互作用で崩壊するために比較的長寿命 ($2.2\mu\text{s}$) である。さらに、ミュオンはカロリメータを minimum ionizing particle(MIP) として通過するため、カロリメータの外側へ抜け、ミュオンスペクトロメータに到達することが出来る。ミュオンの P_T の測定は MDT のサジッタ (セクション 2.2.2 参照) を利用して行われる。MDT は、 $N=3$, $L=6[\text{m}]$, $\sigma(x) = 60[\mu\text{m}]$ 、であり、 $P_T=100[\text{GeV}]$, $BL=4[\text{Tm}]$ とすると、式 2.1 より 0.8% 程度の分解能が得られる。

2.2.5 クラック領域

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

図 2.24 は、ATLAS における物質質量の分布を η の関数として表したものである。縦軸は X_0 で表されている。 $|\eta| \sim 1.5$ における物質質量が大きくなっており、この領域がクラック領域である。

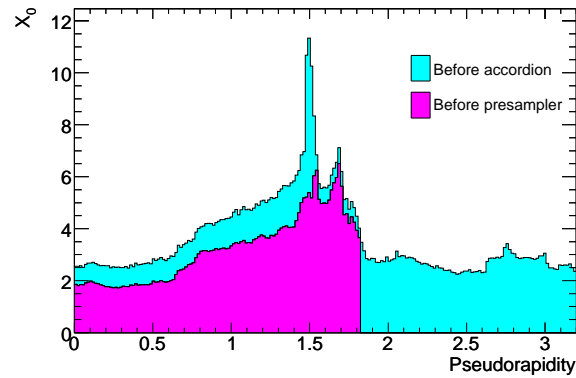


図 2.24: EM カロリメータ前の物質質量の分布 [2]: 横軸は η 、縦軸は X_0 である。紫色が presampler 前の物質質量、水色がアコーディオンカロリメータ前の物質質量である。図の左側はバレル部に、右側はエンドキャップ部に対応している。 $|\eta| \sim 1.5$ の領域は読み出しケーブルや内部飛跡検出器などが存在するため、物質質量が他の場所より多くなっている。

2.2.6 トリガー

ATLAS では、最高ルミノシティ時には 40MHz のバンチ衝突ごとに 24 個の陽子衝突が起こる。1 イベントのデータサイズはおよそ 1.5 メガバイトと見積もられているため、データ収集レートを下げる必要がある。ATLAS ではレベル 1 トリガーと 2 段階のハイヤーレベルトリガーを用いて、データ収集レートを 200Hz 程度まで落とす。

レベル 1 トリガー

レベル 1 トリガー (L1) では 40MHz のイベントレートを 75kHz に落とすことを目的とする。カロリメータとミュオンシステムからの信号が用いられる。高速な処理が要求されるため、内部飛跡検出器の情報は用いない。

トリガーをかけたイベントについては、レプトンや光子、ジェット等物理解析を行う上で重要なオブジェクトの位置 (η, ϕ) を記録し、その情報をハイヤーレベルトリガーに送る。

重要なオブジェクトの位置情報については、カロリメータの分解能を考慮して、レプトンや光子等は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ 、ジェットは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ の広さで記録される。この位置情報は ROI (Region of Interest) と呼ばれる。

トリガーにはジェットトリガー、Missing E_T トリガー、電子トリガー、ミュオントリガー、タウトリガー等が存在する。本研究では、第 7 章、第 8 章でタウトリガー、ジェットトリガーを使っているため、タウトリガーとジェットトリガーについて説明する。

L1 ジェットトリガー: L1 ジェットトリガーでは、ある大きさのタワー (セクション 3.1.2 参照) を作り、そのタワーにおける E_T の合計が閾値を超えていればトリガーされる。閾値を超えるジェットが 1 本来たときにトリガーするシングルジェットトリガーと、複数本のジェットが来たときにトリガーをかけるマルチジェットトリガーがある。タワーの大きさは 2 種類ある。ジェットトリガーのタワーを構成するセグメントの単位は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ となっており、閾値の高いシングルジェットトリガーについては 4×4 、閾値の低いシングルジェットトリガーまたはマルチジェットトリガー (複数のジェットが来たときにかかるトリガー) については 2×2 が用いられている。

L1 タウトリガー: L1 タウトリガーを構成するセグメントの単位は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ である。図 2.25 にあるように、まず 4×4 のタワーを作り、中心の 2×2 タワー (緑色と赤色) の E_T がそれ以外の (辺の一部を 4×4 タワーと共有する) 2×2 タワーの E_T よりも大きいことを要求する。EM タワーの中心の 2×2 タワー (緑色) において、図中で Σ の記号で結ばれている 2 つのセグメントの E_T の和をそれぞれ取り、それらのうち最大のものを E_T^{MAX} とする。ハドロンタワーの中心の 2×2 の範囲 (赤色) の E_T と E_T^{MAX} の和が閾値を超えていればトリガーされる。外側の黄色、紫色の領域にエネルギーが落ちていないこと (isolation) を要求することで、ジェットと区別出来る。また、ハドロンタワーの中心の 2×2 の範囲 (赤色) にエネルギーが落ちていないことを要求することで、電子と区別出来る。

Electron/photon Algorithm

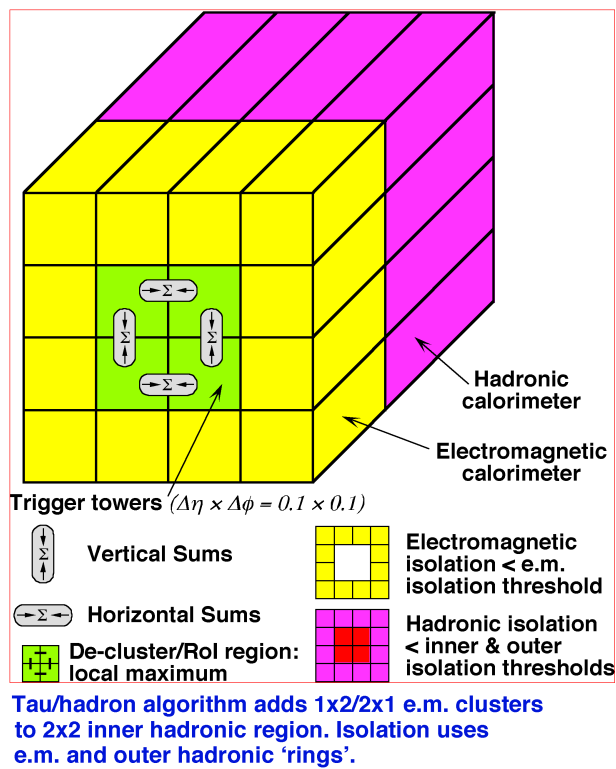


図 2.25: L1 タウトリガー [2]: 图中的の1セグメントは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ に対応している。前方の黄色、緑色の部分はEM カロリメータのタワーであり、後方はハドロンカロリメータのタワーである。一番右下の絵は、ハドロンカロリメータのタワーを正面から見たものである。中心の赤の部分は、EM カロリメータの緑色のタワーのすぐ後方にあるタワーを表している。

図 2.26 は、L1 タウトリガーの efficiency を示している。efficiency の立ち上がりが緩やかであり、閾値の付近では殆どトリガー出来ていないことが分かる。

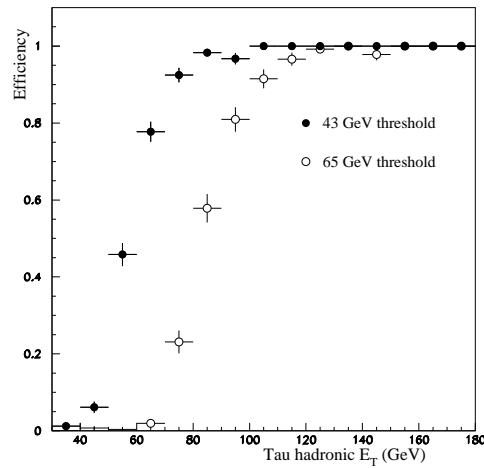


図 2.26: L1 タウトリガーのパフォーマンス [12]: 横軸は、タウの崩壊によって生じるニュートリノのエネルギーを除いたタウの E_T (GeV)、縦軸はトリガー効率を表す。黒のプロットは閾値が 43GeV の L1 タウトリガー、白のプロットは閾値が 65GeV の L1 タウトリガーに対応している。

ハイヤーレベルトリガー

レベル 1 がハードウェアシステムなのに対してハイヤーレベルトリガーはソフトウェアシステムである。ハイヤーレベルトリガーは、レベル 2 トリガー (L2) とイベントフィルター (EF) の 2 段階で構成される。

レベル 2 トリガーはイベントレートを 75kHz から 3.5kHz まで下げるために用いられる。ここでは高速化のため、検出器全体の情報を用いるのではなくレベル 1 で選定した ROI という領域だけの情報を用いて判定する。これによって、データの圧縮も可能になる。

イベントフィルタは最終段トリガーで、イベントレートを 200Hz まで落とす。ここでは、検出器全体の情報を用いた完全なイベント再構成が行われる。

第3章 検出器シミュレーションと粒子の再構成

ここでは、検出器のシミュレーションと粒子、ジェットの再構成について説明する。ATLAS においては、モンテカルロシミュレーションや再構成、物理解析等のための様々なソフトウェアが用いられているが、それらのソフトウェアの集合を Atlas Release と呼ぶ。Atlas Release にはバージョンがあり、個々のソフトウェアのバージョンは Atlas Release のバージョンごとに管理されている。本研究では、Atlas Release 12.0.6 を用いている。

検出器のシミュレーションには、geant4 [16] を用いて検出器のジオメトリや物質密度などを正確に再現し、粒子一つ一つの振る舞いをシミュレートしていく Full simulation と、ジェネレーターの情報を Full simulation に合うように smear する Fast simulation (Atlfast) がある。

3.1 Full simulation

Full simulation の行程は 4 つに分けられる。

1. イベント生成

Alpgen [1] などのジェネレーターを用いて、粒子の 4-vector を生成する。イベントフィルター (Missing Et が小さいイベント等、研究上必要ないイベントを捨てること) はこの段階でかけられる。詳細は、第 5 章にまとめてある。

2. Geant4 シミュレーション

Geant4 を用いて、粒子が検出器内部でどのように振る舞い、どれだけのエネルギーを落とすかを計算する。本研究では、Geant4 に入力する ATLAS のジオメトリとして ATLAS-CSC-01-02-00 を用いた。これは、ミスアラインメントを考慮に入れたジオメトリである。

3. Digitization

粒子が検出器にエネルギーを落とすと、検出器はそれを電気信号に変えるが、落ちたエネルギーからどのような電気信号が出るかをシミュレーションする。

4. 再構成

検出器の情報をもとに、ジェット、電子などを再構成する。Missing E_T の計算もここで行われる。

ここでは、最後の再構成の過程について詳しく説明する。

3.1.1 エネルギーのキャリブレーションと補正

カロリメータに落ちた粒子のエネルギーを正確に見積もるため、ATLAS では、2 種類の方法でエネルギーの補正を行っている。

2 種類のうちの 1 つは、ハドロンジェットのエネルギーを補正するためのものである。一般に、同じエネルギーの電子とハドロンがカロリメータに入射したとき、ハドロンの方が落とす

エネルギー量は少なくなる。ハドロンがカロリメータに入射したときは、一部が原子核と反応し、陽子や中性子をたたき出す。その際、陽子や中性子が原子核のポテンシャルから抜け出すことにハドロンエネルギーの一部が使われるため、電子や光子が入射した時よりも出力が小さくなる。同じエネルギーの電子とハドロンが入射した時の、カロリメータの出力の比が e/h である。ハドロンジェットのエネルギーを求めるときは、この e/h を考えて補正しなければならない。ATLAS では、以下に説明する H1 style キャリブレーションによって e/h の補正を行っている。

2 種類のうち残りの 1 つは、カロリメータ前方の物質によるエネルギー損失の補正である。EM カロリメータは、液体アルゴンを冷やすために、クライオスタットと呼ばれる極低温容器に入っている。このクライオスタットによるエネルギーの損失を補う必要がある。

ハドロンジェットのエネルギーの補正

H1 style キャリブレーションでは、セル毎にエネルギーのキャリブレーションを行う。補正の式は、 w を補正のファクター、 a_0, a_1, a_2 をパラメータとして、

$$w = a_0 + a_1 \times \exp(-a_3 E_0/V) \quad (3.1)$$

与えられる。 E_0 はセルのエネルギー、 V はセルの体積である。EM シャワーとハドロンシャワーを比較すると、EM シャワーの方がハドロンシャワーよりも小さな範囲にエネルギーを落とすためエネルギー密度が大きい。よって、エネルギー密度 (E_0/V) が大きいときは EM ライクであるので、 w が 1 に近くなるようにパラメータを設定する。一方、 E_0/V が小さいときはハドロンライクであるとして、 w を 1 よりも大きくし、 e/h の補正を行う。

クライオスタットによるエネルギーの損失の補正

E_T^{EM3} を EM back layer の E_T 、 E_T^{Tile1} をハドロンカロリメータの 1 層目の E_T とすると、クライオスタットで損失したエネルギー (E_{cryo}) は以下の式で補正する。

$$E_{cryo} = \alpha \times \sqrt{E_T^{EM3} \times E_T^{Tile1}} \quad (3.2)$$

クライオスタットは EM カロリメータとハドロン カロリメータの間にあり、クライオスタットで損失したエネルギーは E_T^{EM3} と E_T^{Tile1} のエネルギーに比例するために、上の式で補正を行っている。 α はパラメータであり、シミュレーションからクライオスタットで損失したエネルギーに合うように決定している。

3.1.2 クラスターの生成

ジェットや電子を再構成するときに、エネルギーが落とされたセルを組み合わせて、クラスターと呼ばれる集合体を作る。クラスターの生成方法は 3 つある。

Tower アルゴリズムによるクラスター生成

ジェットの再構成に使われる方法である。

EM カロリメータとハドロンカロリメータを $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ の領域に分割し、それぞれの領域をタワー (tower) と呼ぶ。各タワーに属する EM カロリメータのセルとハドロンカロリメータのセルのエネルギーを足し、その合計値をタワーのエネルギーとする。

トポロジカルクラスタリングアルゴリズムによるクラスター生成

ジェット、タウの再構成に使われる方法である。これは上の方法とは違って 3 次元的な方法である。

カロリメータの信号は、電気回路から来るノイズや、イベントのパイルアップ (イベントが非常に短い時間間隔で来たために、信号が重なってしまうこと) によるノイズを含んでいる。それらのノイズの大きさ (分散) を σ_{noise} とする。セルに落ちたエネルギーを E 、 T_{seed} 、 T_{neigh} 、 T_{used} を実数とすると、以下の手順でクラスターを形成する。まず $|E| > T_{seed}\sigma_{noise}$ (エネルギーが σ_{noise} の T_{seed} 倍より大きい) を満たすようなセルを見つけ、これをシードセルとする。次に、その隣り合うセルで $|E| > T_{neigh}\sigma_{noise}$ を満たすようなセルを見つけて、クラスターに加える。最後に、さらに $|E| > T_{used}\sigma_{noise}$ を満たすようなセルを見つけて、クラスターに加える。

ATLAS では $\{T_{seed}, T_{neigh}, T_{used}\} = \{4, 2, 0\}$ が標準として用いられている。こちらのほうがノイズ抑制の効果が大きい。

Sliding Window アルゴリズムによるクラスター生成

電子、光子の再構成に使われる方法である。

Sliding window アルゴリズムは、基本的には Tower アルゴリズムと似た方法だが、Tower アルゴリズムが EM カロリメータとハドロンカロリメータの両方を使ってタワーを作るのに対し、こちらは EM カロリメータのみを使う。 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ の領域をタワーの単位として、EM カロリメータ 3 層のエネルギーを足してタワーを作る。

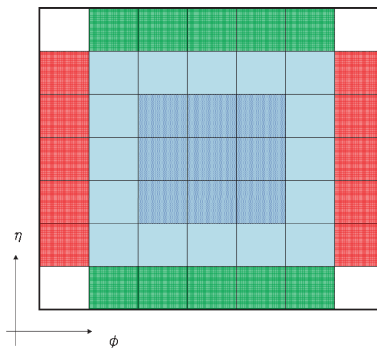


図 3.1: Sliding window アルゴリズムに用いられるウィンドウ: ウィンドウを区切っている小さな四角の一つは、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ のセグメントに対応する。

1. Tower を作るときに分割した η - ϕ 平面で 5×5 セグメントのウィンドウをつくりクラスターの候補を作る。

- η 方向にウィンドウを ± 1 セグメントずらしたときに (図 3.1 の赤)、ウィンドウ内の E_T が減少し、かつ、 ϕ 方向に ± 1 セグメントずらしたとき (図 3.1 の緑) もウィンドウ内の E_T が減少する位置をクラスターの候補の位置とし、ウィンドウ内のタワーをまとめたオブジェクトをクラスターの候補とする。
- ウィンドウ内の E_T が 15GeV 以上

の条件を課す。

- 最後に、クラスターの候補の間の $\Delta\eta$, $\Delta\phi$ が共に 2 セグメントより大きいことを要求する。この条件を満たせなかった場合は、以下の方法でクラスターの候補を間引く。
 - 2つのクラスターの E_T の比が 0.9 より小さいときは、大きい E_T を持つクラスターを採用する。
 - 2つのクラスターの E_T の比が 0.9 よりも大きいときは、中心のタワーの E_T が大きいクラスターを採用する。

クラスターの中心は、 3×3 セグメント (図 3.1 の青) の E_T の重心としている。

3.1.3 ジェット再構成のアルゴリズム

ジェット再構成のアルゴリズムは、主なものとして、コーンアルゴリズムと K_T アルゴリズムという 2 つがある。ATLAS では標準的に、Tower アルゴリズムでタワーを作り、コーンアルゴリズムでジェットを再構成するという方法が採用されている。

コーンアルゴリズムによるジェットの再構成

コーンアルゴリズムでは、以下の手順でジェットを再構成する。

- シードセルとして $E_T = 2\text{GeV}$ 以上のものを利用する。
- ある大きさのコーン ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$) のなかにあるエネルギーデポジットを足し合わせてジェットのエネルギーとする。コーンサイズは主に $\Delta R = 0.7$ と $\Delta R = 0.4$ が用途別に用いられる。
- 2つのジェットが重なった場合には、重なり具合によって2つのジェットのコーンが重なり合っている領域に属するセルのエネルギーを足し上げる。その合計が、一方のジェットのエネルギーの 50% 以上ならば、2つのジェットを結合させる。50%以下ならば、2つに分ける。

K_T アルゴリズムによるジェットの再構成

K_T アルゴリズムでは、以下の手順でジェットを再構成する。

- あるクラスター i の P_T を $P_{T,i}$ とおき、クラスター i とクラスター j の間の ΔR を ΔR_{ij} とする。それぞれのクラスターにおいて
$$d_{ii} = P_{T,i}^2$$

$$d_{ij} = \min(P_{T,i}^2, P_{T,j}^2) \times \Delta R_{ij}^2$$
とする。

- d_{ii}, d_{ij} のうち、最も小さな値を d_{min} とする。もし $d_{min} = d_{ii}$ ならば、そのクラスターをジェットとし、 $d_{min} = d_{ij}$ ならば、 i と j のクラスターを結合する。
- 以下、同じことを繰り返す。 K_T アルゴリズムはコーンと異なって、次々にクラスターを結合させるので、ジェットの形はあらかじめ決まっていない。

図 3.2 は、コーンアルゴリズムと K_T アルゴリズムの違いを、イメージで表したものである。

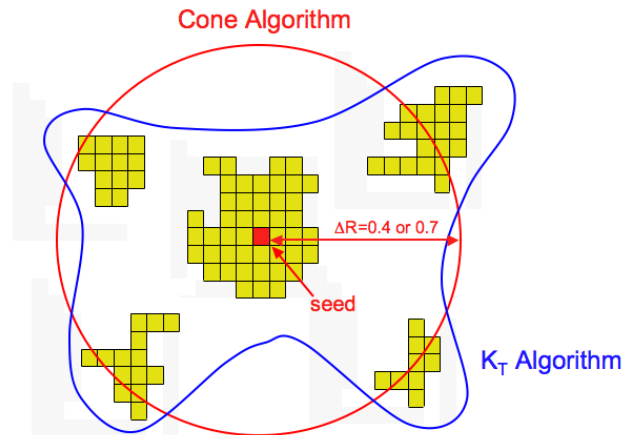


図 3.2: コーンアルゴリズムと K_T アルゴリズム: 図の黄色の四角は、タワーもしくはセルを表している。黄色の四角は何カ所かでかたまりを作っているが、これらはそれぞれクラスターを表している。コーンアルゴリズムでは、コーンの大きさを決めて、その内部のタワーもしくはセルをジェットの構成要素とするが、 K_T アルゴリズムは、クラスターをある規則で結合してジェットを構成する。

3.1.4 レプトンの再構成

ここでは、電子とミュオンの再構成と、その fake について説明する。

電子の再構成

まず、3.1.2 の Sliding Window アルゴリズムを用いて、EM クラスターを作る。電子の再構成は、EM クラスターに対して以下のカットをかけることによって行われる。

- ハドロンカロリメータへの漏れが無い。
電子は殆どのエネルギーを EM カロリメータに落とすため、ハドロンカロリメータへのエネルギーの漏れが無いことを要求する。EM middle layer の 3×7 セルの E_T を E_T^{EM2} 、ハドロンカロリメータの 1 層目の E_T を E_T^{H1} として、 E_T^{H1}/E_T^{EM2} がある閾値以下であることを要求する。

- シャワーが細い
電子のシャワーはハドロンシャワーに比べて細いため、シャワーが細いことを要求する。EM middle layer の 3×3 セルと 7×7 セルの E_T 比が定められた閾値を超えないことを要求する。
- トラックとのマッチング
トラックが EM クラスターの近くであり、さらに E/P が 1 に近いことを要求する。デフォルトでは、 E/P が $0.7 \sim 4$ を要求している。これは π^\pm と区別するためである。 π^\pm は EM カロリメータにエネルギーの一部しか落とさないため、 E/P は 1 よりも小さくなる。
- Isolation
ジェットと区別するために、電子の周り (isolation 領域) にエネルギーデポジットが無いことを要求する。b/c のセミレプトニック崩壊から出た電子や、 π^0 のダリツ崩壊 ($\pi^0 \rightarrow e^- e^+ \gamma$) から出た電子は、周りにハドロンからのエネルギーが落ちている。そのため、電子のエネルギーが正しく評価されていないと考えられる。しかし、isolation を要求すれば、これらの電子を除くことが出来る。ATLAS では標準的に、電子の周囲 $\Delta R < 0.2$ の範囲のエネルギーが 10GeV 以下であるものを Isolated electron としている。

電子以外の粒子で、誤って電子と ID されてしまったものを fake electron という。図 3.3 に、どのような場合に fake が発生するかを示した。左図のように、光子が対生成で $e^- e^+$ を作り、その片方がソフトだった場合、1 個の電子に見えてしまう。また右図のように、 π^\pm と π^0 からの光子がたまたま同じ方向に飛び、 E/P が 1 に近かった場合も、誤って電子と ID されてしまう。ATLAS 検出器のカロリメータはセグメンテーションが細かいため、 π^\pm と π^0 からの光子を区別できるので、後者はほとんど fake にならない。ジェットを電子としてしまう割合はおおよそ 10^{-3} のオーダーである。

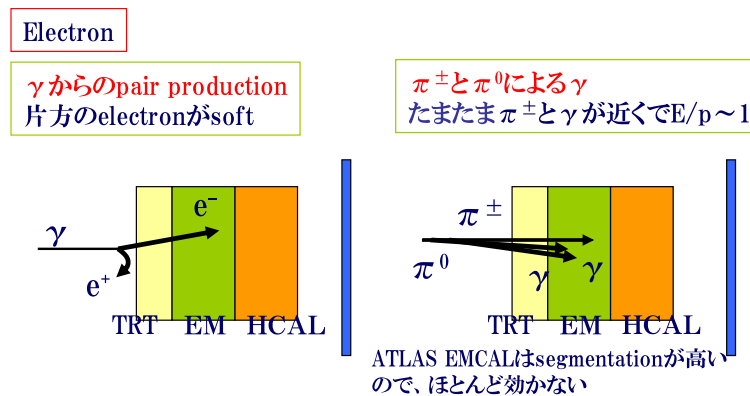


図 3.3: fake electron となるイベントの例: 黄色の部分は TRT、緑色の部分は EM カロリメータ、オレンジ色の部分はハドロンカロリメータ、青の板状の部分はミュオン検出器を表す。

ミュオンの再構成

ミュオンの質量は約 100MeV であり電子よりも 200 倍も重い。光子の制動放射は $1/m^4$ に比例するため、ミュオンはカロリメータを minimum ionizing particle(MIP) として通過し、カロリメータの外側にあるミュオンシステムでトラックを観測することができる。ミュオ

ンの再構成はミュオンスペクトロメータと内部飛跡検出器のヒット情報からトラックを作ることによって行われる。トラックの作り方によって、二種類の方法がある。

STACO STAtistical COmbination の略。ミュオンスペクトロメータと内部飛跡検出器のヒットをそれぞれ独立に fitting してトラックを作り、後でマッチングをとって1本のトラックとして結びつける。2つのトラックのパラメータの集合をそれぞれベクトル P_1 、 P_2 、共分散行列をそれぞれ C_1 、 C_2 とすると、合成されたトラックのパラメータの集合 P は、式 3.3 によって表される。

$$(C_1^{-1} + C_2^{-1}) \times P = C_1^{-1} \times P_1 + C_2^{-1} \times P_2 \quad (3.3)$$

トラックがどの程度信頼が置けるかは、 χ^2 によって判断する。 χ^2 は式 3.4 によって表される。

$$\chi^2 = (P - P_1)^T \times C_1^{-1} \times (P - P_1) + (P - P_2)^T \times C_2^{-1} \times (P - P_2) \quad (3.4)$$

MuID ミュオン スペクトロメータと内部飛跡検出器のヒットをまとめて fitting する。トラックがどの程度信頼の置けるものかは、fitting の際の χ^2 と、マッチングの χ^2 によって判断される。ミュオンスペクトロメータ、内部飛跡検出器のヒットをそれぞれ独立に fitting して作ったトラックのパラメータの集合を P_1 、 P_2 、まとめて fit して作ったトラックのパラメータの集合を P とすると、マッチングの χ^2 は式 3.4 で表される。

ミュオンは isolation を要求しなくても再構成が行えるが、b/c のセミレプトニック崩壊から出たミュオンと区別するためには、isolation の要求が必要である。ATLAS では標準的に、ミュオンの周囲 $\Delta R < 0.2$ の範囲のエネルギーが 10GeV 以下であるものを Isolated muon としている。

図 3.4 のように、ミュオンの fake としては π^\pm がカロリメータを素通りしてしまう punch through や、 π^\pm がカロリメータの前で崩壊してミュオンを出す decay in flight がある。ジェットをミュオンとしてしまう割合はおおよそ 10^{-4} のオーダーである。

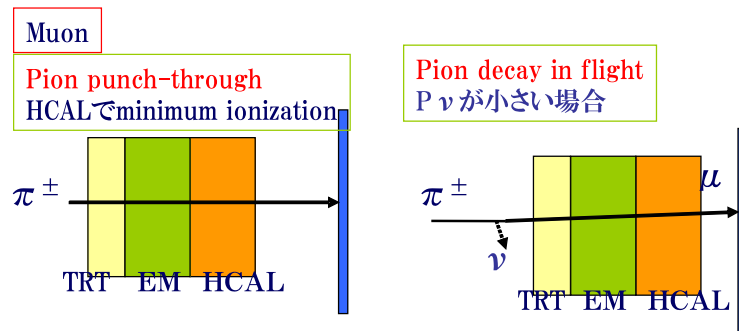


図 3.4: fake muon となるイベントの例

3.1.5 Missing E_T の再構成

Full simulation の Missing E_T の計算方法は cell base である。

Missing E_X を \cancel{E}_X 、Missing E_Y を \cancel{E}_Y 、Missing E_T を \cancel{E}_T とすると、 \cancel{E}_T は以下の式で表される。

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_X^2 + \cancel{E}_Y^2} \quad (3.5)$$

また、 \cancel{E}_X 、 \cancel{E}_Y は以下の式で表される。

$$\cancel{E}_{X,Y} = -(\sum E_{X,Y}^{cell} + \sum E_{X,Y}^{cryostat} + \sum E_{X,Y}^{muon}) \quad (3.6)$$

右辺第 1 項はノイズの $2\sigma_{noise}$ の閾値を超えたセルのエネルギーを足したものである。セルのエネルギーはセクション 3.1.1 で述べた H1 style キャリブレーションで補正する。第 2 項はクライオスタットの補正である。ジェットはハドロンカロリメータに到達する前にクライオスタットでエネルギーを損失してしまうので、ここで補正を行う。補正の方法はジェットを基に、セクション 3.1.1 で述べた方法でエネルギーを計算する。第 3 項はミュオンのエネルギーである。ミュオンはカロリメータを MIP として通過し、エネルギーをほとんど落とさないで、セルとは別にエネルギーを足す必要がある。

3.1.6 再構成された粒子やジェットが重なってしまった場合の対処

電子、ミュオン、タウ、ジェット等の再構成アルゴリズムはそれぞれ独立に動くので、同じクラスターを電子として ID し、同時にジェットとしても ID してしまうといったようなことがある。このようなオーバーラップが生じた場合は、あらかじめ決めておいた優先順位に基づいて、どちらか一方を捨てる必要がある。再構成された二つの粒子の ΔR が非常に小さいとき、オーバーラップしていると思える。本研究では、 $\Delta R < 0.2$ を用いた。また、優先順位は以下のように決めた。

- $\Delta R(e, \tau) < 0.2 \rightarrow e$ を選ぶ
- $\Delta R(\tau, jet) < 0.2 \rightarrow \tau$ を選ぶ
- $\Delta R(e, jet) < 0.2 \rightarrow e$ を選ぶ

3.1.7 レプトンとジェットの分離

レプトンのすぐ近くにジェットがあった場合、ジェットのトラックやエネルギーデポジットの影響をレプトンが受けてしまっている可能性がある。そのため、レプトンとジェットが十分離れていた方が良い。本研究では、 $\Delta R(\text{レプトン}, \text{ジェット}) > 0.4$ であることを要求した。

3.1.8 本研究における粒子やジェットの取り扱い

本研究における粒子やジェットの取り扱いについて以下にまとめる。タウの取り扱いについては、セクション 4.6 で述べる。

- 電子: 周囲にハドロンからのエネルギーが落ちている電子は、エネルギーが正確に評価されていない可能性があるため、`isolation` を要求することで除いた。
- ミューオン: STACO アルゴリズムで再構成を行った。b のセミレプトニック崩壊から来たミューオンは本研究では使わないので、`isolation` を要求することで b 由来のミューオンを除いた。
- ジェット: Tower アルゴリズムでクラスタリングを行い、コーンアルゴリズムで再構成した。コーンの大きさは 0.4 とした。
- 粒子のオーバーラップ: 再構成された粒子が重なってしまった場合は、優先順位の高い方を選んだ。優先順位は $e \rightarrow \tau \rightarrow \text{jet}$ とした。
- レプトンとジェットの分離: エネルギーが正確に評価されたレプトンを使いたいため、レプトンとジェットが離れていることを要求した。

3.2 Fast simulation

Fast simulation は Atfast [4] によって行われる。シミュレーションの手順は Full simulation よりも大幅に簡略化されており、

1. イベント生成
2. Atfast による物理量の smearing

の2段階で行われる。つまり、Full simulation に合うように、物理量を smear するだけである。シミュレーション精度の面では Full simulation に劣るが、短時間で大量のイベントを生成することが出来る。

3.2.1 ジェットの再構成

Atfast では、 $\eta - \phi$ 平面を以下のようにセルに分割する。

- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ for $|\eta| < 3$
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ for $3 < |\eta| < 5$

各セルに落ちたエネルギーは、ジェネレーターにおける粒子の4元運動量 (4-vector) をもとに計算する。ニュートリノ、ミューオン、LSP 以外の粒子がセルに入射した場合、その粒子のエネルギーをセルのエネルギーとする。ジェットは以下の手順で再構成される。

1. セルのエネルギーが 1.5GeV よりも大きいものを initiator とする。
2. Initiator の E_T の大きいセルから $\Delta R < 0.4$ のセルを一つのクラスターの候補とする。クラスターに使われたセルは処理から外す。
3. クラスターの候補の中で、エネルギーが 5GeV 以上のものをクラスターとする。
4. $E_T > 10\text{GeV}$ 、 $|\eta| < 5$ のクラスターをジェットとする。

ジェットの親の識別については、ジェネレーターの情報を見て、再構成されたジェットから $\Delta R < 0.2$ に $P_T > 5\text{GeV}$ の b, c クォークがあれば親は b, c クォークとされ、 $\Delta R < 0.3$ に $P_T > 10\text{GeV}$ のタウがあれば親はタウとされる。

ジェットのエネルギーの smearing は、低ルミノシティのときは、以下の式に従って行われる。

- $|\eta| < 3$ の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 3\%$$

- $3 < |\eta| < 5$ の場合

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 7\%$$

3.2.2 電子、ミューオンの再構成

電子、ミューオンの再構成はジェネレーターの粒子情報をそのまま利用する。電子、ミューオンには以下のセレクションをかける。

電子:

- セレクション: $|\eta| < 2.5, P_T > 5\text{GeV}$
- isolation 条件: $\Delta R < 0.2$ にあるセルのエネルギーが 10GeV 以下

ミューオン:

- セレクション: $|\eta| < 2.5, P_T > 6\text{GeV}$
- isolation 条件: $\Delta R < 0.2$ にあるセルのエネルギーが 10GeV 以下

電子のエネルギーの smearing は、低ルミノシティのときは、

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.12}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus \frac{0.245}{\sqrt{E_T[\text{GeV}]}} \oplus 0.07$$

に従って行われる。パイルアップとエレクトロニクスのノイズをまとめて第3項としている。

3.2.3 磁場の効果

荷電粒子については、磁場によって ϕ 方向に曲げられるので、Atlfast においても以下のよう
に ϕ 方向の位置をずらしている。 $\Delta\phi$ の符号は、電荷の符号と等しい。

- $|\eta| < 1.4$ の場合

$$|\Delta\phi| = 150 \frac{0.006}{2P_T[\text{GeV}]}$$

- $|\eta| > 1.4$ の場合

$$|\Delta\phi| = 350 |\tan\theta| \frac{0.006}{2P_T[\text{GeV}]}$$

3.2.4 Missing E_T の再構成

Atlfast では、Full simulation と異なり、再構成されたジェットや粒子のエネルギーから Missing E_T を計算する。Missing E_T は以下の式で表される。式中の $E_{X,Y}^{\text{unused cell}}$ は、ジェットや粒子の再構成に用いられなかったセルのエネルギーを表している。

$$\cancel{E}_{X,Y} = -\left(\sum E_{X,Y}^{\text{jet}} + \sum E_{X,Y}^{\text{unused cell}} + \sum E_{X,Y}^{e,\mu,\gamma}\right) \quad (3.7)$$

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_X^2 + \cancel{E}_Y^2} \quad (3.8)$$

Atlfast のジェット、電子、光子、ミューオンのエネルギーは smear されているので、それらを用いて計算される Missing E_T も smear されることになる。

第4章 タウの再構成

本章では、Full simulation におけるタウの再構成について述べる。本章においては、タウの信号として Full simulation の $Z \rightarrow \tau\tau$ イベントを用いた。また、QCD の信号として dijet イベント (QCD イベントで最も断面積が大きい。セクション 5.4 参照) を用いた。ただし、一部では QCD multijet イベント (light flavor のみから構成される multijet イベント。セクション 5.3 参照) を用いた。QCD の信号として QCD multijet イベントを用いている部分には、その旨の説明が書かれている。特に説明のない場合は、dijet イベントを用いている。

4.1 タウの崩壊モード

タウの崩壊には、終状態にレプトンを含むレプトニック崩壊と、レプトンを含まないハドロニック崩壊がある。表 4.1 に、タウの主な崩壊モードをまとめる。

表 4.1: タウの崩壊モード

崩壊モード	分岐比
$\tau^- \rightarrow l^- \nu \nu_\tau$	35.2%
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau + N\pi^0$ (N=0, 1, 2)	46.7%
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau + N\pi^0$ (N=0, 1)	11.7%
その他	6.4%

タウのレプトニック崩壊から来たレプトンは、それ以外の起源で来たレプトンと見分けるのが難しい。そのため、ATLAS では、ハドロニック崩壊したタウのみを再構成している。ハドロニック崩壊には、荷電メソンを1つ出すモード (1prong 崩壊) と、3つ出すモード (3prong 崩壊) がある。表 4.1 を見ると分かるように、1prong 崩壊における主要な崩壊モードは、1つの荷電パイオンを出すモードである。また、3prong 崩壊における主要な崩壊モードは、3つの荷電パイオンを出すモードである。タウの 1prong 崩壊によって π^\pm が出た場合、 π^\pm が内部飛跡検出器に1本のトラックを残す。また、 π^\pm, π^0 がカロリメータにエネルギーを落とし、ジェットとして観測される。QCD のジェットは多数のハドロンにより構成されるが、タウのジェットは数個のパイオンから構成される。タウがかなりソフトな場合を除けば、それら数個のパイオンは親のタウと collinear になっていると考えられる。よって、タウはカロリメータの狭い範囲にエネルギーを落とすことになり細いジェットとなる。結局、タウは「1本のトラックと、細いジェット」として観測される。一方、タウの 3prong 崩壊によって π^\pm が3つ放出された場合は、「3本のトラックと、細いジェット」として観測される。ジェットと同様の理由で、トラックも狭い範囲に集中する。以降、1prong 崩壊したタウのことを「1P」、3prong 崩壊したタウのことを「3P」と呼ぶことにする。タウの崩壊の際はニュートリノが出るが、ニュートリノは検出器に痕跡を残さないので、再構成されるのはハドロニックな崩壊物のみとなる。

ATLASにおけるタウの再構成のアルゴリズムには、カロリメータの信号を基準にしてタウの再構成を行う tauRec アルゴリズムと、内部飛跡検出器のトラックを基準にしてタウの再構成を行う tau1P3P アルゴリズムの 2 種類がある。それらについて以下に説明する。

4.2 カロリメータの信号を基準にしたタウの再構成

ATLASにおける、カロリメータの信号を基準にしたタウの再構成アルゴリズムを tauRec と呼ぶ。以下の手順で再構成を行う。

1. Cone0.4TopoJets(トポロジカルクラスタリングの条件を通過したセルを用いてコーンアルゴリズム ($\Delta R = 0.4$) で再構成したジェット) の全てを、タウの候補と見なす。
2. Cone0.4TopoJets のシードセルから $\Delta R < 0.3$ にある内部飛跡検出器のトラックを見る。以下の条件を満たしているトラック (qualified track) を 1~3 本持っているジェットを、タウの候補と見なす。

(a) $P_T > 1.0\text{GeV}$

underlying event(SUSY 解析の対象となるようなハードな反応と同時に起こっている、他のパートンのソフトな反応) によるソフトなトラックが大量に存在するため、それらが混ざってしまうのを防ぐために、トラックがある程度以上ハードであることを要求する。

(b) $d_0 < 1.5\text{mm}$

d_0 は、transverse impact parameter と呼ばれる物理量 (図 4.1) であり、トラックを内側 (ビーム軸側) に延長したときの、ビーム軸との最短距離である。 d_0 の分解能は 1mm 程度なので、 d_0 が 0 とコンシステントであることを要求している。トラックがビームの衝突点から来ていることを要求することで、宇宙線のトラックや misreconstructed track などを除いている。また、b-jet は b クォークがセミレプトニック崩壊を起こすことにより途中で方向が変わり、ビームの衝突点から来ないことがあるので、b-jet を除くことも出来る。

(c) $\chi^2/ndf < 3.5$

トラックは、ピクセル検出器、SCT、TRT のヒットをまとめて一つの曲線で fit することによって作られるが、その時の fitting の χ^2/ndf が 3.5 以下であることを要求する。この条件により、fitting の精度の高いトラックのみを選ぶ。

(d) $\#(Pixel + SCT) \geq 6$

ピクセル検出器と CST のヒットの合計が 6 以上という条件である。

(e) $\#(Pixel) \geq 1$

ピクセル 3 層に、最低 1 つのヒットがなければならないという条件である。粒子が内側 (ビーム軸側) から来ていることを要求することで、宇宙線のトラックや misreconstructed track などを除いている。

上記の手順 1、2 で選ばれたタウ候補の中には、QCD ジェットなど、本物のタウでないものも含まれている。そこで、タウ候補の中から QCD ジェットを除くため、対数尤度比を用いたカットをかける。これについては、セクション 4.2.1 で説明する。

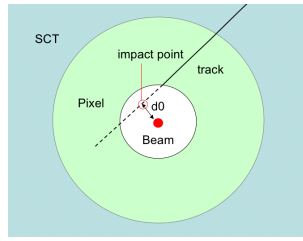


図 4.1: d_0 の定義: 水色の領域は SCT、緑の領域はピクセル検出器、中心の赤点はビーム軸を表す。黒の実線はトラックを表しており、点線はトラックを延長した曲線である。transverse impact parameter は、トラックを延長した曲線とビーム軸との最短距離を表す。また、トラックを延長した曲線上の点のうち、ビーム軸に最も近い点を impact point という。

4.2.1 Likelihood 法によるタウの識別

tauRec アルゴリズムによって選ばれたタウ候補の中から QCD ジェットを除くためには、対数尤度比を用いてカットをかける必要がある。tauRec で用いられる尤度関数は、8 つの変数から計算される。それぞれの変数についてタウの分布を作り、面積を 1 に規格化すると、8 つの確率分布が出来る*。それら 8 つの確率分布を掛け合わせることで、タウの尤度関数 L_τ を作ることが出来る。QCD ジェットについても同様のことをやり、 L_{QCD} を作る。尤度比を Λ とすると、

$$\ln \Lambda = \ln L_\tau - \ln L_{QCD} \quad (4.1)$$

となり、 $\ln \Lambda$ の値が大きいほど、本物のタウである可能性が高いということになる。 $\ln \Lambda$ の分布を図 4.2 に示す。タウと QCD の分布は、low P_T の時の方が若干重なる部分が大きくなっているが、それは、後に見るように、low P_T の時はいくつかの変数でタウと QCD の分布が近づくので、見分けるのが難しくなるためである。ここでは、QCD の信号として QCD multijet を用いた。

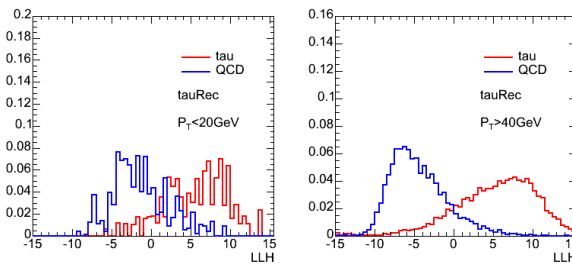


図 4.2: tauRec の対数尤度比の分布: 左図はタウ候補の P_T が低い ($P_T < 20 GeV$) 時、右図は P_T が高い ($P_T > 40 GeV$) 時の分布である。赤がタウ、青が QCD の分布である。それぞれの分布は、面積 1 に規格化してある。

*例えば、 N_{trk} (qualified track の本数) の分布で、 $1 \leq N_{trk} < 2$ のピンに 0.7 個のエントリーがあれば、タウの N_{trk} が 1 となる確率が 70%ということになる。

尤度関数を計算する際に用いられる変数は、以下の8つである。

N_{trk}

トラックの本数。一般に QCD ジェットは多くのトラックを持つが、タウは1本または3本しか持たない。

図 4.3 は、 N_{trk} の分布である。右側が $P_T > 40 GeV$ の分布、左側が $P_T < 20 GeV$ の分布を表している。タウの分布は1~3本に集中しているのが分かる。それに対し、QCD はブロードな分布となっている。タウの場合でも、underlying event から来るソフトなトラックが混ざってしまったり、3本のトラックのうち一本が極めてソフトで2本に見えたりすることがあるので、観測されるトラックは1本、3本ではない場合もある。low P_T の場合は、左図のように QCD ジェットのトラックの本数も減ってくるため、タウとの見分けが難しくなっていることが分かる。

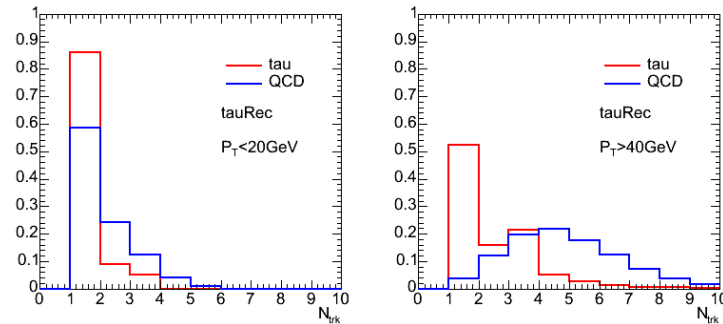


図 4.3: tauRec における N_{trk} の分布: tauRec アルゴリズムによって選ばれたタウ候補について、モンテカルロ情報を用いて本物のタウか QCD かを見分け、タウと QCD の分布を比較した。左図は $P_T < 20 GeV$ の時、右図は $P_T > 40 GeV$ の時の分布である。赤がタウ、青が QCD の分布である。それぞれの分布は、面積 1 に規格化してある。以降の分布についても、同様の手順を用いている。

R_{em}

Electromagnetic radius と呼ばれる量であり、EM カロリメータにおけるジェットの広がり
の程度を表す。計算には、presampler, strip layer, middle layer のセルのみ用いる。

タウ候補を構成する EM セルが N 個あるとする。そのうちの X 番目のセルの η, ϕ, E_T をそれぞれ $\eta^{cellX}, \phi^{cellX}, E_T^{cellX}$ とする。

次に、 $\eta^{bctrk}, \phi^{bctrk}$ という量を定義する。タウ候補に属するトラックが K 本 (1P の時は $K = 1$ 、
3P の時は $K = 3$) あるとして、 j 番目のトラックの η, ϕ, P_T をそれぞれ η^j, ϕ^j, P_T^j とすると、
 $\eta^{bctrk}, \phi^{bctrk}$ は以下の式で表される。

$$\eta^{bctrk} = \frac{\sum_{j=1}^K P_T^j \eta^j}{\sum_{j=1}^K P_T^j} \quad (4.2)$$

$$\phi^{bctrk} = \frac{\sum_{j=1}^K P_T^j \phi^j}{\sum_{j=1}^K P_T^j} \quad (4.3)$$

ここで、 ΔR^{cellX} を以下の式で定義する。

$$\Delta R^{cellX} = \sqrt{(\eta^{cellX} - \eta^{bctrk})^2 + (\phi^{cellX} - \phi^{bctrk})^2} \quad (4.4)$$

$\Delta R^{cellX}, E_T^{cellX}$ を用いると、 R_{em} は以下の式で表される。

$$R_{em} = \frac{\sum_{X=1}^N \Delta R^{cellX} \cdot E_T^{cellX}}{\sum_{X=1}^N E_T^{cellX}} \quad (4.5)$$

タウジェットは細いので、QCD ジェットに比べてタウの R_{em} の値は小さくなる。

図 4.4 は、 R_{em} の分布である。右図を見ると、タウの方が R_{em} が小さくなっていることが分
かる。ただし、左図を見ると分かるように、low P_T の時はタウがブーストしていないため、タ
ウジェットが広がりやすくなってしまい、QCD との区別が難しくなる。

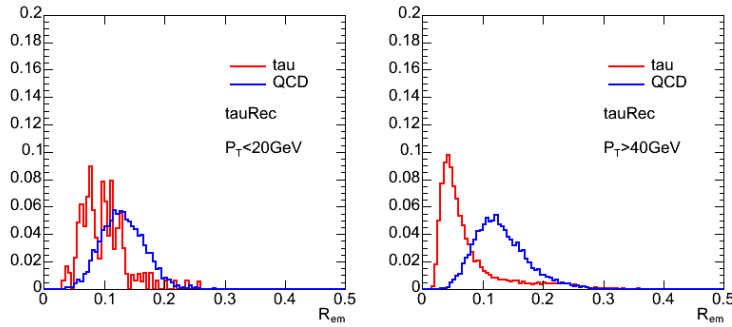


図 4.4: tauRec における R_{em} の分布

$fracE_T^{R12}$

$0.1 < \Delta R < 0.2$ の範囲 (図 4.5 の緑色の領域) に落ちている E_T の、全体 ($\Delta R < 0.2$) の E_T に対する比。計算には、presampler, EM カロリメータ 3 層、ハドロンカロリメータの全てのセルを用いる。タウ候補を構成するセルが N 個あるとして、そのうち X 番目のセルの E_T を E_T^{cellX} とする。式 4.4 で定義された ΔR^{cellX} を用いると、 $fracE_T^{R12}$ は以下の式で定義される。

$$fracE_T^{R12} = \frac{\sum_{X=1}^N E_T^{cellX} (\Delta R^{cellX} < 0.2) - \sum_{X=1}^N E_T^{cellX} (\Delta R^{cellX} < 0.1)}{\sum_{X=1}^N E_T^{cellX} (\Delta R^{cellX} < 0.2)} \quad (4.6)$$

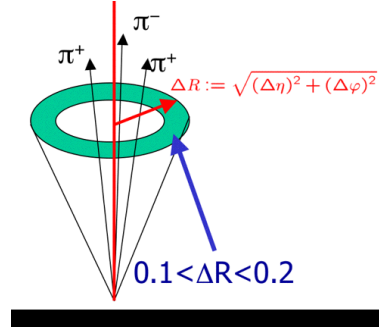


図 4.5: $fracE_T^{R12}$ は、0.2 のコーン全体と緑色の部分のエネルギーの比である。

タウジェットは周囲とカラーのコネクションが無く、細い範囲にエネルギーを落とす。そのため、OCD ジェットに比べて $fracE_T^{R12}$ の値は小さくなる。

図 4.6 は、 $fracE_T^{R12}$ の分布である。low P_T の時も high P_T の時も、タウの $fracE_T^{R12}$ の方が低くなっている。

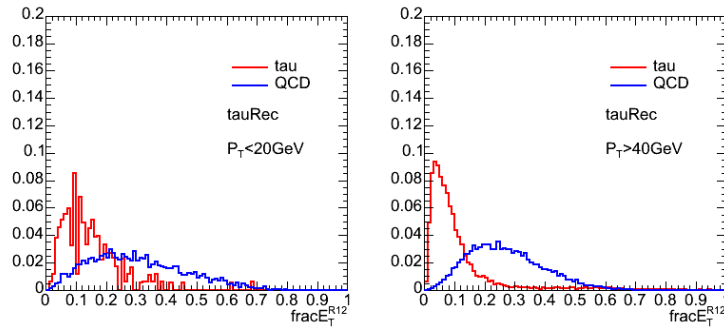


図 4.6: tauRec における $fracE_T^{R12}$ の分布

W_{strips}

EM strip layer におけるジェットの広がり の程度を表す。

タウ候補を構成するストリップが N 個あるとして、 X 番目のストリップの η , E_T を η^{stripX} , E_T^{stripX} とする。 R_{em} の項目で定義した η^{bctrk} を用いて、 $\Delta\eta^{stripX}$ を以下のように定義する。

$$\Delta\eta^{stripX} = \eta^{stripX} - \eta^{bctrk} \quad (4.7)$$

$\Delta\eta^{stripX}$, E_T^{stripX} を用いると、 W_{strips} は以下のように定義される。

$$W_{strips} = \frac{\sum_{X=1}^N (\Delta\eta^{stripX})^2 \cdot E_T^{stripX}}{\sum_{X=1}^N E_T^{stripX}} - \frac{\sum_{X=1}^N (\Delta\eta^{stripX} \cdot E_T^{stripX})^2}{(\sum_{X=1}^N E_T^{stripX})^2} \quad (4.8)$$

図 4.7 は、 W_{strips} の分布である。タウジェットは細いので、QCD ジェットに比べてタウの W_{strips} の値は小さくなる。

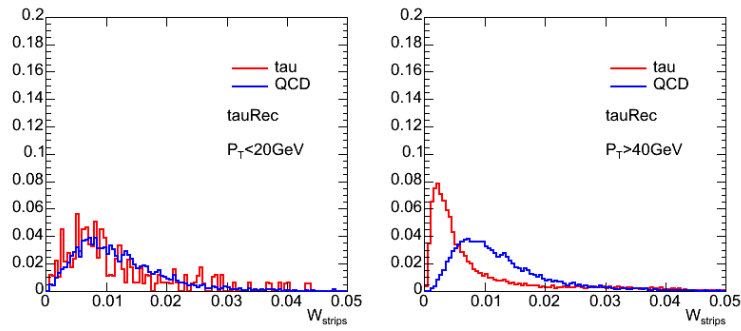


図 4.7: tauRec における W_{strips} の分布

N_{strips}

strip layer における、 $E_T > 0.2\text{GeV}$ のセルの数。

図 4.8 は、 N_{strips} の分布である。タウの分布には、0 付近にピークが立っていることが確認出来る。これは、生成物に π^0 を含まないタウの崩壊に対応している。そのため、上記の崩壊をしたタウを QCD と区別することが出来る。

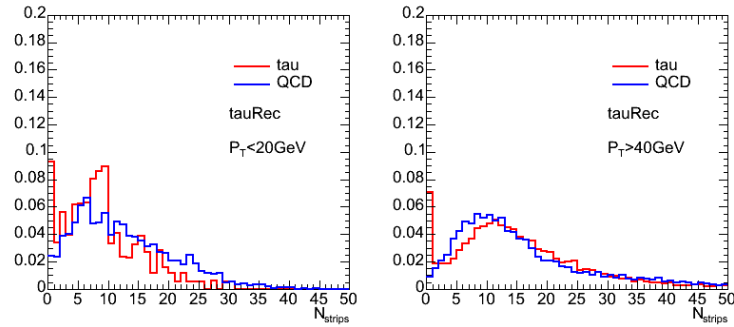


図 4.8: tauRec における N_{strips} の分布

タウ候補の電荷

荷電粒子のトラックは、磁場によって ϕ 方向に曲げられる。正電荷の粒子と負電荷の粒子では曲がる向きが逆なので、曲がる向きを見ることで電荷の符号を知ることが出来る。タウ候補の電荷は、そのようにして得られたトラックの電荷を合計することで得られる。

タウの電荷は ± 1 なので、タウの電荷の分布は ± 1 にピークが出来ると考えられる。図 4.9 は電荷の分布である。タウは ± 1 にピークが立っているのに対し、QCD はブロードな分布となっている。

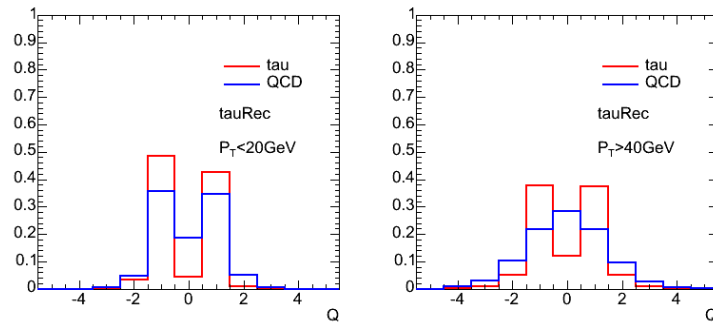


図 4.9: tauRec における、タウ候補の電荷の分布

d_0

セクション 4.2 の前半で説明したように、 d_0 が 0 とコンシステントであることを要求することで、b-jet や宇宙線などを除くことが出来る。

図 4.10 は、 d_0 の分布である。

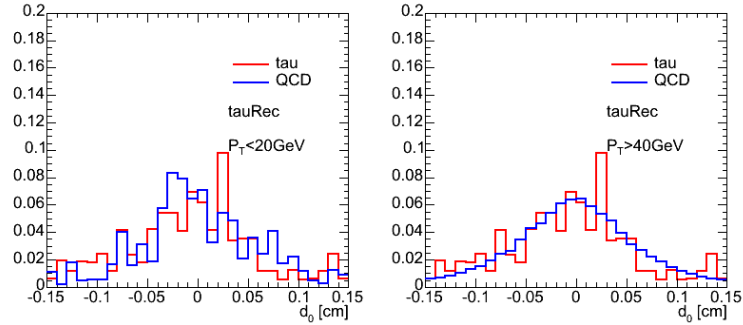


図 4.10: tauRec における d_0 の分布

E_T/P_T^1

タウ候補全体の E_T と leading track の P_T の比。leading track の P_T を P_T^1 とすると、 E_T/P_T^1 で表される。タウジェットはleading track が多くのエネルギーを運んでいるため、タウの E_T/P_T^1 の値は 1 に近くなる。それに対して QCD ジェットは多くのトラックが分散してエネルギーを運んでいるため、ブロードな分布となる。

図 4.11 は、 E_T/P_T^1 の分布である。タウは 1 付近にピークが立っているのに対し、QCD はブロードな分布となっている。

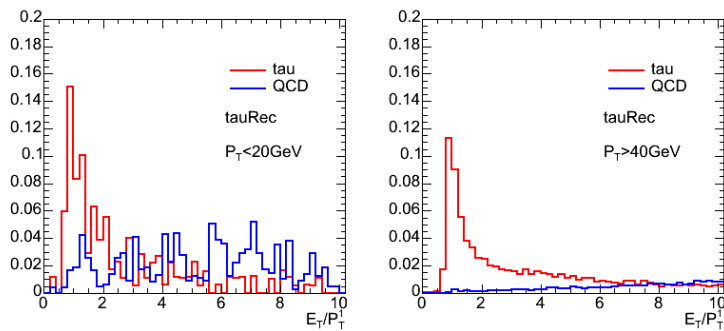


図 4.11: tauRec における E_T/P_T^1 の分布

4.2.2 tauRec におけるエネルギー再構成

tauRec においては、タウのエネルギーはジェットと同様に、H1 style キャリブレーション(セクション 3.1.1 参照)によって計算されている。

4.3 内部飛跡検出器のトラックを基準にしたタウの再構成

内部飛跡検出器のトラックの情報を基準にタウを再構成するのが、tau1P3P アルゴリズムである。まず、以下の手順によって、タウの候補を選ぶ。

1. 内部飛跡検出器のトラックに対して、以下のような条件を掛け、通過するトラックを qualified track とする。このようなセレクションをかける理由は、セクション 4.2 の tauRec の場合と同様である。
 - (a) $d_0 < 1.0mm$
 - (b) $\#(Pixel + SCT) > 9$
 - (c) $\#(TRT) > 10$
 - (d) $\chi^2/ndf < 1.7$
2. qualified track のうち、 $P_T > 9GeV$ で、その周囲 $\Delta R < 0.2$ に存在する $P_T > 1GeV$ の他の qualified track が 2 本以下であり、かつそれら近隣のトラックよりもハードであるものを leading track とする。このとき、leading track の周囲の qualified track の本数が 0 本の場合は 1P、2 本の場合は 3P の候補となる。

1、2 で選ばれたタウの中には、QCD ジェット等、本物のタウでないものが含まれているので、さらにセレクションをかけることにより、QCD ジェットを除く。

セレクションのかけ方には、Neural Net、PDERS、カットによる識別の 3 通りがある。まず、Neural Net について説明する。

4.3.1 Neural Net

Neural Net とは、Neural Network を用いてタウと QCD を見分ける方法である。

Neural Network は、タウの物理量を入力するインプトレイヤーと、結果を出力するアウトプトレイヤーを持ち、その間にいくつかのレイヤーが存在する。それぞれのレイヤーは、1 つまたは複数のニューロンで構成される。

まず、タウ候補の変数 (R_{em} 等) の値 y_k を、インプトレイヤーのニューロンに入力する。インプトレイヤーのニューロンは変数の数だけあり、1 つのニューロンに 1 つの変数を入力する。各ニューロンは、変数の値を w_{jk} の重みを付けて足し、同時に定数 θ_j も足す。この値を Z_j とする。

$$Z_j = \sum_{k=1}^N w_{jk} y_k + \theta_j \quad (4.9)$$

各ニューロンの出力 z_j は Z_j の関数になっていて、 $z_j = a(Z_j) = \frac{1}{1 + \exp\{-Z_j\}}$ と表される。 $a(x)$ はロジスティック関数と呼ばれている。各ニューロンは z_j の値を計算して、次のレイヤーのニューロンにその値を渡す。アウトプトレイヤーは 1 つのニューロンから成っており、そこから出力された値 $z_j = X_{NN}$ が最終的な結果である。 X_{NN} は 0 から 1 までの値を取り、1 に近いほどタウらしい、0 に近いほど QCD らしいということになる。

w_{jk}, θ_j の値は、学習によって決められる。

実際の実験データからタウの信号、QCD の信号を取り出して Neural Net にインプットし、以下に示される E が最小になるように w_{jk}, θ_j を決める。

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (X_{NN}^i - t^i)^2 \quad (4.10)$$

ここで、 X_{NN}^i は i 番目の信号を入力したときの X_{NN} の値、 t^i は X_{NN}^i の理想的な値とする。即ち、インプットがタウの信号の時は $t^i = 1$ 、QCD の信号の時は $t^i = 0$ と設定する。

ATLAS の場合、NN に用いられる変数は、以下の 10 個である。

1. R_{em} : EM カロリメータにおけるジェットの広がりの程度
2. N_{strips} : EM strip layer における $E_T > 0.2 GeV$ のヒットの数
3. W_{strips} : EM strip layer におけるジェットの広がりの程度
4. タウ候補の電荷
5. $E_T^{chgHAD} / P_T^{track}$: ハドロンカロリメータの E_T の和と、トラックの P_T の和の比
6. $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD}) / E_T^{calo}$: isolation 条件
7. タウ候補の不変質量
8. $N_{AssocTracksIsol}$: isolation region のトラックの本数
9. $M_{trk}(3P \text{ のみ})$: トラック 3 本の不変質量に相当するもの
10. $R_{trk}(3P \text{ のみ})$: トラック 3 本の広がりの程度

以下は、各変数の説明である。tauRec の Likelihood と重複している変数については、説明を省略する。その他の変数の分布については、1P は付録の図 C.3、C.4 に、3P の場合の分布は付録の図 C.5 と図 C.6 にある。

$N_{AssocTracksIsol}$

シードトラックから $0.2 < \Delta R < 0.4$ (isolation 領域) の範囲のトラックの本数。

図 4.12 は、 $N_{AssocTracksIsol}$ の分布である。タウジェットは細く、トラックの本数も少ないので、QCD に比べると小さい値となっている。

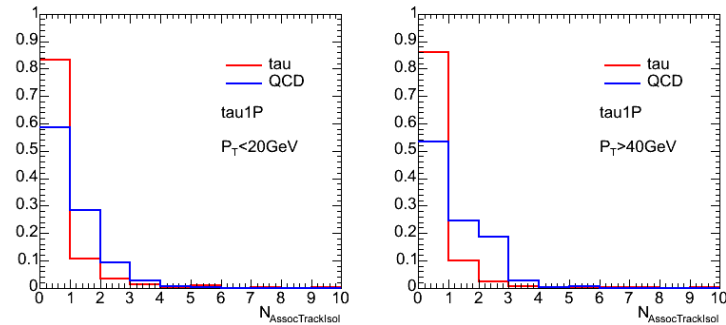


図 4.12: tau1P3P における 1P タウ候補の $N_{AssocTracksIsol}$ の分布: tau1P3P によって選ばれた 1P のタウ候補について、tauRec のときと同様の手順でタウと QCD の分布を比較した。

$E_T^{chgHAD} / P_T^{track}$

シードトラックから $\Delta R < 0.2$ のハドロンカロリメータの E_T の和と、トラックの P_T の和との比。

荷電粒子のエネルギーの何割がハドロンカロリメータに落ちたかを表す量となる。エネルギー分解能等を見れば、1 以下の値を取るはずである。

トラックの P_T とカロリメータの E_T を照合することで、トラックとクラスターのマッチングが正しいか、エネルギーが正しく評価されているかなどを確認出来る。

図 4.13 は、 $E_T^{chgHAD} / P_T^{track}$ の分布である。

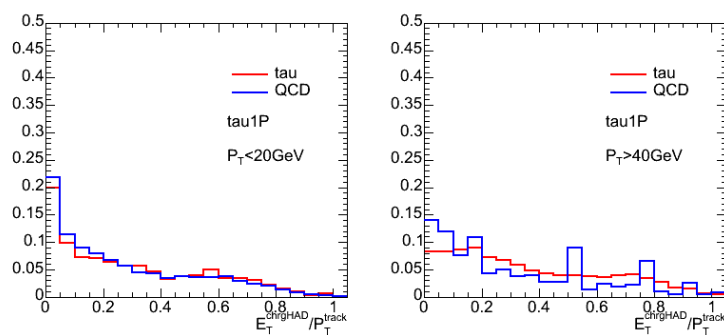


図 4.13: tau1P3P における 1P 候補の $E_T^{chgHAD} / P_T^{track}$ の分布

$$(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$$

isolation 条件である。isolation 領域 ($0.2 < \Delta R < 0.4$) の E_T と、全体 ($\Delta R < 0.2$) の E_T の比。計算には、EM、ハドロンカロリメータ両方を用いる。

図 4.14 は、 $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ の分布である。

タウジェットは細く、周囲とカラーのコネクションも無いので、isolation 領域に落ちるエネルギーは少ない。そのため、QCD ジェットに比べて値が小さくなっている。

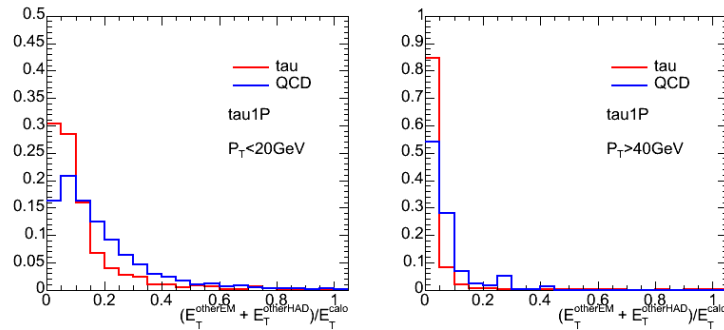


図 4.14: tau1P3P における 1P 候補の $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ の分布

タウ候補の不変質量

tau1P3P におけるタウのエネルギー再構成アルゴリズムについてはセクション 4.3.4 で説明するが、ここでは、そのアルゴリズムによって再構成されたエネルギーを E_{reco} とする。トラックの運動量 (3P の場合はトラックの運動量の vector sum) を (P_X, P_Y, P_Z) とすると、タウ候補の不変質量 M_{inv} は以下の式で表される。

$$M_{inv} = \sqrt{E_{reco}^2 - P_X^2 - P_Y^2 - P_Z^2} \quad (4.11)$$

タウの質量は 1.7GeV だが、タウの崩壊によって生じたニュートリノが運ぶエネルギーは無視されるので、再構成されたタウの不変質量は 1.7GeV 以下になるはずである。

図 4.15 は、 M_{inv} の分布である。タウの不変質量は 1.7GeV 以下になっていることが分かる。一方 QCD は、右図で見られるように、1.7GeV 以上の領域にも分布がある。

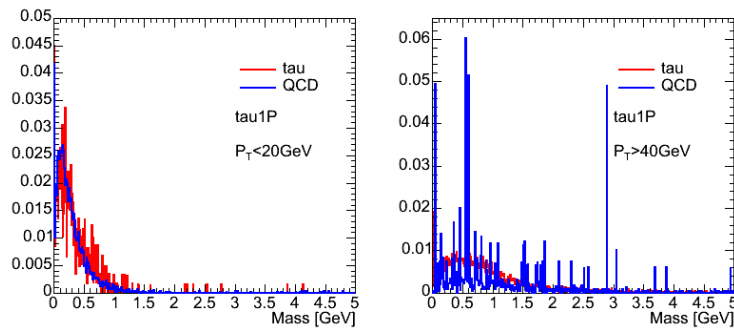


図 4.15: tau1P3P における 1P 候補の不変質量の分布

M_{trk} (3P のみ)

3本のトラックのうち、 i 番目のトラックの P_T , η , ϕ をそれぞれ P_T^i , η^i , ϕ^i と定義する。 P_X , P_Y , P_Z , E を以下のように定義する。

$$P_X = \sum_{i=0}^3 P_T^i \cos \phi^i \quad (4.12)$$

$$P_Y = \sum_{i=0}^3 P_T^i \sin \phi^i \quad (4.13)$$

$$P_Z = \sum_{i=0}^3 P_T^i \sinh \eta^i \quad (4.14)$$

$$E = \sum_{i=0}^3 P_T^i \cosh \eta^i \quad (4.15)$$

$$(4.16)$$

P_X , P_Y , P_Z , E を用いて、 M_{trk} は以下のように定義される。

$$M_{trk} = \sqrt{E^2 - P_X^2 - P_Y^2 - P_Z^2} \quad (4.17)$$

この変数は、3P の時のみ用いられる。

図 4.16 は、 M_{trk} の分布である。low P_T のタウの分布については、統計が不足しているためにエラーが大きくなっている。 $Mass$ の時と同様の理由で、タウは 1.7GeV 以下になっているのに対し、QCD は 1.7GeV 以上にも分布がある。

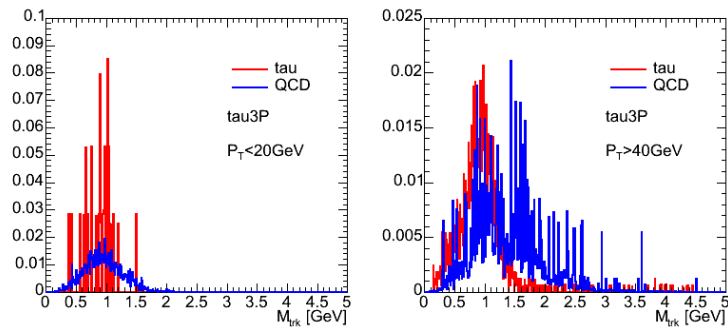


図 4.16: tau1P3P における 3P 候補の M_{trk} の分布

R_{trk} (3Pのみ)

トラックの広がり程度を表す。

3本のトラックのうち、X番目のトラックの P_T を P_T^{trkX} とする。また、式4.4で出てきた η^{bctrk} , ϕ^{bctrk} を用いて、 ΔR_{trkX} を以下のように定義する。

$$\Delta R_{trkX} = \sqrt{(\eta^{trkX} - \eta^{bctrk})^2 + (\phi^{trkX} - \phi^{bctrk})^2} \quad (4.18)$$

P_T^{trkX} と ΔR_{trkX} を用いると、 R_{trk} は以下のように定義される。

$$R_{trk} = \frac{\sum_{X=1}^3 (\Delta R_{trkX})^2 \cdot P_T^{trkX}}{\sum_{X=1}^3 P_T^{trkX}} - \frac{\sum_{X=1}^3 (\Delta R_{trkX} \cdot P_T^{trkX})^2}{(\sum_{X=1}^3 P_T^{trkX})^2} \quad (4.19)$$

式4.8と似ているが、 $\Delta\eta$ でなく ΔR を各トラックの P_T の重みを付けて足している。本章の冒頭で説明したように、タウジェットと同様タウのトラックも狭い範囲に集中するので、タウの方が R_{trk} が小さくなる。図4.17は、 R_{trk} の分布である。

右図を見ると、タウの方が値が小さくなっているのが分かる。

左図を見ると、low P_T の時は分布にあまり差がないことが分かるが、これは、タウがブーストしていない場合はトラックが広がりやすくなるためである。

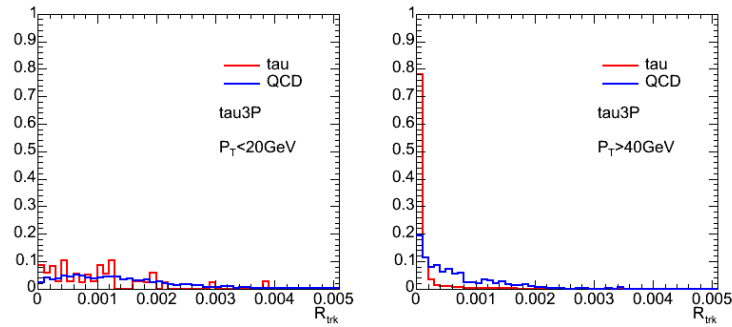


図 4.17: tau1P3Pにおける3P候補の R_{trk} の分布

Neural Net によるセレクションの結果を、図 4.18 に示す。ここでは、QCD の信号として QCD multijet を用いた。Neural Net は、セクション 4.3.2、4.3.3 で述べる他の 2 つの方法よりもパフォーマンスが良いため、本研究では Neural Net を用いている。

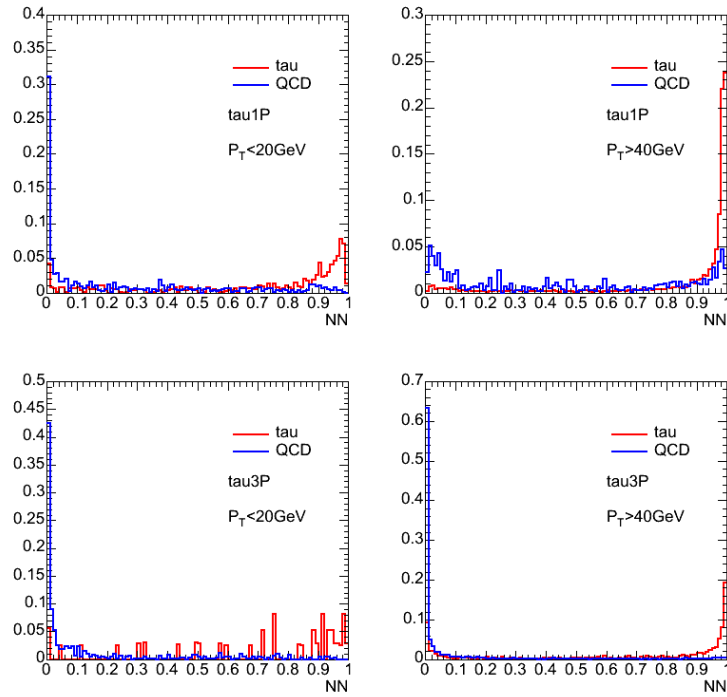


図 4.18: タウ候補の NN の分布: 赤がタウ、青が QCD の分布である。左上の図は、 $P_T < 20\text{GeV}$ のときの 1P タウ候補の NN 分布、右上の図は、 $P_T > 40\text{GeV}$ のときの 1P タウ候補の NN 分布、左下の図は、 $P_T < 20\text{GeV}$ のときの 3P タウ候補の NN 分布、右下の図は、 $P_T > 40\text{GeV}$ のときの 3P タウ候補の NN 分布である。それぞれの分布は、面積 1 に規格化してある。

4.3.2 PDE-RS

PDE-RS(Probability Density Estimation function with Range Searching algorithm) は、タウを特徴づける複数の変数で位相空間を作り、タウ候補が本物のタウである確率を、その位相空間上の確率密度分布として表すものである。 $N_{trk} = 1$ のとき、本研究では以下の位相空間を用いる。

$$\vec{x} = \left(N_{strips}, W_{strips}, \text{frac}E_T^{R12}, R_{em}, \frac{E_T^{chrgHAD}}{P_T \text{track}}, \frac{E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD}}{E_T^{calo}}, M_{inv}, N_{AssocTracksIsol} \right) \quad (4.20)$$

$N_{trk} = 3$ のときは、さらに M_{trk}, R_{trk} を追加する。式 4.20 の位相空間を微小な体積 V に区切り、各 V の中に入っているタウと QCD のイベント数の比から確率密度分布を作る。具体的には、ある微小体積 $V(\vec{x})$ の中に入っているタウのイベント数を n_s 、QCD のイベント数を n_b とすると、 $V(\vec{x})$ 内のある点 \vec{x}_0 における確率密度は、

$$D(\vec{x}_0) = \frac{n_s}{n_s + c \cdot n_b} \quad (4.21)$$

となる。 c は定数で、 $\int D(\vec{x}) d\vec{x} = 1$ となるように定められる。このようにして作った確率密度分布を用いれば、タウ候補の位相空間上の座標を見ることで、それが本物のタウである確率を導くことが出来る。

PDE-RS によるセレクションの結果を図 4.19 に示す。また、縦軸を対数にして見やすくした分布を図 4.20 に示す。ここでは、QCD の信号として QCD multijet を用いた。図 4.18 の Neural Net と比べるとパフォーマンスが悪いので、本研究では用いない事とする。

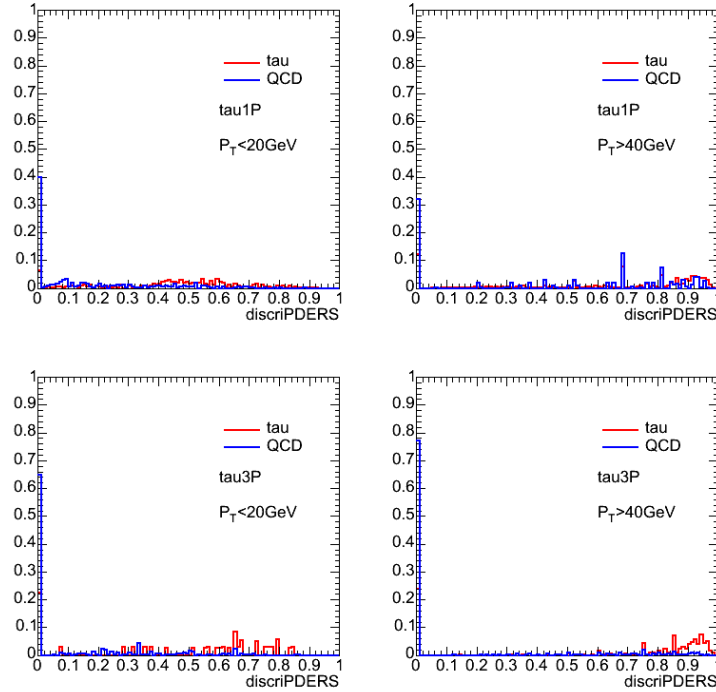


図 4.19: タウ候補の PDE-RS の分布: 図の形式は図 4.18 と同様である。

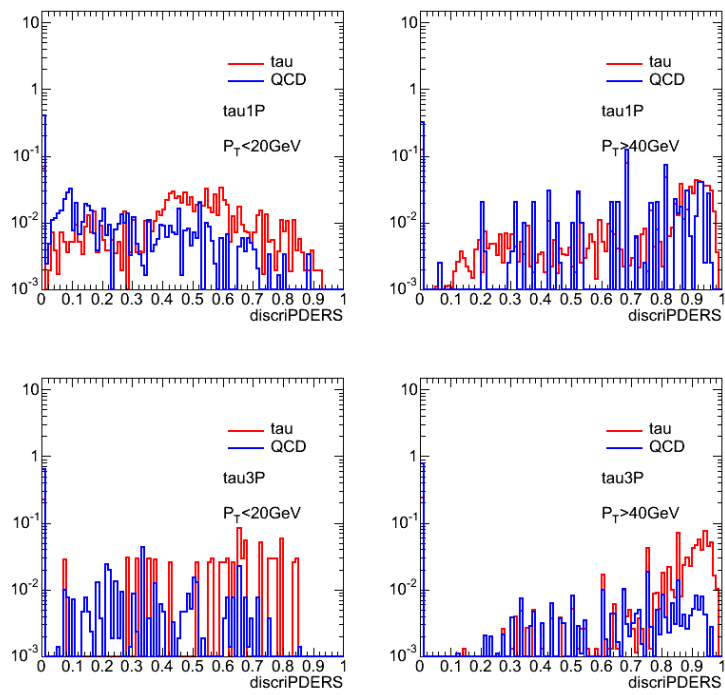


図 4.20: タウ候補の PDE-RS の分布 (片対数)

4.3.3 カットによるタウの識別

タウを特徴付ける複数の変数について、それぞれ独立にタウを enhance するようなカットを決め、それらのカットを全て通過したタウ候補をタウと ID するという方法である。

NN や PDERS と違い、この方法での判定の結果は bool 値 (通ったか、通ってないか) となる。本研究では以下の変数を用いる。

1. $E_T^{chrgHAD}/P_T^{track}$
2. $N_{AssocTracksIsol}$
3. M_{inv}
4. R_{em}
5. N_{strips}
6. W_{strips}
7. $fracE_T^{R12}$
8. $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$
9. R_{trk}

セクション 4.2.1、4.3.1 で見たように、タウと QCD の分布が大きく異なる変数は少ないので、この方法でタウと QCD を見分けるのは難しい。後に、セクション 4.5 においてタウの再構成アルゴリズムのパフォーマンス比較を行うが、その際に用いたカットの値を表 4.2 にまとめる。セクション 4.5 で述べるように、カットによる識別はパフォーマンスが良くないので、本研究では用いない。カットによる識別を用いた場合に研究の結果がどう変わるかについては、第 7 章で系統誤差として評価した。

表 4.2: 各変数のカットの値: これらの値以下 (\leq) であれば、カットを通過する。

変数	1P $P_T < 30GeV$	1P $P_T > 30GeV$	3P $P_T < 30GeV$	3P $P_T > 30GeV$
N_{strips}	10	12	10	10
W_{strips}	0.001	0.001	0.002	0.002
$fracE_T^{R12}$	0.6	0.3	0.5	0.4
R_{em}	0.12	0.08	0.15	0.1
$E_T^{chrgHAD}/P_T^{track}$	1.0	1.0	1.0	1.0
R_{trk}	-	-	0.002	0.002
M_{trk}	1.8	1.8	1.8	1.8
$\frac{E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD}}{E_T^{calo}}$	0.15	0.1	0.30	0.1
M_{inv}	1.8	1.8	1.8	1.8
$N_{AssocTracksIsol}$	1	1	1	1

4.3.4 tau1P3P におけるエネルギー再構成

tau1P3P におけるエネルギー再構成は、Energy flow アルゴリズムによって行われる。

基本的には π^0 のエネルギーは EM カロリメータに落ち、 π^\pm のエネルギーは EM、ハドロンカロリメータの両方に落ちる。よって、EM カロリメータのエネルギーと、ハドロンカロリメータのエネルギーを足せばタウのエネルギーを再構成出来るはずである。しかし、Energy flow では、カロリメータの E_T の代わりにトラックの P_T を用いて π^\pm の E_T を評価している。セクション 2.2.2 で見たように、内部飛跡検出器の P_T の分解能は $P_T \sim 100\text{GeV}$ で 3%程度であり、ハドロンカロリメータの 10%程度と比べると高い精度で測れるので、このような事をしていいる。ただし、補正項を加える必要がある。補正項については、セクション 4.3.5 で説明する。再構成したエネルギー E_T^{eflow} は次の式によって表される。

$$E_T^{eflow} = E_T^{emcl} + E_T^{neuEM} + \Sigma P_T^{track} + \Sigma res E_T^{chrgEMtrk} + res E_T^{neuEM} \quad (4.22)$$

個々の項は以下のような量である。

1. E_T^{emcl} : presampler, strip layer, middle layer の EM セルの中で、以下の条件を満たすものの E_T の和。 π^0 の E_T に相当する。
 - $E_T > 0.2\text{GeV}$ (ノイズを除くための条件)
 - qualified track から isolate されている。つまり、qualified track の impact point (図 4.1 参照) から $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0375 \times 0.0375$ (middle layer)、 $\Delta\eta < 0.01$ (strip layer) の範囲の外にある。
 - ハドロンカロリメータへのエネルギー漏れが無い。つまり、後方のハドロンカロリメータのセルの E_T を $E_T^{HADcell}$ としたとき、 $E_T^{HADcell} / E_T^{EMcell} < 0.1$ である。
2. E_T^{neuEM} : セクション 4.3.5 参照。
3. ΣP_T^{track} : qualified track の P_T の和。 π^\pm の E_T に相当する。
4. $\Sigma res E_T^{chrgEMtrk} + res E_T^{neuEM}$: 補正項。補正項については、セクション 4.3.5 で説明する。

4.3.5 補正項 $\Sigma res E_T^{chgEMtrk} + res E_T^{neuEM}$ について

式 4.22 には、以下の二つの理由で補正が必要である。

- π^0 のシャワーのエネルギーがハドロンカロリメータへ漏れ出した場合、 π^0 のエネルギーが過小評価されてしまう。
- EM カロリメータで π^\pm のシャワーが π^0 のシャワーと重なった場合、 π^0 のエネルギーが過大評価されてしまう。

補正のために使われるのは以下の量である。

- $E_T^{chgEMtrk}$: トラックとオーバーラップしている、つまり qualified track の impact point(図 fig:d0) から $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0375 \times 0.0375$ の範囲内にある EM セルの E_T の和。sampling, EM3 層の全てについて足し上げる。 π^0 のエネルギーのうち π^\pm のシャワーとオーバーラップしている可能性のあるものと、EM カロリメータに落ちた π^\pm のエネルギーに相当。
- E_T^{neuEM} : E_T^{emcl} 、 $E_T^{chgEMtrk}$ 以外で、leading track から $\Delta R < 0.2$ にある EM セルの E_T の和。sampling, strip layer, middle layer について足し上げる。EM カロリメータに落ちた π^\pm のエネルギーの一部、 π^0 のエネルギーの一部に相当。

補正式の導出は、D. Froidevaux [15] に詳細が載っている。ここでは、結果のみを書く。補正式は、 π^0 のシャワーと π^\pm のシャワーの重なり程度によって以下の 3 通りに場合分けされる。 P_T^1 は、leading track の P_T である。 $E_T^{chgEM01}$ は、トラックの周囲 $\Delta R < 0.0375$ の範囲の EM presampler と strip layer に落ちたエネルギーの合計であり、 E_T^{chgHAD} は、トラックの周囲 $\Delta R < 0.0375$ の範囲のハドロンカロリメータに落ちたエネルギーの合計である。

- Category(A): $E_T^{chgEM01}/P_T^1 < 0.05$
leading track の P_T に比べて、その周囲の presampler, strip layer に落ちたエネルギーが小さい場合。初期の段階で π^\pm のシャワーは起きておらず、 π^\pm のシャワーと π^0 のシャワーは殆どオーバーラップしていない。
- Category(B): $E_T^{chgEM01}/P_T^1 > 0.05$ and $E_T^{chgHAD}/P_T^{track} > 0.40$
leading track の P_T に比べて、その周囲の presampler, strip layer に落ちたエネルギーが大きく、ハドロンカロリメータに落ちたエネルギーも大きい場合。 π^\pm のシャワーと π^0 のシャワーは、EM back layer でオーバーラップしていると考えられる。
- Category(C): $E_T^{chgEM01}/P_T^1 > 0.05$ and $E_T^{chgHAD}/P_T^{track} < 0.40$
leading track の P_T に比べて、その周囲の presampler, strip layer に落ちたエネルギーが大きく、ハドロンカロリメータに落ちたエネルギーは小さい場合。初期の段階で π^\pm のシャワーが始まっていて、 π^\pm のシャワーと π^0 のシャワーは全体的にオーバーラップしている。

1P の場合の補正式を表 4.3 に、3P の場合の補正式を表 4.4 に示す。

正の項は π^0 のエネルギーの過小評価の補正、負の項は π^0 のエネルギーの過大評価の補正に対応している。 $E_T^{chgEM01}$ は、EM presampler と strip layer に落ちたエネルギーの合計である。

表 4.3: 1P タウの補正式

category	$resE_T^{chgEMtrk}$	$resE_T^{neuEM}$
(A)	$E_T^{chgEM} - 0.7 \cdot P_T^{track}$ or 0 if negative	0
(B)	$\min(2.5 \cdot E_T^{chgEM01}, E_T^{chgEM})$	0
(C)	$E_T^{chgEM} - 0.65 \cdot P_T^{track}$ or 0 if negative	$-0.1 \cdot P_T^{track}$ or 0 if $(E_T^{neuEM} + resE_T^{neuEM}) < 0$

表 4.4: 3P タウの補正式

category	$resE_T^{chgEMtrk}$	$resE_T^{neuEM}$
(A)	$E_T^{chgEM} - 0.7 \cdot P_T^{track}$ or 0 if negative	$\max(-0.1 \cdot \sum P_T^{track}, -E_T^{neuEM})$
other	0	$\max(-0.1 \cdot \sum P_T^{track}, -E_T^{neuEM})$

4.4 電子やミューオンからの fake を除く方法 (lepton veto)

電子、ミューオンはタウと ID されやすい。tauRec の Likelihood や tau1P3P の NN 等は、主に QCD からの fake を除くために用いるものなので、電子、ミューオンからの fake を除くためのセレクションを別にかける必要がある。電子からの fake を防ぐセレクションを electron veto、ミューオンからの fake を防ぐセレクションを muon veto と呼ぶ。また、これら 2 つを合わせて lepton veto と呼ぶ。

本研究では、電子、ミューオンを veto するために、タウ候補に以下の条件を課した。

electron veto:

- $|\eta| < 1.7$ のタウについて、 $\min(N_{TRTHigh}/N_{TRTLow}) < 0.2$ を要求
- クラック領域 ($1.45 < |\eta| < 1.52$) の 1P タウは使わない
- overlap removal ($\Delta R(\tau, e) < 0.2 \rightarrow e$ を選ぶ)

muon veto:

- $E_T^{EM} > 5\text{GeV}$

electron veto の最初の条件の $N_{TRTHigh}/N_{TRTLow}$ というのは、各トラックの TRT の High Threshold Hit(セクション 2.2.2 参照) と、Low Threshold Hit との比である。この値は各トラック毎に定義されるので、その中で最小のもの値 (1P の場合はもともとトラックが 1 本しかない) の、そのトラックの値) が 0.2 以下であることを要求している。電子は High Threshold Hit が多いため、このようなセレクションをかける。

また、セクション 4.2、4.3 で見たように、タウの ID にはカロリメータの情報が多く用いられるが、クラック領域 (セクション 2.2.5 参照) ではカロリメータの前に多くの物質があるため、測定精度が悪くなってしまふ。そのため、クラック領域の 1P タウは用いないこととした。3P タウはトラックが 3 本あり、トラックが 1 本の電子と区別しやすいので、クラック領域のものも用いている。

また、電子がタウと間違われることはあるが、逆は基本的にないため、再構成された電子とタウがオーバーラップした場合は、電子の方を優先している。モンテカルロの 1P タウと、再構成されたタウとの ΔR の分布を図 4.21 に示す。また、3P の場合を図 4.22 に示す。

図より ΔR は最大 0.1 程度であることが分かるが、セクション 4.2、4.3 で見たように、タウの再構成は $\Delta R = 0.2$ で行っているため、オーバーラップしているかどうかの基準は $\Delta R = 0.2$ とした。

muon veto については、ミューオンは MIP としてカロリメータを通過するため、カロリメータにあまりエネルギーを落とさないことから、EM カロリメータに 5GeV 以上の E_T を落としていることを要求している。

本研究では、tau1P3P を用いる時は electron, muon veto の両方をかけ、tauRec を用いる時は electron veto のみをかけている。

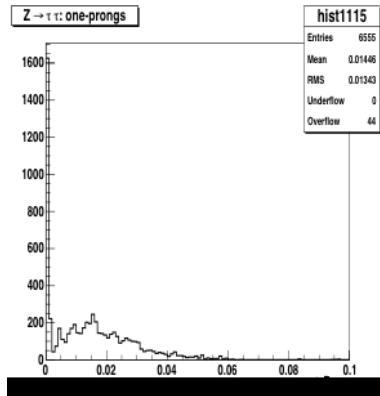


図 4.21: ΔR (モンテカルロの 1P タウ, 再構成された 1P タウ) の分布

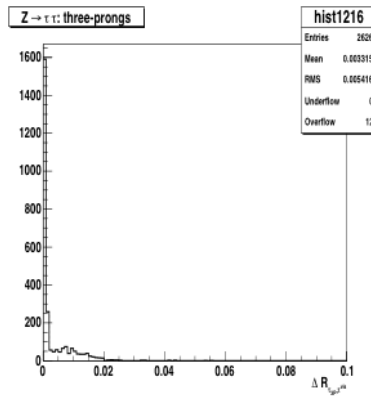


図 4.22: ΔR (モンテカルロの 3P タウ, 再構成された 3P タウ) の分布

4.5 タウ再構成アルゴリズムのパフォーマンス

4.5.1 efficiency と fake の割合

タウの再構成アルゴリズムのパフォーマンスを確認する。図 4.23 はタウの efficiency(タウの何割をタウとして正しく ID 出来るか)、図 4.24 はタウの fake ratio(ジェットをタウに間違える確率)である。タウの信号としては、Full simulation の $W \rightarrow \tau \nu$ イベントのタウを用いた。青のプロットを見ると、efficiency は $P_T \sim 40\text{GeV}$ で約 30%となっている。また、fake ratio は 1%程度となっており、ソフトになるほど fake ratio が高くなるのが分かる。どのアルゴリズムも $P_T < 20\text{GeV}$ では efficiency が低くなっているが、これは、ソフトな領域ではセレクションを厳しくしているためである。ソフトな領域には QCD ジェットが大量に存在するので、fake ratio があまり大きくななくても大量の fake tau が発生してしまう。そのため、セレクションを厳しくして fake を防いでいる。

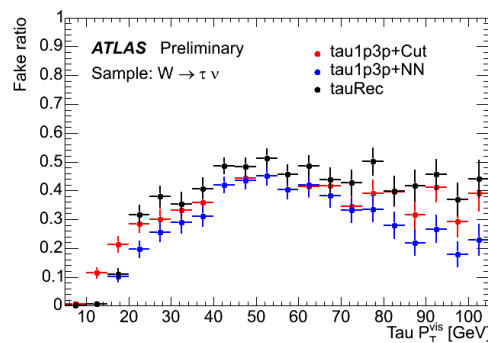


図 4.23: タウの efficiency: 黒のプロットは、再構成アルゴリズムとして tauRec を用いた場合のパフォーマンスである。赤のプロットは、再構成アルゴリズムとして tau1P3P を用い、付加的なセレクションとして、カットによる識別を行った場合のパフォーマンスである。青のプロットは、再構成アルゴリズムとして tau1P3P を用い、付加的なセレクションとして、Neural Net を用いた場合のパフォーマンスである。Neural Net のカットは、1P タウについては $NN > 0.97$ 、3P タウについては $NN > 0.99$ としている。tau1P3P は electron, muon veto をかけてあり、tauRec は electron veto をかけてある。

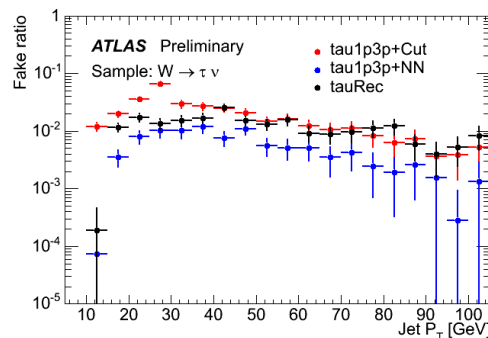


図 4.24: タウの fake ratio: 図の形式は、図 4.23 と同様である。

4.5.2 tauRec, tau1P3P のエネルギー分解能とキャリブレーション

tauRec, tau1P3P において、タウのエネルギーがどのように再構成されるのかをセクション 4.2.2、4.3.4 で説明したが、実際にどの程度のパフォーマンスが出るのかを確認した。タウの信号には、Full simulation の $Z \rightarrow \tau\tau$ イベントのタウを用いた。 E_T を $10 - 20, 20 - 40, 40 - 70, 70 - 100 \text{ GeV}$ という 4 つの領域に分け、それぞれの領域で E_T^{reco}/E_T^{visMC} の分布を見た。 E_T^{reco} は再構成されたエネルギー、 E_T^{visMC} はモンテカルロ情報から得たタウの本当のエネルギーである。タウの崩壊によって生成されるニュートリノやレプトンのエネルギーは再構成の際無視されるので、 E_T^{visMC} はタウのハドロニックな崩壊物の E_T の総和である。 E_T^{reco}/E_T^{visMC} の分布をシングルガウシアンで fit することで、エネルギーの分解能やキャリブレーションを求めた。tauRec, tau1P3P のエネルギー分解能の E_T 依存性を図 4.25 に、エネルギーキャリブレーションの E_T 依存性を図 4.26 に示す (実際の fit の図は付録 B にある)。3P は、calo-base(tauRec) で再構成するよりも track-base(tau1P3P) で再構成した方がエネルギー分解能, キャリブレーション共に良い事が分かる。また、1P は calo-base と track-base で大きな差はないが、low P_T では calo-base だとエネルギーを過大評価してしまうことになる。

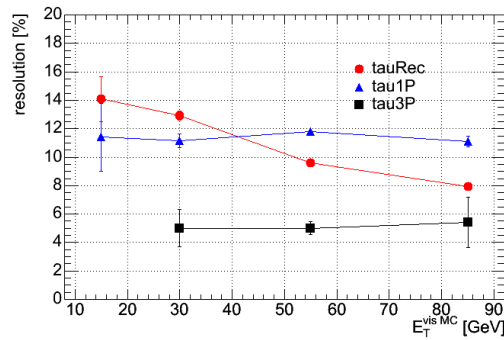


図 4.25: タウ再構成アルゴリズムのエネルギー分解能: 横軸はモンテカルロの E_T 、縦軸はエネルギー分解能 (%) である。赤線が tauRec のエネルギー分解能、青線が tau1P3P における 1P のエネルギー分解能、黒線が tau1P3P における 3P のエネルギー分解能を表している。

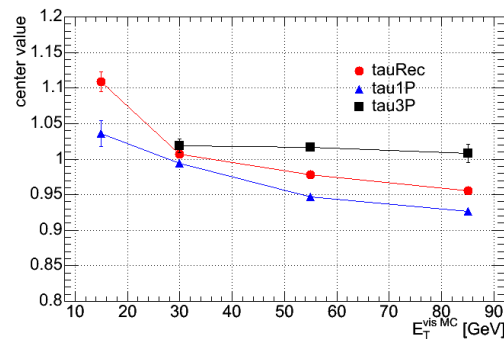


図 4.26: タウ再構成アルゴリズムのエネルギーキャリブレーション: 横軸はモンテカルロの E_T 、縦軸はエネルギーの中心地である。図の形式は図 4.25 と同様である。

4.6 本研究におけるタウの取り扱い

ここで、本研究の目的に合ったタウの取り扱いについて考える。

第8章で ditau mode(タウを2つ要求するモード)の解析について述べるが、SUSYのパラメーターによっては、 τ^{2nd} がソフトになっている場合がある。その場合は、low P_T のタウを再構成しなければならない。セクション4.2で説明したように、tauRecは、ジェットの中からタウを選んでくるアルゴリズムなので、候補となるジェットが非常に多い領域、すなわちソフトな領域では急激にfakeが多くなってしまう。また、図4.25、4.26を見ると、tauRecよりもtau1P3Pの方がlow P_T でのエネルギー再構成のパフォーマンスが良いことが分かる。よって、low P_T ではtauRecよりもtau1P3Pの方がパフォーマンスが良いと言える。また、第7章で説明するように、one tau modeではfakeが多いことが問題となるが、tau1P3PでNeural Netを付加的なセレクションとして用いれば、Neural Netのカットを厳しくすることでfakeを防ぐことが出来る。実際に図4.24を見ると、fake ratioはtau1P3P+NNで最も小さくなっている。

以上の理由から、本研究ではtau1P3Pを使用し、付加的なセレクションとしてNeural Netを用いる。図4.18を見ると、 $P_T > 40\text{GeV}$ の場合、Neural Netの分布は1Pでは $NN > 0.97$ でタウが優勢になっている。そこで、1Pについては $NN > 0.97$ というカットをかける。

3Pについては $NN > 0.9$ でタウが優勢になっている。だが、3Pは1Pに比べてトラックが多くQCDに近いために、fakeになりやすい。そこで、fakeを防ぐために $NN > 0.99$ という、厳しいカットをかけた。これは、 $NN = 0.99 - 1.00$ のビンにタウのピークが立っているため、その部分だけを選んでいくことになる。

また、電子、ミューオンからのfakeを防ぐため、lepton vetoをかける。

また、トラックが2本の場合や、電荷が ± 1 でない場合もNeural Netのカットを通過することがあるので、fakeを抑えるために、トラックの本数が1本または3本、電荷が ± 1 という条件も課す。

以上の理由より、本研究では、tau1P3Pを用いてタウを再構成する。付加的なセレクションにはNeural Netを用い、1Pについては $NN > 0.97$ 、3Pについては $NN > 0.99$ というカットをかける。また、トラックの本数が1本または3本で、電荷が ± 1 のタウだけを用いる。また、fakeを防ぐためにlepton vetoをかける。

第5章 SUSYシグナルとバックグラウンド

5.1 モンテカルロによるイベント生成

本研究では、モンテカルロシミュレーションによって生成された SUSY シグナルとバックグラウンドを用いて研究を行った。本研究で用いているモンテカルロデータは、2008 年度版の ATLAS CSC Note のために SUSY 解析グループによって作られたものであり、SUSY 解析グループが共通で使っているデータである。モンテカルロシミュレーションは、Atlas Release 12.0.6 のフレームワークのもとで行われている。このモンテカルロデータを、公式サンプルと呼ぶことにする。以下に、公式サンプル生成の際に用いられたモンテカルロシミュレーションについて説明する。

ジェネレーター

バックグラウンドイベントの生成には、LO ジェネレーター (Leading Order までの計算を行うジェネレーター) である Alpgen 2.06 [1] を用いた。また、本研究では、LO と NLO (Next-to-leading order) の違いが解析に与える影響を評価するために、NLO の計算に基づいて生成されたイベントも用いた。NLO の計算に基づいたイベント生成には、MC@NLO 3.3 [21] を用いた。MC@NLO は、LO ジェネレーターである Herwig [17] (本研究の場合は Herwig 6.510) の上で走るソフトウェアであり、Herwig により出力された LO の計算結果に NLO の補正を加えることで、NLO の結果を再現する。また、SUSY イベントの生成には Isajet 7.6 [18] を用いた。Isajet は、SUSY の様々なモデルやパラメータに応じた SUSY イベントを生成することの出来る LO ジェネレーターである。

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

クォークのフレーバーの数を n_f として、定数 β_0 を

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f \quad (5.1)$$

と置く。パーテックスのエネルギースケールを Q と置くと、強い相互作用の結合定数 $\alpha_s(Q^2)$ は、対数第 1 近似で

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (5.2)$$

で与えられる。 Λ は 200MeV 程度の値を持つ定数である。図 5.1 のように、 $\alpha_s(Q^2)$ は $Q \rightarrow 0$ で発散し (閉じこめの効果)、 $Q \rightarrow \infty$ で 0 となる (漸近的自由)。断面積などの物理量を一般に P と置くと、 $\alpha_s(Q^2)$ を用いて P を摂動展開した場合、摂動展開第 n 次項は一般に以下の式で表される。

$$\alpha_s(\mu^2)^n \sum_{i=1}^n c_i(n) \left(\ln \frac{\mu^2}{Q^2} \right)^{n-i} \quad (5.3)$$

μ は Renormalization スケールという。物理量 P は μ の取り方に依存してはならないが、LO ではまだかなり依存性が大きいので、 μ の値を決めてやらないと物理的な予言が出来ない。図 5.2 にあるように、NLO では依存性はかなり小さくなるので、LO と NLO が交わる点を Renormalization スケールとすればよい。一般に s-channel で \sqrt{s} 、t-channel で P_T がスケールとして選ばれるので、公式サンプルにおいてもそのようになっている。また、 Q の値も μ と同様に、s-channel で \sqrt{s} 、t-channel で P_T が用いられている。

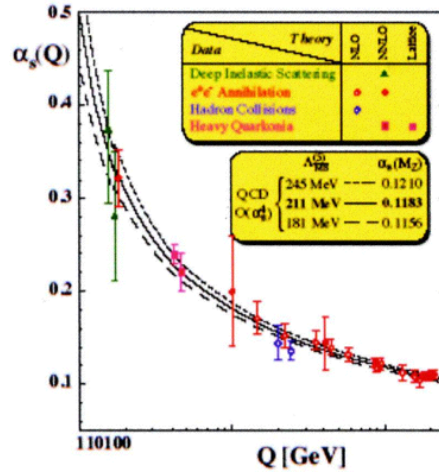


図 5.1: $\alpha_s(Q^2)$ の Q 依存性 [24]: 点線は $\Lambda = 245\text{MeV}$ のとき、実線は $\Lambda = 211\text{MeV}$ のとき、破線は $\Lambda = 181\text{MeV}$ のときに対応している。

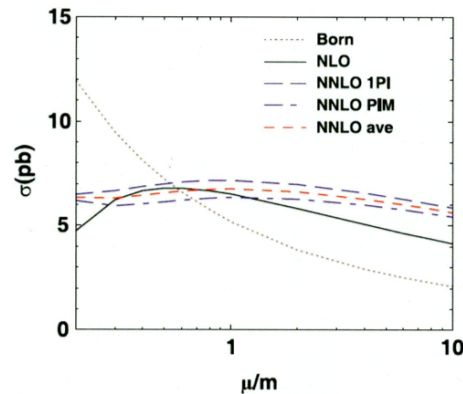


図 5.2: $\alpha_s(Q^2)$ の μ 依存性 [24]: 横軸は μ (t クォークの質量 m で割って規格化してある)、縦軸は Tevatron における t クォークの生成断面積 (pb) である。点線が LO の計算、実線が NLO の計算、赤色の破線が NNLO の計算に対応している。

パートンシャワーによるパートンの追加

Alpgen や Herwig や Isajet は、ファインマンダイアグラムから S 行列を計算し、S 行列の行列要素 (Matrix Element、以降 ME と書く) から求めた断面積に従ってイベントを生成する。しかし、公式サンプルでは、Renormalization スケールの値としてパートンの P_T を用いているので、 P_T が小さな領域、即ち collinear な領域やソフトな領域では断面積が発散してしまう。そこで、このような領域では、ME による計算の代わりにパートンシャワー (PS) と呼ばれる方法を用いる。PS は、1 個のパートンが 2 個にスプリットする確率に従って、ME に基づいて生成されたイベントにソフトや collinear なパートンを追加する手法である。DGLAP 発展方程式を用いて、パートンがスプリットする確率を計算する。PS の計算は、Jimmy[19] と呼ばれるソフトウェアを用いて行った。Jimmy は、Herwig の上で走るソフトウェアであり、underlying event の計算や PS の追加、パートンのハドロン化などを行うことができる。

公式サンプル生成の際は、図 5.3 のように、まずハードなパートン (黒線) のみを持つイベントを Alpgen で生成し、次いで collinear なパートンやソフトなパートン (赤線) を Jimmy で追加した。underlying event の計算やパートンのハドロン化なども Jimmy によって行った。

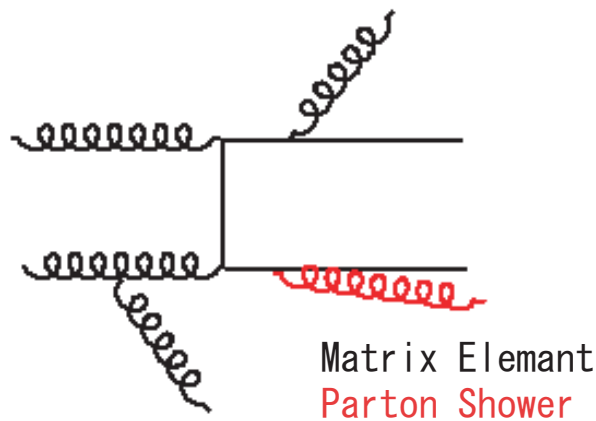


図 5.3: ME と PS によるイベントの生成 [24]

Factorization スケール

Factorization スケールは ME と PS を切り替えるスケールである。図 5.4 のように、Factorization スケール以下のパートンの発展は PS を用い、Factorization スケールよりも高いスケールは ME を用いる。

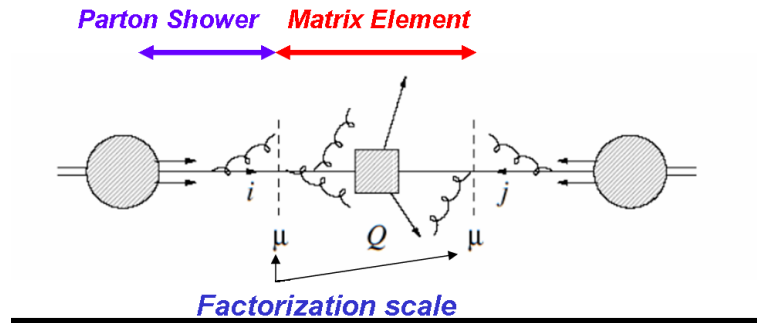


図 5.4: Factorization スケール [24]

MLM Matching

ATLAS 解析では一般的に、ME のカバーする領域は $P_T > 40\text{GeV}$ 以上、ジェットとジェットの間 ΔR は $\Delta R > 0.7$ となっているので、公式サンプルにおいてもそのようなになっている。PS のカバーすべき領域は ME がカバーしていない領域となり、 $P_T < 40\text{GeV}$ (ソフト) の範囲と、ME で生成したジェットから ΔR が $\Delta R < 0.7$ (collinear) の範囲である。しかし、PS が ME の領域のシャワーを発生させてしまう場合がある (これを「ダブルカウント」と言う)。そのときはそのダブルカウントに対処する必要がある。そのため、MLM Matching という手法を用いてダブルカウントを除く。MLM Matching は、ME がカバーする領域のジェットを PS が生成したらそのイベント自体を捨てる方式である。この比較はハドロナイゼーション前のパートン情報を用いて行われる。ME のカバーする領域は、 $P_T > 40\text{GeV}$ 、パートン間の ΔR が 0.7 以上であるので、 $P_T > 40\text{GeV}$ もしくはパートン間の ΔR が 0.7 以上のパートンが PS で生成された場合、そのイベントを捨てる。

イベントフィルターによるシミュレーションの効率化

第 1 章で見たように、SUSY 信号は一般に大きな Missing E_T やハードなジェットを持つため、そのようなトポロジーのイベントがバックグラウンドとなる。そのため、Missing E_T の小さいイベントやハードなジェットを持たないイベントはジェネレーターの段階で落とし、検出器シミュレーションにかけないことによって、シミュレーションを効率化することが出来る。本研究で用いた Full simulation の公式サンプルには、イベントフィルターがかけられている。

5.2 SUSY シグナル

本論文では、SUSY シグナルの例として、mSUGRA の SU1, SU3, SU8-1 と呼ばれる点と、 $\tan\beta$ が大きい GMSB の点を用いる。以下に、これらの3点について説明する。

SU1, SU3, SU8-1 のパラメータを表 5.2 にまとめる。

表 5.1: SU1, SU3, SU8-1 のパラメータ

パラメータ	m_0	$m_{1/2}$	$\tan\beta$	A	$sign(\mu)$
SU1	70GeV	350GeV	10	0	+
SU3	100GeV	300GeV	6	-300GeV	+
SU8-1	210GeV	360GeV	40	0	+

また、GMSB のパラメータを表 5.2 に示す。

表 5.2: GMSB のパラメータ

パラメータ	Λ	M_m	N_5	$\tan\beta$	$sign(\mu)$	C_{grav}
GMSB	40TeV	250TeV	3	30	+	1

主な粒子の質量を表 5.2 に示す。表中の $O(\text{TeV})$ は、質量が TeV オーダーであることを意味している。

表 5.3: 主な SUSY 粒子の質量 (GeV)

SUSY 粒子	\tilde{u}_R	\tilde{g}	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_1^0$	h_0	$\tilde{\tau}_1$	\tilde{e}_R	\tilde{G}
SU1	730.3	831.8	262.0	262.3	136.7	115.7	147.8	155.7	$O(\text{TeV})$
SU3	638.6	722.3	223.6	223.6	116.2	114.9	151.7	156.9	$O(\text{TeV})$
SU8-1	773.7	856.5	274.0	274.3	142.5	116.7	152.0	253.4	$O(\text{TeV})$
GMSB	859.4	915.5	277.0	277.5	158.3	111.8	101.4	129.7	$O(\text{keV})$

5.2.1 各点の特徴

セクション8で詳しく述べるが、タウを2つ要求した場合、SU1、SU8-1では2つのタウのうち、一方がソフトになっている。それに対し、SU3、GMSBでは両方ともハードになっている。

ditau mode(タウを2つ要求するモード)の解析では、タウが両方ともハードか一方がソフトかは重要な問題となるので、本研究ではこれらの4点を用いることとする。以下に、4点の特徴を述べる。

SU1

SU1では $\tilde{\tau}$ が軽いために、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau$ の分岐比が24%となる。それに対し、同じダイアグラムでレプトンへ行く場合の分岐比は8%である。また、 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1 \nu_\tau$ の分岐比は21%となる。 $\tilde{\tau}_1$ は100%の分岐比で $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{\chi}_1^0$ という崩壊をする。

SU1、SU8-1では、 $\tilde{\tau}_1$ とLSPである $\tilde{\chi}_1^0$ の質量が縮退している。そのため、宇宙初期に $\tilde{\tau}_1$ と $\tilde{\chi}_1^0$ が同程度の数作られ、 $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\tau}_1 \rightarrow \gamma \tau$ という反応(coannihilation反応)を通じてLSPがSM粒子に転換されるため、LSPが多く残りすぎず、ダークマターをうまく説明出来るという利点がある。以上の理由により、SU1、SU8-1はcoannihilation pointと呼ばれている。

SU8-1

SU8-1は、 $\tan \beta$ が大きいいため、式1.15より $\tilde{\tau}_1$ が軽くなっており、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau$ の分岐比が96%となっている。また、 $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1 \nu_\tau$ の分岐比は95%となる。 $\tilde{\tau}_1$ は100%の分岐比で $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{\chi}_1^0$ という崩壊をする。

SU3

SU3はAの値が大きいいため、式1.15より $\tilde{\tau}_1$ が軽くなっており、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau$ の分岐比が13%となる。 $\tilde{\tau}_1$ は100%の分岐比で $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{\chi}_1^0$ という崩壊をする。

GMSB

GMSBの点は、 $\tan \beta$ が大きいため $\tilde{\tau}_1$ が軽くなり、NLSPとなっている。そのため、 $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau$ の分岐比が61%と大きくなっている。また、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau$ の分岐比は66%となっている。 $\tilde{\tau}_1$ は100%の分岐比で $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{G}$ という崩壊をする。

5.2.2 本研究における SUSY シグナルの扱い

本研究で用いた SUSY 信号を表 5.4 にまとめる。実際に解析に使用されたイベント数は、断面積 \times 積分ルミノシティ、となる。SUSY 信号の生成には LO ジェネレーターが用いられているが、断面積に K-factor をかけることで、NNLO(Next next leading order) の統計量を再現している。LO の断面積を σ_{LO} 、NNLO の断面積を σ_{NNLO} とすると、K-factor の値 K は、式 5.4 によって与えられる。

$$K = \frac{\sigma_{NNLO}}{\sigma_{LO}} \quad (5.4)$$

本研究では、SUSY シグナルの K-factor として $K = 1.5$ を用いた。

表 5.4: 本研究で用いた SUSY シグナル (Full simulation)

SUSY シグナル	断面積 (K-factor なし)	積分ルミノシティ
SU1	7.43pb	$24fb^{-1}$
SU3	18.59pb	$10fb^{-1}$
SU8-1	6.44pb	$8fb^{-1}$
GMSB	3.9pb	$5fb^{-1}$

また、第 6 章においては、Fast simulation によって生成された SU3 イベントも用いた。第 6 章で用いた Fast simulation の SU3 イベントの統計は、 $10fb^{-1}$ である。

5.3 バックグラウンド

SUSYの基本的なトポロジーは、multijet + Missing E_T + (leptons/taus) であるので、このようなトポロジーをもつプロセスがバックグラウンドになる。Missing E_T が要求されるので、ニュートリノが含まれるプロセスがバックグラウンドになる。主なバックグラウンドを以下にまとめる。

$t\bar{t}$ プロセス

LHCでは、主に図5.5のようなプロセスで $t\bar{t}$ が生成される。tクォークはbクォークと $W(\rightarrow l\nu, qq)$ に崩壊するので、 $t\bar{t}$ プロセスは多くのジェットと Missing E_T を持ち、SUSY プロセスの主要なバックグラウンドとなる。

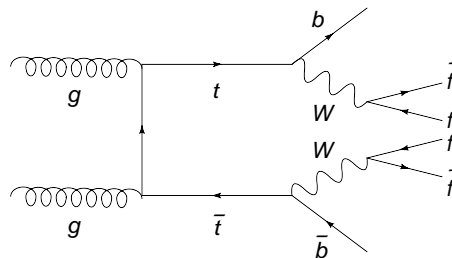


図5.5: ATLASにおける $t\bar{t}$ の生成プロセス: もともとハードな b-jet を2本持つ上に、Wがハドロニック崩壊した場合は更にジェットが増えるため、 $t\bar{t}$ プロセスは多くのジェットを持つ。また、パートンがグルーオンを放出したり、グルーオンが $q\bar{q}$ スプリッティングを起こしたりすることにより、さらに多くのジェットが発生する。

W プロセス

LHCでは、Wは図5.6のようなプロセスで生成される。Wがレプトニック崩壊した場合にはニュートリノが出るため、バックグラウンドとなる。また、タウがハドロニック崩壊した場合や、電子、ミュオンがアクセプタンス外に飛んだときは0 lepton モードにも効く。

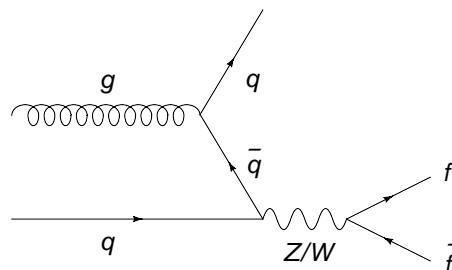


図5.6: ATLASにおける Z/W の生成プロセス: ATLASは陽子陽子コライダーであるため、反クォークは海クォークとして供給される。

Z プロセス

Z の生成プロセスは W と同様である。Z がニュートリノ対に崩壊するモードでは消失運動量が生じるためにバックグラウンドになる。Z $\rightarrow \tau\tau$ と崩壊した場合でも、タウの崩壊によりニュートリノが生成されるので、バックグラウンドになる。

QCD プロセス

QCD プロセスは大きく分けて終状態に heavy flavor(b,c) を含む場合と、すべて light flavor から構成される場合の 2 つがある。b, c クォークは $t\bar{t}$ と同様のプロセスで生成される。終状態に heavy flavor を含む場合は、b クォークのセミレプトニック崩壊 ($b \rightarrow c\nu$) によりニュートリノが放出され、これが Missing E_T となる。QCD プロセスは断面積が $\sim 10\mu b^{-1}$ と SUSY ($\sim 10pb^{-1}$) の 10^6 も大きいので無視できないバックグラウンドとなる。終状態が light flavor のみで構成される場合は Missing E_T を持たないが、断面積が約 $50\mu b$ と SUSY ($\sim 10pb$) より 5 桁ほど大きいので、fake Missing E_T が効いてくる。

5.3.1 本研究におけるバックグラウンドの扱い

本研究で用いた Full simulation のバックグラウンドイベントを表 5.5 にまとめる。Full simulation によって生成したイベントを、Full simulation サンプルと呼ぶ。

パートンはグルーオンを放出することがあり、グルーオンは $q\bar{q}$ スプリッティングを起こすことがある。そのため、元々の生成プロセスが持つパートンに加え、新たなパートンが追加される。表中の “+Njets” というのは、そのような過程で新たに追加されたハード ($P_T > 40\text{GeV}$) なパートンの本数が N 本であることを意味する。ハードなパートンはハードなジェットとなるので、 N が大きいほど SUSY のバックグラウンドになりやすくなるが、断面積は小さくなる。本研究においては、SUSY を enhance するためにハードジェットの本数が多いことを要求する (セクション 6.2 参照) ので、ハードジェットの本数が少ないプロセスは残らない。そのため、W/Z プロセスのうち、ハードジェットの少ないもの ($N = 0, 1$) は除いている。 $t\bar{t}$ プロセスはもともと多くのジェットを持っているため、 $N = 0$ のプロセスも考慮に入れた。

Full simulation には非常に時間がかかるため、全てのバックグラウンドイベントにイベントフィルターがかけられている。QCD multijet 以外のプロセスについては、以下のイベントフィルターがかけられている。

- 1 番ハードなジェットの $P_T > 80\text{GeV}$
- 4 番目にハードなジェットの $P_T > 40\text{GeV}$
- Missing $E_T > 80\text{GeV}$

QCD multijet については、以下のイベントフィルターがかけられている。

- 1 番ハードなジェットの $P_T > 80\text{GeV}$
- 4 番目にハードなジェットの $P_T > 40\text{GeV}$

表中の「EF 効率」は、生成された全イベント数に対する、イベントフィルターをかけた後に残ったイベント数の割合を示す。すなわち、実際に解析に使用されたイベント数は、断面積 \times EF 効率 \times 積分ルミノシティ、となる。また、 $c\bar{c} + \text{Njets}$ のプロセスについては、 $b\bar{b} + \text{Njets}$ の断面積を 2 倍することによって考慮に入れた。

表 5.5: 本研究で用いたバックグラウンド (Full simulation)

プロセス	断面積 (K-factor なし)	EF 効率	積分ルミノシティ
$t\bar{t}+0\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	24.9pb	0.00744	$5fb^{-1}$
$t\bar{t}+1\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	13.6pb	0.08538	$5fb^{-1}$
$t\bar{t}+2\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	4.8pb	0.30319	$5fb^{-1}$
$t\bar{t}+3\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	1.7pb	0.52906	$5fb^{-1}$
$t\bar{t}+0\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	99.3pb	0.03782	$20fb^{-1}$
$t\bar{t}+1\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	54.4pb	0.15337	$20fb^{-1}$
$t\bar{t}+2\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	19.2pb	0.29357	$20fb^{-1}$
$t\bar{t}+3\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	6.9pb	0.39651	$20fb^{-1}$
$t\bar{t}+1\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qq qq)$	54.3pb	0.00290	$20fb^{-1}$
$t\bar{t}+2\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qq qq)$	19.2pb	0.00560	$20fb^{-1}$
$t\bar{t}+3\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qq qq)$	6.9pb	0.01126	$20fb^{-1}$
$W^\pm+2\text{jets } (W \rightarrow e\nu)$	818pb	0.00244	$5fb^{-1}$
$W^\pm+3\text{jets } (W \rightarrow e\nu)$	157pb	0.06460	$5fb^{-1}$
$W^\pm+4\text{jets } (W \rightarrow e\nu)$	30.0pb	0.20330	$5fb^{-1}$
$W^\pm+5\text{jets } (W \rightarrow e\nu)$	6.2pb	0.28452	$5fb^{-1}$
$W^\pm+3\text{jets } (W \rightarrow \mu\nu)$	157pb	0.01322	$5fb^{-1}$
$W^\pm+4\text{jets } (W \rightarrow \mu\nu)$	30.0pb	0.18681	$5fb^{-1}$
$W^\pm+5\text{jets } (W \rightarrow \mu\nu)$	6.2pb	0.28520	$5fb^{-1}$
$W^\pm+2\text{jets } (W \rightarrow \tau\nu)$	818pb	0.00196	$5fb^{-1}$
$W^\pm+3\text{jets } (W \rightarrow \tau\nu)$	157pb	0.05449	$5fb^{-1}$
$W^\pm+4\text{jets } (W \rightarrow \tau\nu)$	30.0pb	0.26725	$5fb^{-1}$
$W^\pm+5\text{jets } (W \rightarrow \tau\nu)$	6.2pb	0.38370	$5fb^{-1}$
$Z+2\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	30.0pb	0.5321	$20fb^{-1}$
$Z+3\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	5.9pb	0.4215	$20fb^{-1}$
$Z+4\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	1.1pb	0.3458	$20fb^{-1}$
$Z+5\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	0.24pb	0.3435	$20fb^{-1}$
$Z+3\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	33.6pb	0.02501	$20fb^{-1}$
$Z+4\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	6.3pb	0.38164	$20fb^{-1}$
$Z+5\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	1.4pb	0.55204	$20fb^{-1}$
$b\bar{b}+2\text{jets}$	4.3nb	0.00155	$0.5fb^{-1}$
$b\bar{b}+3\text{jets}$	0.8nb	0.00446	$0.5fb^{-1}$
QCD mltijets 3j	959nb	0.0221	$0.24pb^{-1}$
QCD mltijets 4j	108nb	0.4941	$0.094pb^{-1}$
QCD mltijets 5j	12.5nb	0.791	$0.51pb^{-1}$
QCD mltijets 6j	7.5nb	0.856	$0.78pb^{-1}$

また、第6章においては、Fast simulation によって生成されたイベントも用いた。Fast simulation によって生成したイベントのことを Fast simulation サンプルと呼ぶ。本研究で用いた Fast simulation のバックグラウンドイベントを表5.6 にまとめる。本研究で用いた Fast simulation サンプルには、イベントフィルターはかけられていない。よって、実際に解析に使用されたイベント数は、断面積 \times 積分ルミノシティ、となる。

表 5.6: 本研究で用いたバックグラウンド (Fast simulation)

プロセス	断面積 (K-factor なし)	積分ルミノシティ
$t\bar{t}+0\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	24.9pb	35.8fb^{-1}
$t\bar{t}+1\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	13.6pb	10.2fb^{-1}
$t\bar{t}+2\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	4.8pb	17.5fb^{-1}
$t\bar{t}+3\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu)$	1.7pb	17.9fb^{-1}
$t\bar{t}+0\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	99.3pb	8.9fb^{-1}
$t\bar{t}+1\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	54.4pb	6.4fb^{-1}
$t\bar{t}+2\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	19.2pb	11.7fb^{-1}
$t\bar{t}+3\text{jets } (W^+W^- \rightarrow l\nu qq)$	6.9pb	11.9fb^{-1}
$t\bar{t}+0\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qqqq)$	99.2pb	13.0fb^{-1}
$t\bar{t}+1\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qqqq)$	54.3pb	10.2fb^{-1}
$t\bar{t}+2\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qqqq)$	19.2pb	11.7fb^{-1}
$t\bar{t}+3\text{jets } (W^+W^- \rightarrow qqqq)$	6.9pb	12.0fb^{-1}
$W^\pm+2\text{jets } (W \rightarrow l\nu)$	818pb	0.5fb^{-1}
$W^\pm+3\text{jets } (W \rightarrow l\nu)$	157pb	0.6fb^{-1}
$W^\pm+4\text{jets } (W \rightarrow l\nu)$	30.0pb	2.9fb^{-1}
$W^\pm+5\text{jets } (W \rightarrow l\nu)$	6.2pb	3.2fb^{-1}
$Z+1\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	122pb	2.2fb^{-1}
$Z+2\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	30.0pb	10.0fb^{-1}
$Z+3\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	5.9pb	19.9fb^{-1}
$Z+4\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	1.1pb	19.9fb^{-1}
$Z+5\text{jets } (Z \rightarrow \tau\tau)$	0.24pb	10.2fb^{-1}
$Z+1\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	703pb	3.0fb^{-1}
$Z+2\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	168pb	7.5fb^{-1}
$Z+3\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	33.6pb	9.9fb^{-1}
$Z+4\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	6.3pb	9.0fb^{-1}
$Z+5\text{jets } (Z \rightarrow \nu\nu)$	1.4pb	10.0fb^{-1}
$b\bar{b}+0\text{jets}$	165nb	$9.9 \times 10^{-3}\text{fb}^{-1}$
$b\bar{b}+1\text{jets}$	21nb	$2.7 \times 10^{-2}\text{fb}^{-1}$
$b\bar{b}+2\text{jets}$	4.3nb	$6.1 \times 10^{-2}\text{fb}^{-1}$
$b\bar{b}+3\text{jets}$	0.8nb	$1.3 \times 10^{-1}\text{fb}^{-1}$
QCD mltijets 2j	$20.4\mu\text{b}$	0.094pb^{-1}
QCD mltijets 3j	967nb	0.24pb^{-1}
QCD mltijets 4j	108nb	0.094pb^{-1}
QCD mltijets 5j	12.5nb	0.51pb^{-1}

本研究におけるバックグラウンドの K-factor(式 5.4) の値を表 5.7 に示す。K-factor は、Full simulation サンプルと Fast simulation サンプルで共通の値を用いた。LO と NLO(Next-to-leading order) における物理量の分布の違いは K-factor では補正出来ないので、分布の違いが解析に与える影響については、セクション 7.3.4 で系統誤差として評価した。

表 5.7: バックグラウンドの K-factor の値

プロセス	K-factor
$t\bar{t}$ +Njets	2.02
W/Z+Njets	1.24
QCD	2.6

5.4 dijet イベント

第 4 章では、Full simulation の dijet イベントを用いている。dijet イベントは、QCD イベントの中で最も断面積が大きいプロセスである。本研究で用いた dijet イベントを、表 5.8 にまとめる。() の中は、ジェットの P_T の範囲を表している。

表 5.8: 第 4 章で用いた dijet イベント (Full simulation)

プロセス	断面積 (K-factor なし)	積分ルミノシティ
dijet ($8\text{GeV} < P_T < 17\text{GeV}$)	17.6mb	35628mb^{-1}
dijet ($17\text{GeV} < P_T < 35\text{GeV}$)	1.38mb	286667mb^{-1}
dijet ($35\text{GeV} < P_T < 70\text{GeV}$)	$93.3\mu\text{b}$	$6721\mu\text{b}^{-1}$
dijet ($70\text{GeV} < P_T < 140\text{GeV}$)	$5.88\mu\text{b}$	$170\mu\text{b}^{-1}$
dijet ($140\text{GeV} < P_T < 280\text{GeV}$)	308nb	1344nb^{-1}
dijet ($280\text{GeV} < P_T < 560\text{GeV}$)	12.5nb	28827nb^{-1}

第6章 SUSY解析の基礎

本章では、SUSY信号を enhance するようなイベントセレクションを決める。セレクションには Missing E_T やジェットの P_T も用いるが、Full simulation サンプルにはイベントフィルターがかかっているために、ソフトな領域のジェットの P_T 分布や、Missing E_T の値が小さな領域での分布が分からない。そこで、本章では Fast simulation サンプルを用いた。

6.1 SUSYの解析に用いられる物理量

本セクションでは、本研究においてイベントセレクションに用いられる物理量について説明する。図 6.1~6.6 で用いた SUSY シグナルは、SU3 である。

6.1.1 Missing E_T

セクション 1.1.2 で述べたように、大きな Missing E_T は SUSY 信号の特徴である。バックグラウンドである Z や W からのニュートリノも Missing E_T を作るが、SUSY の LSP は崩壊によってブーストされるためと、LSP 自身の質量が比較的重いため、バックグラウンドよりも大きな Missing E_T が観測される。図 6.1 は、Missing E_T の分布である。100~200GeV より上の領域では、SUSY の方がバックグラウンドより大きくなっている。

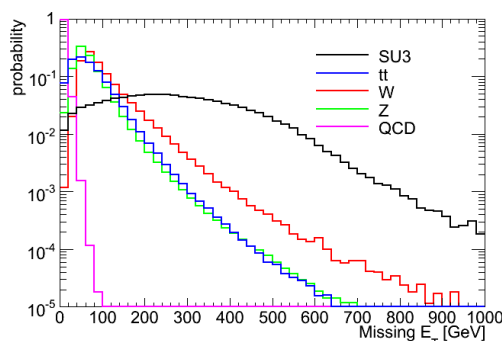


図 6.1: Missing E_T 分布: 黒は SUSY 信号であり、青、赤、緑、ピンクはそれぞれ $t\bar{t}$ 、W、Z、QCD のバックグラウンドである。各分布は、面積 1 に規格化してある。

6.1.2 ハードジェットとジェット数

図 6.2 は、 P_T が最も大きなジェット (leading jet) の P_T 分布である。 \tilde{q} や \tilde{g} から $\tilde{\chi}_2^0$ や $\tilde{\chi}_1^\pm$ への崩壊は、質量の差が大きいため P_T の大きなジェット (ハードジェット) が放出される。そのため SUSY 事象は一般的にハードなジェットを伴う。図 6.3 はハードジェットのジェット数の分布である。QCD バックグラウンドはクォークの 2 体散乱であり、陽子陽子コライダーである ATLAS では、最も断面積が大きいバックグラウンドである。SUSY 粒子は多段崩壊を起こすため、QCD バックグラウンドよりもジェット数が増えている。

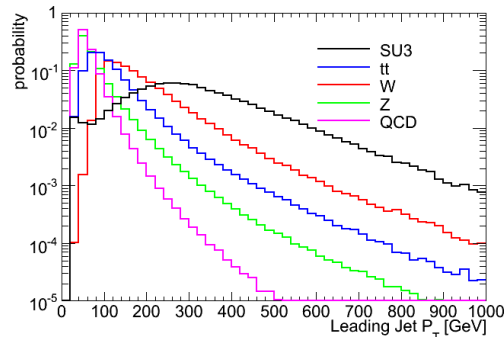


図 6.2: Leading Jet P_T 分布: 黒は SUSY 信号であり、青、赤、緑、ピンクはそれぞれ $t\bar{t}$ 、 W 、 Z 、QCD のバックグラウンドである。各分布は、面積 1 に規格化してある。

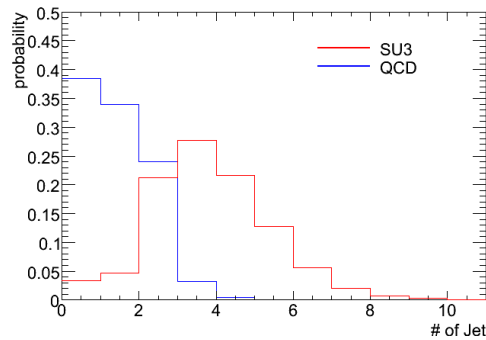


図 6.3: ジェット数分布: ハードジェット ($P_T > 50\text{GeV}$, $|\eta| < 5.0$) のジェット数の分布。赤は SUSY 信号、青は QCD である。各分布は、面積 1 に規格化してある。

6.1.3 Transverse sphericity

Transverse sphericity(S_T) は、ジェットの分布が等方的か直線的 (back to back) かを表す量である。

ジェットが N 本あるとする。 i 番目のジェットの運動量の X 軸成分を P_X^i 、 Y 軸成分を P_Y^i とし、テンソル S を以下のように定義する。

$$S = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^N (P_X^i)^2 & \sum_{i=1}^N P_X^i P_Y^i \\ \sum_{i=1}^N P_X^i P_Y^i & \sum_{i=1}^N (P_Y^i)^2 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

テンソル S の固有値を λ_1 、 λ_2 とすると、 S_T は以下の式で定義される。

$$S_T = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (6.2)$$

S_T は、ジェットの分布が直線に近いほど 0 に近くなり、等方的なほど 1 に近い値をとる。SUSY のパラメータにもよるが、基本的に \tilde{q} や \tilde{g} の質量は大きいため、 \tilde{q} や \tilde{g} はあまりブーストされていない。この状態から多段崩壊を起こしてジェットを出すので、ジェットは等方的に出る。一方、QCD のバックグラウンドは 2 体散乱であるのでジェットは back to back に出る。よって、図 6.4 のように、QCD バックグラウンドの S_T は 0 に近く、SUSY は QCD よりも 1 に近くなる。

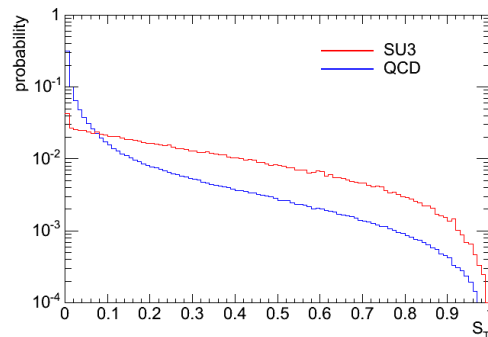


図 6.4: Transverse Sphericity 分布: 赤は SUSY 信号、青は QCD である。各分布は、面積 1 に規格化してある。

6.1.4 Effective Mass

Effective Mass は、 P_T の大きい方から 4 本のジェットの P_T と Missing E_T を足した値であり、以下の式で定義される。

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^4 |P_{T_{jet_i}}| + \cancel{E}_T \quad (6.3)$$

ここで、2 種類の SUSY 粒子 \tilde{A} 、 \tilde{B} を考える。 \tilde{A} は、 $\tilde{A} \rightarrow \tilde{B}q$ のように崩壊すると仮定する。 \tilde{A} が静止していると仮定し、 q の質量を無視すれば、 q の P_T は以下の関係に従う。

$$P_T \propto \frac{1}{2}m(\tilde{A}) \left[1 - \left(\frac{m(\tilde{B})}{m(\tilde{A})} \right)^2 \right] \quad (6.4)$$

すなわち、 \tilde{A} と \tilde{B} の質量が縮退していないときは、 q の P_T は \tilde{A} の質量に比例する。また、 \tilde{A} と \tilde{B} の質量が縮退しているときは、 q の P_T はソフトになる。よって、SUSY 粒子の崩壊により生じるハードなジェットの P_T は、親の質量スケールに比例していると考えられる。

LHC では、 \tilde{g} や \tilde{u}_R が極端に重い ($\geq 1.8\text{TeV}$) 場合を除けば、最初に \tilde{g} や \tilde{u}_R が生成され、多段崩壊を通じてハードジェットを出し、終状態に LSP と、レプトンやタウ等の標準粒子が残る。LSP は検出器に痕跡を残さず、Missing E_T として観測される。よって、ハードジェットの P_T と Missing E_T の和は、最初に生成された \tilde{g} や \tilde{u}_R の質量に比例していると考えられる。

特に、 \tilde{g} と \tilde{u}_R のうち、より軽い方が多く生成されるため、 $\text{Min}(m(\tilde{g}), m(\tilde{u}_R))$ に比例していると考えられる。

以上より、

$$M_{SUSY} = \text{Min}(m(\tilde{g}), m(\tilde{u}_R)) \quad (6.5)$$

と定義すると、Effective Mass は M_{SUSY} に比例すると期待される。

図 6.5 は、mSUGRA における Effective Mass のピークの位置と M_{SUSY} の関係を示している。各点は直線上に分布しており、比例関係になっていることが分かる。

mSUGRA では比例関係は良く成り立っているが、他の理論になると、一般に比例関係は弱くなる。 \tilde{g} と \tilde{u}_R の質量が大きく違う場合は、 \tilde{g} と \tilde{u}_R のうち重い方の粒子から軽い方の粒子へ崩壊する過程でハードなジェットが出るため、Effective Mass は \tilde{g} 、 \tilde{u}_R のうち重い方の質量に敏感になる。一方、 M_{SUSY} は \tilde{g} 、 \tilde{u}_R のうち軽い方の質量なので、Effective Mass と M_{SUSY} の比例関係は成り立たなくなる可能性がある。mSUGRA においては、式 1.2、1.4 より、 $m_0 \gg m_{1/2}$ でない限り $m(\tilde{g}) \sim m(\tilde{u}_R)$ となるので比例関係が良く成り立つが、他の理論では一般に $m(\tilde{g}) \sim m(\tilde{u}_R)$ とは限らないため、比例関係は弱くなる。

崩壊物にレプトン、タウが含まれる場合は、Effective Mass にそれらの P_T を足した方がより正確になるが、セクション 7 で説明するようにタウを要求する解析においては fake tau (偽物のタウ) がかなりの割合で含まれてしまうため、本研究では Effective Mass にタウの P_T は足さないこととする。

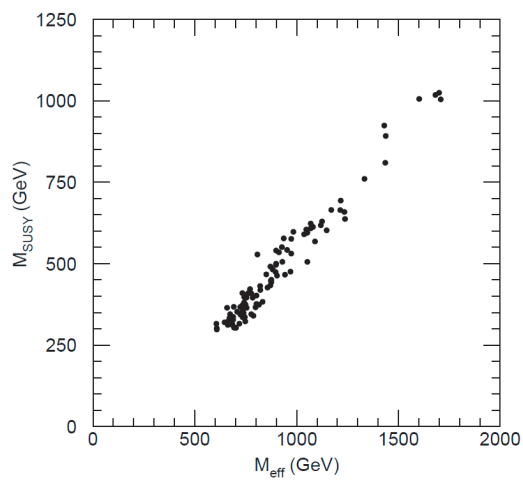


図 6.5: mSUGRA における Effective Mass のピークの位置と M_{SUSY} の関係 [13]: ランダムに選んだ 100 点の mSUGRA ポイントについて、Effective Mass のピークの位置 (GeV) と M_{SUSY} (GeV) をプロットしたもの。それぞれの点については、 m_0 , $m_{1/2}$, A の値をそれぞれ 500GeV 以下でランダムに決めるという方法で選んでいる。ヒッグスの質量が軽すぎたり重すぎたりする点を除くため、一番軽いヒッグスの質量が $90 - 96\text{GeV}$ という制限が与えられている。

6.1.5 Transverse Mass

消失エネルギーとレプトン、タウとの Transverse Mass(M_T) は式 6.6 のように表される。

$$M_T = \sqrt{2\not{E}_T P_{Tl}(1 - \cos\phi)} \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (6.6)$$

$$\cos\phi = \frac{P_{Xl}\not{E}_X + P_{Yl}\not{E}_Y}{\not{E}_T P_{Tl}} \quad (6.7)$$

図 6.6 は、消失エネルギーとレプトンの Transverse Mass 分布である。SUSY の分布はなだらかだが、 $W \rightarrow l\nu$ の分布は、 $M_T \sim 80\text{GeV}$ にピークが見られる。また、 $t\bar{t} \rightarrow bbWW \rightarrow bbl\nu qq$ にも同様の位置にピークが見られる。これらは、W ボゾンの質量に対応するピークである。よって、 M_T を用いることで、SUSY と $W \rightarrow l\nu$ 、 $t\bar{t} \rightarrow bbl\nu qq$ のバックグラウンドを区別出来る。 $t\bar{t}$ のピークが W に比べてなだらかなのは、b クォークのセミレプトニック崩壊 ($b \rightarrow cl\nu$) から来るニュートリノによってピークが smear されてしまうためである。

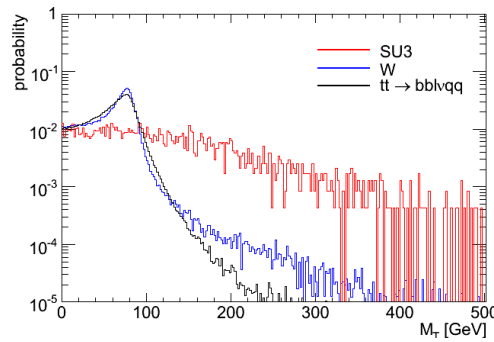


図 6.6: レプトンと消失エネルギーの Transverse Mass 分布: 赤は SUSY 信号、青は $W \rightarrow l\nu$ のバックグラウンド、黒は $t\bar{t} \rightarrow bbWW \rightarrow bbl\nu qq$ のバックグラウンドである。各分布は、面積 1 に規格化してある。

6.2 Standard SUSY selection

ここで、SUSY 信号を enhance するセレクションについて考える。
セクション 1.1.2 より、基本的な SUSY のイベントトポロジーは

high P_T jets + \cancel{E}_T + (leptons/taus)

となるので、このようなトポロジーを持つイベントを選ぶセレクションを決める。まず、多くのハードジェットを持つイベントを選ぶために、ジェット数と、Leading jet の P_T によるセレクションをかける。図 6.3 を見ると、QCD では、ジェットの本数が 3 本以下のイベントが大部分を占めることが分かる。よって、ジェットの本数が 4 本以上であることを要求する。また、図 6.2 において、QCD と SUSY の分布を比べると、 $P_T > 100\text{GeV}$ で SUSY が有意になっていることが分かる。W プロセスや $t\bar{t}$ プロセスは $P_T \sim 200\text{GeV}$ までは SUSY より有意になっているが、Transverse Mass のカットで落とすことが出来るので、ここでは考えないこととする。よって、Leading jet の P_T が 100GeV 以上であることを要求する。

次に、大きな Missing E_T をもつイベントを選ぶためのセレクションをかける。図 6.1 より、QCD イベントは大部分が Missing $E_T < 100\text{GeV}$ となっている。また、他のバックグラウンドに関しても、Missing $E_T \sim 100\text{GeV}$ より上の領域では SUSY の方が有意になっている。そのため、Missing $E_T > 100\text{GeV}$ であることを要求する。

また、Missing E_T は物理由来のものとは別に、ジェットのエネルギーの誤測定等によって生じる fake Missing E_T がある。セクション 2.2.3 で説明したように、ATLAS におけるジェットのエネルギー分解能は $P_T \sim 100\text{GeV}$ で 10%程度なので、例えば同程度の E_T を持つ 2 本のジェットが back to back に出たとして、一方の E_T が 10%高く評価され、もう一方が 10%低く評価されたとすると、ジェットの E_T の 20%程の Missing E_T が生じてしまう。つまり、ジェットのエネルギースケールの 20%程の fake Missing E_T は生じる可能性が高いことになる。このような理由で大きな Missing E_T を持ってしまったイベントを除くため、 $\cancel{E}_T > 0.2M_{eff}$ という条件を課す。これは、Missing E_T がジェットのエネルギースケール (の 20%) に比べて十分大きいという条件である。

次に、ジェットの分布が等方的であることを要求するために、Transverse Sphericity によるセレクションをかける。図 6.4 より、 $S_T > 0.1$ で SUSY が QCD より有意になっているが、本研究では、余裕を持って $S_T > 0.2$ であることを要求する。

以上より、SUSY を enhance するためには、以下のようなセレクションをかければよい。これらのセレクションを、Standard SUSY selection と呼ぶ。

1. 4 本以上の jet ($|\eta| < 5.0$, $P_T^{1st} > 100\text{GeV}$, $P_T^{2nd\sim 4th} > 50\text{GeV}$)
2. $\cancel{E}_T > \max(100\text{GeV}, 0.2M_{eff})$
3. $S_T > 0.2$

1 の条件の P_T^{1st} は、Leading jet の P_T を表す。同様に $P_T^{2nd\sim 4th}$ は、 P_T が 2~4 番目に大きなジェットの P_T を表す。

6.3 SUSYのモード

実際のSUSY解析では、
high P_T jets + \cancel{E}_T + (leptons/taus)
という特徴を持つイベントを選ぶようなセレクションをかけて、残ったイベントについて研究を行う。Standard SUSY selectionに加えてどのような条件を課すかによって、複数のモードが存在する。それらのうち代表的なものを紹介する。

- no lepton mode
Standard SUSY Selectionに、レプトン (e, μ) が一つもないという条件を加えたモード。分岐比が大きい、その分バックグラウンドも大きい。代表的なSUSYの発見モード。
- one lepton mode
Standard SUSY selectionに加え、レプトンを1個要求するモード。 $W \rightarrow l\nu$ や $t\bar{t} \rightarrow bbWW \rightarrow bbl\nu qq$ のバックグラウンドを減らすため、 $M_T(\text{レプトン, 消失エネルギー}) > 100\text{GeV}$ というカットもかける。no lepton modeに比べると分岐比は小さいが、予想されるバックグラウンドも小さい。代表的なSUSYの発見モード。
- dilepton mode
Standard SUSY selectionに加え、レプトンを2個要求するモード。SUSYの質量再構成を行う際に重要なモードである。SUSYのモデルやパラメータによっては、レプトンが非常に多く生成される場合があり、その場合には発見モードとしても重要である。
- one tau mode
Standard SUSY selectionに加え、タウを1個要求するモード。 $W \rightarrow \tau\nu$ や $t\bar{t} \rightarrow bbWW \rightarrow bb\tau\nu qq$ のバックグラウンドを減らすため、 $M_T(\text{タウ, 消失エネルギー}) > 100\text{GeV}$ というカットもかける。SUSYのモデルやパラメータによってはタウが多く生成されるため、重要なモードとなる。
- ditau mode
Standard SUSY selectionに加え、タウを2個要求するモード。SUSYの質量再構成を行う際に重要となる。SUSYのモデルやパラメータによってはタウが多く生成されるため、重要なモードとなる。

6.4 本研究の動機

本論文では、one tau mode と ditau mode について論じる。one tau mode における SUSY イベントの統計量を正確に知ること、終状態にタウを含む崩壊モードの分岐を知ることが出来る。セクション 1.2 で述べたように、ある特定の SUSY モデルやパラメータでタウへの分岐が大きくなる。そのため、タウへの分岐が分かれば、SUSY のモデルやパラメータを絞り込むことが出来る。例えば mSUGRA においては、 $\tan\beta$ が大きいとき、もしくは A が大きいときに $\tilde{\tau}_1$ が軽くなり、タウへの分岐比が大きくなる。よって、タウへの分岐を見ることで、 $\tan\beta$ や A の値に制限を与えることが出来る。また、GMSB においては、 $N_5 > 1$ かつ $\tan\beta$ が大きいとき、 $\tilde{\tau}_1$ が NLSP となり、タウへの分岐比が大きくなる。よって、タウへの分岐を見ることで、 N_5 や $\tan\beta$ の値に制限を与えることが出来る。

また、ditau mode で質量再構成を行うことによって、SUSY 粒子の質量の関係に制限を与えることが出来る。例えば mSUGRA においては、 $\tilde{\chi}_2^0$ は、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau\tilde{\tau} \rightarrow \tau\tau\tilde{\chi}_1^0$ という崩壊モードで 2 つのタウを放出する。そのため、タウを用いた質量再構成によって、 $\tilde{\chi}_2^0$ と $\tilde{\tau}_1$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量の関係に制限を与えることが出来る。GMSB では、 $\tilde{\chi}_1^0$ は、 $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tau\tilde{G}$ という崩壊モードで 2 つタウを放出する。そのため、タウを用いた質量再構成によって、 $\tilde{\chi}_1^0$ と $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係に制限を与えることが出来る。また、 $\tilde{\chi}_2^0$ は、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tau\tilde{G}$ という崩壊モードで 2 つのタウを放出する。そのため、 $\tilde{\chi}_2^0$ と $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係に制限を与えることが出来る。

第7章 One tau mode

本章では、one tau mode について論じる。

セクション 7.1 では、one tau mode における SUSY 信号とバックグラウンドの分布を比較し、バックグラウンドに比べて十分な量の SUSY 信号が残ることを確認する。セクション 7.2 では、one tau mode の信号が ATLAS のトリガーシステムによって問題なくトリガーされることを示す。セクション 7.3 では、one tau mode のバックグラウンドを実データから評価する方法を考える。

本章では、Full simulation サンプルのみ用いている。

7.1 one tau mode 信号

one tau mode のセレクションは、以下の通りである。各物理量の定義は、セクション 6.1 にまとめてある。

Cut 1 1 tau ($P_T > 40\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$): tau1P3P+NN>0.97(1P)/0.99(3P)

Cut 2 $M_T(\text{tau}, \text{missing}) > 100\text{GeV}$

Cut 3 no isolated lepton ($P_T > 20\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$)

Cut 4 4 本以上の jet ($|\eta| < 5.0$, $P_T^{1st} > 100\text{GeV}$, $P_T^{2nd\sim 4th} > 50\text{GeV}$)

Cut 5 $\cancel{E}_T > \max(100\text{GeV}, 0.2M_{eff})$

Cut 6 $S_T > 0.2$

Cut 1 では、 $P_T > 40\text{GeV}$ のタウを 1 個要求している。図 7.1 は、本物のタウと fake tau の P_T 分布である。fake tau か本物のタウかの判定については、モンテカルロのタウと再構成されたタウとのマッチングを取って、 $\Delta R < 0.2$ のものを real tau、それ以外のものを fake tau としている。ソフトな領域はもともとジェットの数自体が多いため、図にあるように、fake tau が多くなってしまふ。そのため、 $P_T > 40\text{GeV}$ という条件を課す。図 7.2 に示すように、Cut 2 の条件を課すことにより、 $W \rightarrow \tau\nu$ や $t \rightarrow bW \rightarrow b\tau\nu$ のバックグラウンドを抑える事が出来る。Cut 3 は、one lepton mode、dilepton mode と重ならないようにするための条件である。Cut 4-Cut 6 は、Standard SUSY selection であり、SUSY の信号を enhance するための条件である。Standard SUSY selection によって実際に SUSY 信号が enhance 出来ているかどうかは、後に確認する。

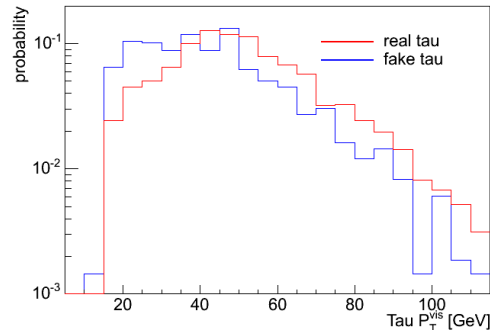


図 7.1: real tau と fake tau の P_T 分布: tau1P3P アルゴリズムを用いて再構成を行い、1P については $NN > 0.97$ 、3P については $NN > 0.99$ というセレクションをかけた後のタウの P_T 分布。赤が real tau の P_T 分布、青が fake tau の P_T 分布である。分布はそれぞれ面積 1 に規格化してある。

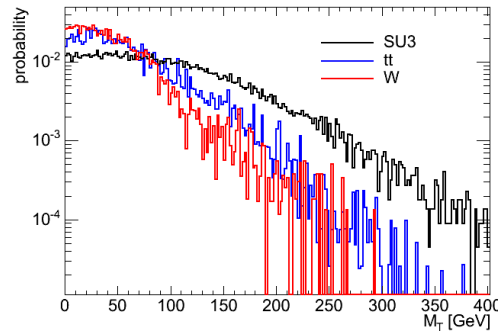


図 7.2: $M_T(\text{tau}, \text{missing})$ 分布: タウと消失エネルギーとの M_T 分布。黒が SU3、青がバックグラウンドの $t\bar{t}$ プロセス、赤がバックグラウンドの W プロセスである。分布はそれぞれ面積 1 に規格化してある。タウはハドロニック成分のみしか再構成されないため、 $t\bar{t}$ プロセスや W プロセスの M_T 分布におけるピークは smear されるが、SUSY 信号と比べると、分布にはっきりとした違いがあることが分かる。

one tau mode セレクションの後、図 7.3 のような分布が得られる。分布は、 $10fb^{-1}$ に規格化してある。すなわち、規格化定数 = 断面積 \times EF 効率 $\times 10 \div$ 読み込んだイベント数、によって分布を規格化してある。

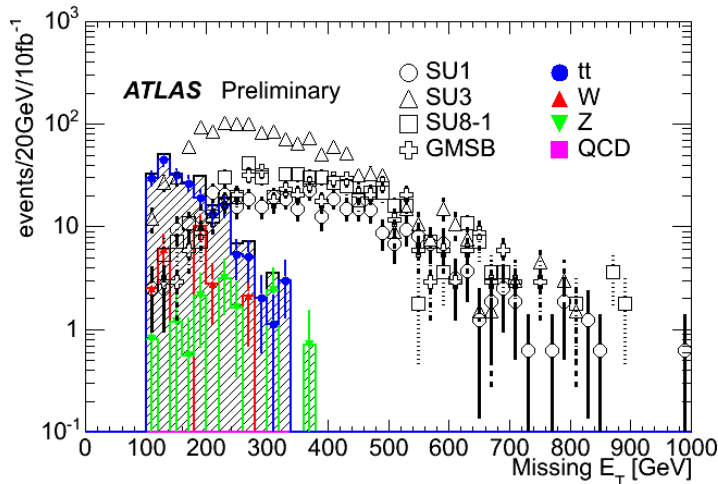


図 7.3: $10fb^{-1}$ における、one tau mode セレクション後の Missing E_T 分布: 斜線部分は全てのバックグラウンドの和である。白丸はSU1、白い三角はSU3、白い四角はSU8-1、白い十字はGMSBの信号である。青の丸、赤の三角、緑の逆三角、ピンクの四角はそれぞれ $t\bar{t}$ +Jets、W+Jets、Z+Jets、QCDのバックグラウンドに対応している。

SU1、SU3、SU8-1、GMSB 共に $10fb^{-1}$ において十分な excess を確認出来る。

積分ルミノシティ $10fb^{-1}$ におけるバックグラウンドの成分を表 7.1 に示す。表中の () 内は、そのプロセスがバックグラウンド全体に占める割合である。

表 7.1: one tau mode バックグラウンドの成分 ($10fb^{-1}$)

	real tau	fake tau
process	#Events	#Events
$t\bar{t}$ +Jets ($W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$)	38.2 (16%)	46.5 (20%)
$t\bar{t}$ +Jets ($W^+W^- \rightarrow l\nu qq$)	~ 0	113 (48%)
W^\pm +Jets	11.0 (5%)	12.7 (5%)
others	~ 0	13 (6%)

表 7.1 の「real tau」は、要求した 1 タウが本物のタウだったイベント、「fake tau」は、QCD ジェットなど fake だったイベントである。fake tau が real tau かの判定については、モンテカルロのタウと再構成されたタウとのマッチングを取って、 $\Delta R < 0.2$ のものを real tau、それ以外のものを fake tau としている。

バックグラウンドは、主に t クォークのセミレプトニック崩壊から来る fake tau イベントと、 t クォークのレプトニック崩壊から来る fake tau または real tau のイベントから成り、約 85% が $t\bar{t}$ イベントとなっている。また、図 7.4 を見ると分かるように、 $M_T > 100 \text{ GeV}$ により大部分の real tau のバックグラウンドが落ちてしまうため、約 80% が fake tau のイベントとなっている。

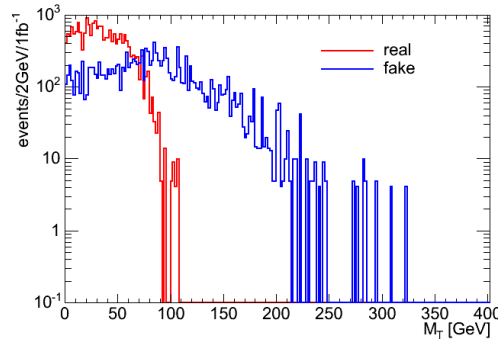


図 7.4: t クォークのセミレプトニック崩壊における M_T (タウ, 消失エネルギー) 分布: $t\bar{t} \rightarrow bbl\nu qq$ のイベントについてタウを 1 つ要求し、タウと消失エネルギーの M_T 分布を作った。赤が、要求したタウが本物だった場合の分布、青が、要求したタウが fake だった場合の分布である。

表 7.2 は、one tau mode のセレクションを順にかけていき、イベント数の変化を見たもの (カットフロー) である。() 内は real tau イベントの割合を示している。数は全て、 10 fb^{-1} での統計量である。 $M_T > 100 \text{ GeV}$ (Cut 2) によって、 $t\bar{t}$ プロセスと $W^\pm + \text{Jets}$ プロセスの real tau イベントは大部分が落ちてしまうことが分かる。QCD は、fake tau が多いために one tau (Cut 1) を要求した段階ではかなりのイベントが残っているが、Cut 2 や Cut 5 で大きな消失運動量を要求することによって、完全に落ちる。

また、表 7.2、7.1 より、Standard SUSY selection(Cut 4 - Cut 6) をかけると、バックグラウンドはもとの 4%程になることが分かる。一方、SUSY イベントはもとの 20%程になっており、相対的に SUSY イベントを enhance 出来ていることが分かる。

表 7.2: one tau mode のカットフロー ($10fb^{-1}$)

Cut-flow	$t\bar{t}$	W	Z	QCD	SU1
No Cut	487943	206990	58365	2.36×10^9	111450
Cut 1	24781 (62.4%)	11795 (67.6%)	1879 (77.2%)	1.01×10^7 (0.3%)	2659 (61.2%)
Cut 2	4968 (22.1%)	901 (10.3%)	237 (5.1%)	1005 (0%)	1626 (57.9%)
Cut 3	2654 (24.3%)	626 (14.9%)	229 (4.6%)	1005 (0%)	1106 (65.1%)
Cut 4	566 (21.7%)	75.8 (18.2%)	29.8 (1.3%)	184 (0%)	417 (60.4%)
Cut 5	299 (22.1%)	31.4 (43.9%)	18.0 (9.4%)	0	351 (61.6%)
Cut 6	198 (19.3%)	23.7 (46.4%)	12.5(8.8%)	0	224 (62%)

one tau mode のセレクション後の、SUSY シグナルの $10fb^{-1}$ におけるイベント数と significance を表 7.3 に示す。表中の () 内は、real tau イベントの割合である。SUSY シグナルにおいては、60%以上が real tau イベントとなっている。

GMSB は 97%が real tau イベントとなっているが、これは、GMSB においてはタウがハードだからである。セクション 1.1.3 で説明したように、GMSB では一般にタウはハードであり、今回研究に用いたパラメータ設定でも、図 8.5 に見られるようにタウはハードとなっている。セクション 4.5.1 で説明したように fake はハードな領域では相対的に少ないので、GMSB では fake の割合が小さくなっている。

表 7.3: one tau mode の SUSY シグナルのイベント数と significance

SUSY シグナル	#Events	significance
SU1	224 (62%)	14.6
SU3	1340 (82%)	87.5
SU8-1	502 (85%)	32.8
GMSB	448 (97%)	29.3

7.2 トリガー効率の評価

セクション 2.2.6 で見た様に、ATLAS では 3 段階のトリガーを通過したイベントのみが記録される。そのため、one tau mode のイベントがトリガーを通過するかどうかを確認する必要がある。本セクションでは、one tau mode のセレクションを通過したイベントについてトリガー効率を調べた。

最初に、タウトリガーでどの程度トリガーがかかるかを見た。EF トリガーの効率が最終的なトリガー効率となるので、閾値が 10GeV の EF タウトリガーである EF_tau10i と、閾値が 35GeV の EF_tau35i の 2 つについて確認した。EF_tau10i と EF_tau35i のトリガー効率を表 7.4 に示す。

表 7.4: タウトリガーのトリガー効率

	#Event ($10fb^{-1}$)	EF_tau10i trigger eff (%)	EF_tau35i trigger eff (%)
BG	234	62.8	56.0
SU1	224	58.5	49.1

表 7.4 を見ると、タウトリガーのトリガー効率はあまり高くない事が分かる。これは、セクション 2.2.6 で見たように、L1 タウトリガーは閾値からの efficiency の立ち上がりが遅いので、閾値付近のタウがトリガー出来ていないためである。

次に、ジェットトリガーの効率を見てみる。表 7.5 のトリガーメニューの OR をとったものをジェットトリガーとする。表のトリガーメニューのうち、jet160 は、160GeV のジェットが 1 本来たらトリガーをかける。2jet120 は、120GeV のジェットが 2 本来たらトリガーをかける。3jet65 は、65GeV のジェットが 3 本来たらトリガーをかける。4jet50 は、50GeV のジェットが 4 本来たらトリガーをかける。

表 7.5: ジェットトリガー

Trigger item menu	L1	L2	EF
jet160	L1_J45	L2_jet160	EF_jet160
2jet120	L1_2J45	L2_jet120L2_jet120	EF_jet120EF_jet120
3jet65	L1_3J45	L2_jet65L2_jet65L2_jet65	EF_jet65EF_jet65EF_jet65
4jet50	L1_4J45	L2_jet50L2_jet50L2_jet50L2_jet50	EF_jet50EF_jet50EF_jet50EF_jet50

ジェットトリガーの効率を表 7.6 に示す。

表 7.6: ジェットトリガーのトリガー効率

		L1	L2	EF
	#Event ($10fb^{-1}$)	trigger eff (%)	trigger eff (%)	trigger eff (%)
BG	234	100	99.6	79.5
SU1	224	100	100	99.1

表 7.6 より、ジェットトリガーの効率はバックグラウンドで 80%、SU1 で 99% である。SUSY の方が効率が高いのは、一般に SUSY イベントの方が high P_T のジェットを多く持つからである。ジェットトリガーとタウトリガーの OR を取ると、効率は更に上がる。表 7.7 のトリガーメニューの OR を取ったものを、jet+tau トリガーとする。

表 7.7: jet+tau トリガー

Trigger item menu	L1	L2	EF
tau35i	L1_TAU35i	L2_tau35i	EF_tau35i
jet160	L1_J45	L2_jet160	EF_jet160
2jet120	L1_2J45	L2_jet120L2_jet120	EF_jet120EF_jet120
3jet65	L1_3J45	L2_jet65L2_jet65L2_jet65	EF_jet65EF_jet65EF_jet65
4jet50	L1_4J45	L2_jet50L2_jet50L2_jet50L2_jet50	EF_jet50EF_jet50EF_jet50EF_jet50

jet+tau トリガーの効率を表 7.8 に示す。

表 7.8: jet+tau トリガーのトリガー効率

		L1	L2	EF
	#Event ($10fb^{-1}$)	trigger eff (%)	trigger eff (%)	trigger eff (%)
BG	234	100	99.6	85.5
SU1	224	100	100	99.1

表 7.8 より、jet+tau トリガーの効率はバックグラウンドで 86%、SU1 で 99% である。

以上より、one tau mode イベントは大部分がトリガーにかかる事が分かった。また、主にジェットトリガーでトリガーがかかる事が分かった。実際の実験ではジェットトリガーやタウトリガーに加えて Missing E_T トリガーも用いられるが、現時点ではまだ用意されていないので、本研究では扱わない。ジェットトリガーと Missing E_T トリガーを併用することで、より高いトリガー効率が得られると期待される。また、OR を取ったときにトリガーされるイベントについて、個々のトリガーを通過しているかどうかを見ることによって、各トリガーのトリガー効率の評価が可能となる。

7.3 バックグラウンドの評価

SUSY 信号の正確な量を知ることで、SUSY の断面積や分岐比の情報を得る事が出来る。その情報を元に、SUSY の質量スケールやパラメータの絞り込みが可能である。よって、バックグラウンドを正確に評価する事は非常に重要である。モンテカルロシミュレーションでバックグラウンドを直接再現する方法は不定性が大きいので、出来るだけ実験データからバックグラウンドを見積もる必要がある。本章では、one tau mode のバックグラウンドの評価の方法について論じる。

7.3.1 コントロールサンプル

バックグラウンドの評価は、one tau mode のバックグラウンドを再現する分布を作ることによって行う。バックグラウンドを再現する分布を作るためには、分布から SUSY の寄与を除く必要がある。SUSY を除くようにコントロールするということから、この分布をコントロールサンプルと呼ぶことにする。表 7.1 より、one tau mode のバックグラウンドは約 85% が $t\bar{t}$ プロセスとなっているため、コントロールサンプルは $t\bar{t}$ プロセスが主成分でなければならない。そこで、SUSY(や他のバックグラウンド) よりも $t\bar{t}$ プロセスを enhance するために $M_T < 100\text{GeV}$ というセレクションを課す。図 7.5 を見ると、 $M_T < 100\text{GeV}$ により $t\bar{t}$ プロセスを enhance 出来ることが分かる。

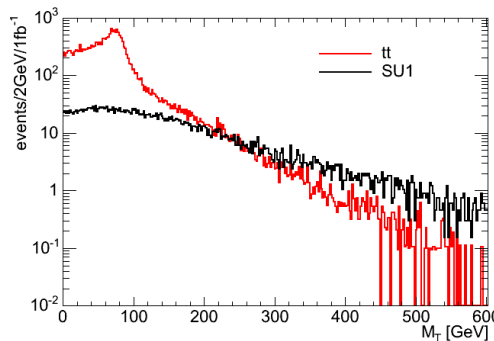


図 7.5: $t\bar{t}$ プロセスと SU1 の M_T (レプトン, 消失エネルギー) 分布: 赤が $t\bar{t}$ プロセス、黒が SU1。

また、one tau を要求すると fake tau のために QCD イベントが混ざってしまうので、one lepton を要求する。図 7.7 は、タウとタウのハドロニック成分との ΔR である。 ΔR は最大でも 0.2 程度であり、ニュートリノの放出による方向の変化は小さいことが分かる。また、図 7.6 は、t クォークのセミレプトニック崩壊により生成された電子、タウと、タウのハドロニック成分の P_T 分布である。電子とタウの P_T 分布には殆ど差はなく、また、タウとタウのハドロニック成分についても、 $P_T > 40\text{GeV}$ ではあまり大きな差はないことが分かる。one tau mode では $P_T > 40\text{GeV}$ のタウを用いているため、タウとそのハドロニック成分との P_T の差も小さいと考えられる。以上のことより、 $t \rightarrow bW \rightarrow b\nu$ と $t \rightarrow bW \rightarrow b\nu\tau \rightarrow b\nu\nu + hadrons$ では、運動学的差が小さいと考えられる。そのため、one tau の代わりに one lepton を用いることが出来る。

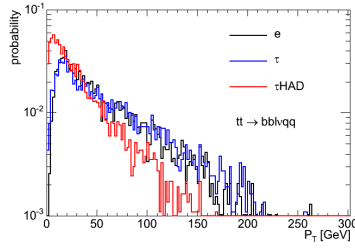


図 7.6: e, τ, τ^{HAD} の P_T 分布 (モンテカルロ): 黒は、 $t\bar{t} \rightarrow bblvqq$ という崩壊によって放出された電子の P_T 分布、青はタウの P_T 分布、赤はタウのハドロニック成分の P_T 分布である。全てモンテカルロの P_T 分布となっている。各分布はそれぞれ面積 1 に規格化してある。

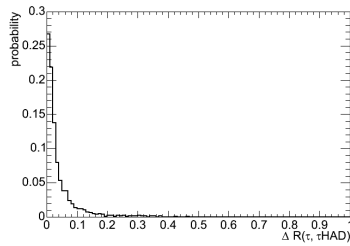


図 7.7: $\Delta R(\tau, \tau^{HAD})$ 分布 (モンテカルロ): タウと、タウのハドロニック成分との ΔR の分布。分布は面積 1 に規格化してある。

コントロールサンプルに $M_T < 100 \text{ GeV}$ というカットをかけることによって大きなバイアスがかかってしまう場合は、バックグラウンドを再現出来ない可能性がある。そこで、 M_T の値と Missing E_T の分布の相関を見た。異なる M_T 領域ごとの Missing E_T 分布を図 7.8 に示す。Missing E_T の分布の違いは少なく、 $M_T < 100 \text{ GeV}$ のカットによるバイアスは小さいと考えられる。

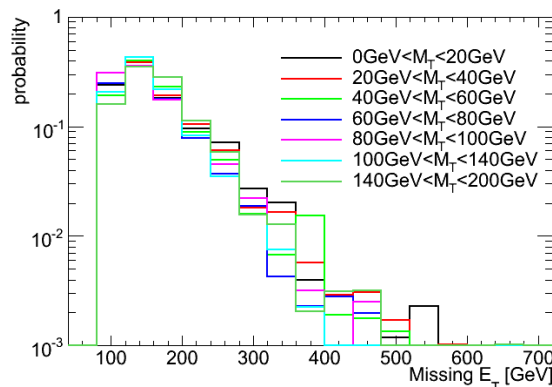


図 7.8: 異なる M_T 領域ごとの Missing E_T 分布: Standard SUSY selection を通過した $t\bar{t}$ イベントにおける、7つの M_T 領域ごとの Missing E_T 分布。分布は全て面積 1 に規格化してある。

結果として、コントロールサンプルのセレクションは以下のようなものになる。

1. one lepton ($P_T > 20\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$)
2. $M_T(\text{lepton}, \text{missing}) < 100\text{GeV}$
3. 4本以上の jet ($|\eta| < 5.0$, $P_T^{1st} > 100\text{GeV}$, $P_T^{2nd\sim 4th} > 50\text{GeV}$)
4. $\cancel{E}_T > \max(100\text{GeV}, 0.2M_{eff})$
5. $S_T > 0.2$

上記のセレクションにより得られたコントロールサンプルの成分を、表 7.9 に示す。約 80%が $t\bar{t}$ イベント、15%が $W^\pm + \text{Jets}$ イベントとなっており、この組成はバックグラウンド (約 85%が $t\bar{t}$ 、10%が $W^\pm + \text{Jets}$) と非常に近くなっている。また、バックグラウンドの 130 倍の統計があり、統計誤差の影響も抑えられる。

表 7.9: コントロールサンプルの成分

process	#Events (10fb^{-1})
$t\bar{t} + \text{Jets}$ ($W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$)	2346 (8%)
$t\bar{t} + \text{Jets}$ ($W^+W^- \rightarrow l\nu qq$)	23171 (74%)
$W^\pm + \text{Jets}$	4957 (16%)
others	376 (2%)

コントロールサンプルのトリガー効率

コントロールサンプルのセレクションを通過したイベントについて、トリガー効率を調べた。結果を表 7.10 に示す。

表 7.10: コントロールサンプルのトリガー効率

trigger	trigger eff (%)
L1_XE100	76
EF_jet160	34
EF_4jet50	54
EF_e25i for e mode	76
EF_mu20i for μ mode	80
EF_4jet50 EF_e25i EF_mu20i	90
EF_4jet50 L1_XE100 EF_e25i EF_mu20i	97

コントロールサンプルのイベントも、問題なくトリガーを通過することが分かった。

7.3.2 コントロールサンプルによるバックグラウンド評価

バックグラウンドとコントロールサンプルは統計量が違うので、コントロールサンプルを規格化する必要がある。本研究では、Missing $E_T = 100 - 200\text{GeV}$ におけるバックグラウンドとコントロールサンプルのイベント数の比を規格化定数とした。図 7.3 を見ると分かるように、Missing E_T が大きい領域は SUSY の割合が大きくなるため、Missing $E_T > 200\text{GeV}$ の領域は規格化には使わない事とした。

バックグラウンド評価の結果を図 7.9 に示す。赤が実際のバックグラウンド、青がコントロールサンプルから評価されたバックグラウンドである。エラーバーは統計エラーを表している。規格化定数を α 、コントロールサンプルの数を N_{cs} 、評価されたバックグラウンドの数を $N_{estBG}(= \alpha N_{cs})$ とすると、評価されたバックグラウンドのエラー ΔN_{estBG} は、

$$\Delta N_{estBG} = \sqrt{(N_{cs}\Delta\alpha)^2 + (\alpha\Delta N_{cs})^2} \quad (7.1)$$

となる。

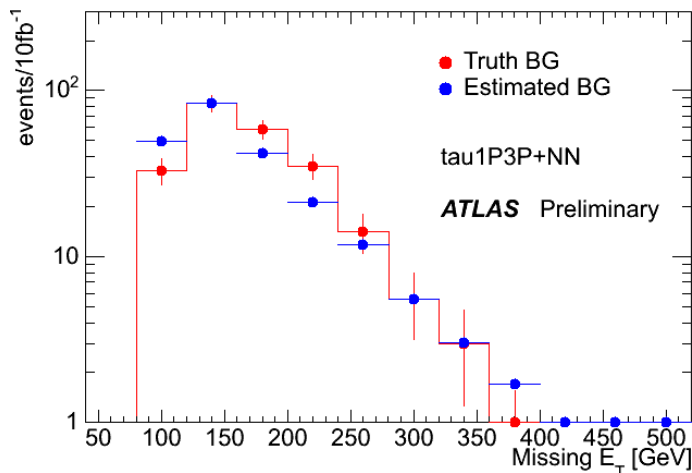


図 7.9: Missing E_T 分布: 赤は、 $10fb^{-1}$ における one tau mode のバックグラウンド、青はコントロールサンプルから評価されたバックグラウンドである。

バックグラウンド評価の結果の数を表 7.11 に示す。

表 7.11: バックグラウンド評価の結果 ($10fb^{-1}$)

region	#Truth BG	#Estimated BG	#Estimated BG / #Truth BG
$\cancel{E}_T > 200\text{GeV}$	59 ± 8	45 ± 1	0.76 ± 0.02
$\cancel{E}_T > 300\text{GeV}$	7.3 ± 2.7	9.7 ± 0.3	1.3 ± 0.54

表 7.11 を見ると、この方法で Missing $E_T > 100\text{GeV}$ の領域は 10%以内の誤差で評価出来ていることが分かる。Missing $E_T > 300\text{GeV}$ の領域は 80%以内の誤差で評価出来ていることが分かる。

Missing E_T 以外の分布についても、うまく再現されているかを確認した。結果を図 7.10 に示す。Effective Mass、Leading Jet の P_T の分布もうまく再現されていることが分かる。

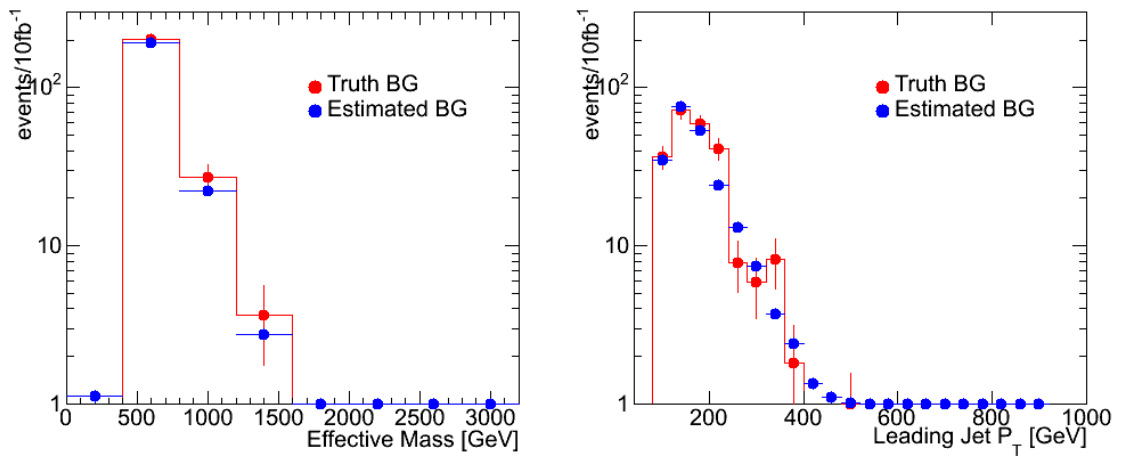


図 7.10: Effective Mass、Leading jet の P_T : 左図が Effective Mass、右図が Leading jet の P_T である。図の形式は図 7.9 と同様である。

7.3.3 コントロールサンプルに含まれる SUSY の効果

コントロールサンプルには実際は SUSY も含まれるので、バックグラウンドを過大評価してしまうことになる。例えば SU1 だと、 $10fb^{-1}$ で 2235 イベントがコントロールサンプルに含まれ、その割合は約 7% となる。図 7.11 と表 7.12 は、コントロールサンプルに SUSY(SU1) が含まれている場合のバックグラウンド評価の結果である。表 7.12 を見ると、Missing $E_T > 300GeV$ では、バックグラウンドは 200% 近く過大評価されていることが分かる。しかし、図 7.11 を見ると、SUSY の excess ははっきりと見える。

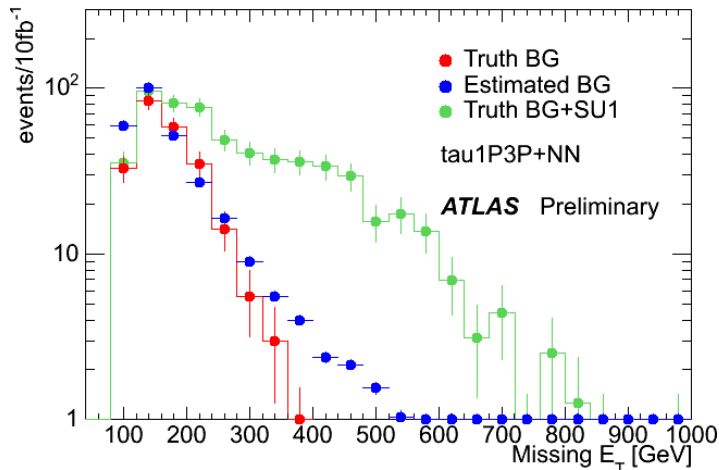


図 7.11: Missing E_T 分布: 赤は one tau mode のバックグラウンド、青は、SU1 を含んだコントロールサンプルで評価されたバックグラウンド、緑は SU1 信号とバックグラウンドの和。

表 7.12: コントロールサンプルに SU1 が含まれる場合のバックグラウンド評価の結果 ($10fb^{-1}$)

region	#Truth BG	#Estimated BG	#Estimated BG / #Truth BG
$\cancel{E}_T > 200GeV$	59 ± 8	71 ± 1	1.20 ± 0.03
$\cancel{E}_T > 300GeV$	7.3 ± 2.7	21.5 ± 0.4	2.9 ± 1.3

一般に、SUSY の質量スケールが小さい時はより多くの SUSY イベントが起きるため、コントロールサンプルにより多くの SUSY が含まれバックグラウンドがより過大評価されてしまうが、その場合は SUSY シグナル自体も多くなるため、SUSY の excess が見えなくなってしまう心配は少ない。

例えば SU3 では、コントロールサンプルに含まれる割合が SU1 よりも大きく、約 12% となる。コントロールサンプルに SU3 が含まれている場合のバックグラウンド評価の結果を、図 7.12 と表 7.13 に示す。表 7.13 を見ると、Missing $E_T > 300GeV$ では、バックグラウンドは 600% 近く過大評価されていることが分かる。しかし、図 7.12 を見ると、SUSY の excess ははっきりと見える。

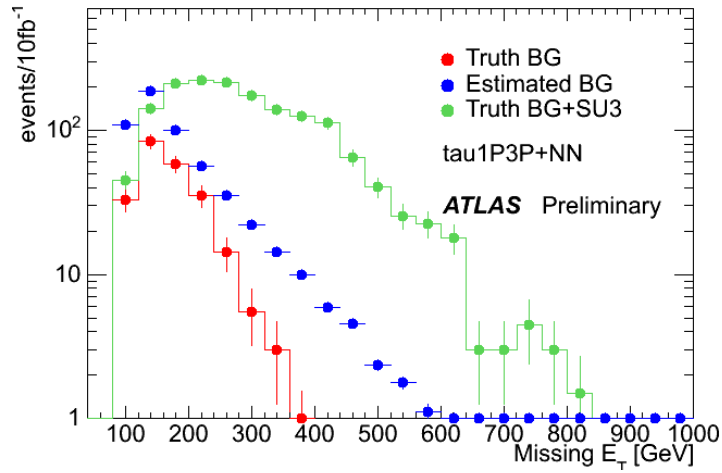


図 7.12: Missing E_T 分布: 赤は one tau mode のバックグラウンド、青は、SU3 を含んだコントロールサンプルで評価されたバックグラウンド、緑は SU3 信号とバックグラウンドの和。

表 7.13: コントロールサンプルに SU3 が含まれる場合のバックグラウンド評価の結果 ($10fb^{-1}$)

region	#Truth BG	#Estimated BG	#Estimated BG / #Truth BG
$\cancel{E}_T > 200GeV$	59 ± 8	155 ± 2	2.63 ± 0.05
$\cancel{E}_T > 300GeV$	7.3 ± 2.7	52.3 ± 0.9	7.2 ± 2.8

7.3.4 バックグラウンド評価の系統誤差の見積もり

バックグラウンドの評価法の系統誤差を評価する。以下の不定性について調べる。

- タウの再構成アルゴリズムの不定性
- エネルギースケールの不定性
- モンテカルロの不定性

それぞれの不定性について、以下に説明する。

タウの再構成アルゴリズムの不定性

タウの再構成アルゴリズムには tauRec と tau1P3P の 2 種類があり、tau1P3P については付加的なセレクションのかけ方が Neural Net, PDERS, カットの 3 種類あるため、どれを選択するかによる不定性が生じる。そこで、tau1P3P の付加的なセレクションをカットに変えてバックグラウンド評価を行った。また、tau1P3P の代わりに tauRec を用いてバックグラウンド評価を行った。

エネルギースケールの不定性

カロリメータのエネルギーキャリブレーションのずれにより、エネルギーが全体的に過大評価されたり、過小評価されたりすることがある。そこで、Missing E_T と全てのジェットの P_T を 5%スケールアップしてバックグラウンド評価を行った。

モンテカルロの不定性

今回は Alpgen(セクション 5.1 参照) を用いてイベント生成を行ったが、Alpgen は LO ジェネレーターなので、NLO まで計算を行った場合に結果がどう変わるかを調べる必要がある。LO と NLO の分布の違いは K-factor では補正出来ないので、LO と NLO で分布がずれていた場合は、バックグラウンド評価がうまくいかなくなる可能性がある。そこで、MC@NLO(セクション 5.1 参照) を用いてイベント生成を行い、バックグラウンド評価を行った。バックグラウンドの 85% は $t\bar{t}$ +Jets なので、 $t\bar{t}$ +Jets のみを NLO に変えた。また、統計を NNLO に合わせるため、 $K\text{-factor} = \sigma_{NNLO}/\sigma_{NLO} = 1.08$ をかけた。LO ジェネレーターと NLO ジェネレーターの分布の比較を図 7.13、7.14 に示す。コントロールサンプルの分布はほぼ一致しており、バックグラウンドの分布もあまり大きな差はないことが分かる。よって、LO と NLO の分布の違いがバックグラウンド評価へ及ぼす影響はあまり大きくないと期待される。

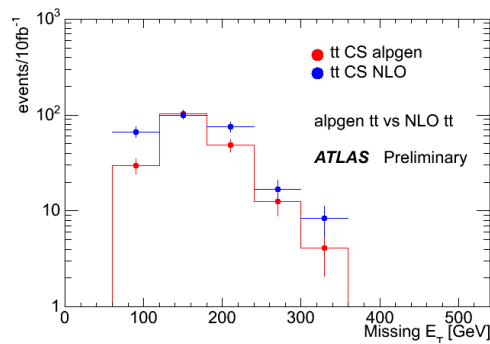


図 7.13: LO と NLO の分布 (バックグラウンド): 赤が LO ジェネレーターを用いた場合のバックグラウンドの分布、青が NLO ジェネレーターを用いた場合のバックグラウンドの分布である。

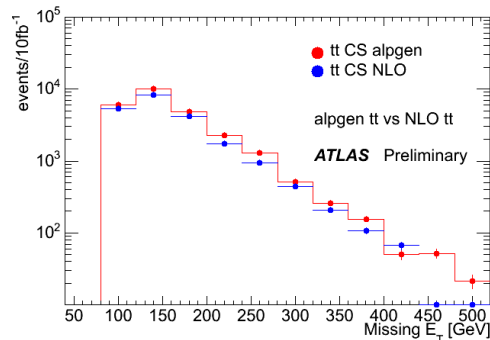


図 7.14: LO と NLO の分布 (コントロールサンプル): 赤が LO ジェネレーターを用いた場合のコントロールサンプルの分布、青が NLO ジェネレーターを用いた場合のコントロールサンプルの分布である。

系統誤差評価の結果を表 7.14 に示す。系統誤差を考慮に入れても、Missing $E_T > 200\text{GeV}$ の領域では 50%、Missing $E_T > 300\text{GeV}$ の領域では 80%の精度で one tau mode のバックグラウンドを評価出来ることが分かった。

表 7.14: 系統誤差評価の結果

	$E_T > 200\text{GeV}$	$E_T > 300\text{GeV}$
	#Estimated BG / #Truth BG	#Estimated BG / #Truth BG
original	0.76 ± 0.02	1.30 ± 0.54
1P3P + Cut	0.79 ± 0.06	0.91 ± 0.23
tauRec	0.90 ± 0.08	0.79 ± 0.23
Energy Scale +5%	0.73 ± 0.08	1.2 ± 0.5
NLO	0.53 ± 0.05	0.96 ± 0.42

7.4 第7章のまとめ

最後に、本章の内容と結論をセクション毎にまとめる。

セクション 7.1: one tau mode 信号

One tau mode における SUSY シグナルとバックグラウンドの分布、統計量を比較し、 $10fb^{-1}$ で SU1、SU3、SU8-1、GMSB の信号の excess が十分にあることを確認した。

セクション 7.2: トリガー効率の評価

One tau mode の信号が、ATLAS のトリガーシステムによって問題なくトリガーされることを確認した。One tau mode イベントは主にジェットトリガーによってトリガーされる。トリガー効率は、バックグラウンドで 85%、SUSY 信号ではほぼ 100%である。

セクション 7.3: バックグラウンドの評価

モンテカルロへの依存性を出来るだけ小さくするため、実験データを用いて one tau mode のバックグラウンドを見積もる方法を考えた。one tau mode のバックグラウンドは $t\bar{t}$ イベントが主成分であることから、同じ主成分を持つ分布を作り、それを用いて見積もりを行った。系統誤差を考慮に入れた結果、 $E_T > 100\text{GeV}$ では 10%以内、 $E_T > 300\text{GeV}$ では 80%以内でバックグラウンドを評価出来ることが分かった。また、イベント数のみでなく、各物理量の分布も再現出来ることが分かった。

第8章 Ditau mode

本章では、ditau mode について論じる。

セクション 8.1 では、ditau mode における SUSY 信号とバックグラウンドの分布を比較し、バックグラウンドに比べて十分な量の SUSY 信号が残ることを確認する。セクション 8.2 では、ditau mode の信号が ATLAS のトリガーシステムによって問題なくトリガーされることを示す。セクション 8.3 では、 $10fb^{-1}$ において質量再構成を行い、SUSY 粒子の質量の関係に制限を与えることを考える。

本章では、Full simulation サンプルのみ用いている。

8.1 ditau mode 信号

ditau mode のセレクションは、以下の通りである。 τ^{1st} は、要求した 2 つのタウのうち P_T の大きい方、 τ^{2nd} は P_T の小さい方を示す。

Cut 1 2 つのタウ (τ^{1st} : $P_T > 40GeV$, τ^{2nd} : $P_T > 20GeV$, 共に $|\eta| < 2.5$)

Cut 2 no isolated lepton ($P_T > 20GeV$, $|\eta| < 2.5$)

Cut 3 4 本以上の jet ($|\eta| < 5.0$, $P_T^{1st} > 100GeV$, $P_T^{2nd\sim 4th} > 50GeV$)

Cut 4 $\cancel{E}_T > \max(100GeV, 0.2M_{eff})$

Cut 5 $S_T > 0.2$

Cut 1 では、2 つのタウを要求している。図 7.1 を見ると分かるように、 $P_T < 40GeV$ では fake tau が優勢なので、 τ^{2nd} の P_T のカットも $P_T > 40GeV$ とするのが望ましい。しかし、図 8.1 を見ると分かるように、 τ^{2nd} の P_T カット $40GeV$ としてしまうと、殆どの SUSY イベントが落ちてしまうことになる。そこで、 τ^{2nd} の P_T カットは、 τ^{1st} の P_T カットよりも loose な値とした。Cut 2 は、one lepton mode, dilepton mode と重ならないようにするための条件である。Cut 4-Cut 5 は、Standard SUSY selection であり、SUSY の信号を enhance するための条件である。Standard SUSY selection によって実際に SUSY 信号が enhance 出来ているかどうかは、後に確認する。

ditau mode セレクションの後、図 8.2 のような分布が得られる。

SU1、SU3、SU8-1、GMSB 共に、 $10fb^{-1}$ において excess をはっきりと観測出来る。特に $\cancel{E}_T > 300GeV$ の領域は、殆どバックグラウンドフリーであることが分かる。積分ルミノシティ $10fb^{-1}$ におけるバックグラウンドのイベント数を表 8.1 に示す。() 内は、そのプロセスがバックグラウンド全体に占める割合である。バックグラウンドは 85% が $t\bar{t}$ イベントとなっている。

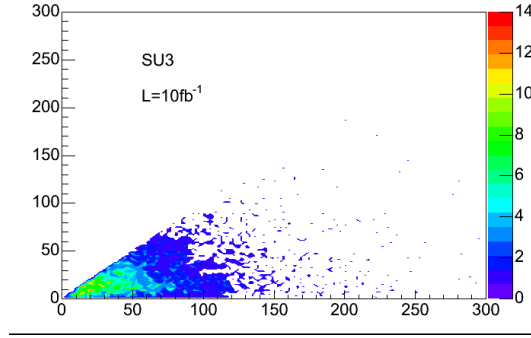


図 8.1: SU3 における、2つのタウの P_T 分布 (モンテカルロ): Standard SUSY selection を通過した SU3 イベントの中から、モンテカルロ情報を用いて $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ という崩壊によって生じた2つのタウをとらえ、その2つのタウのモンテカルロの P_T (ハドロニック成分のみ) をプロットした。横軸は P_T が大きい方のタウの P_T [GeV]、縦軸は P_T が小さい方のタウの P_T [GeV]。

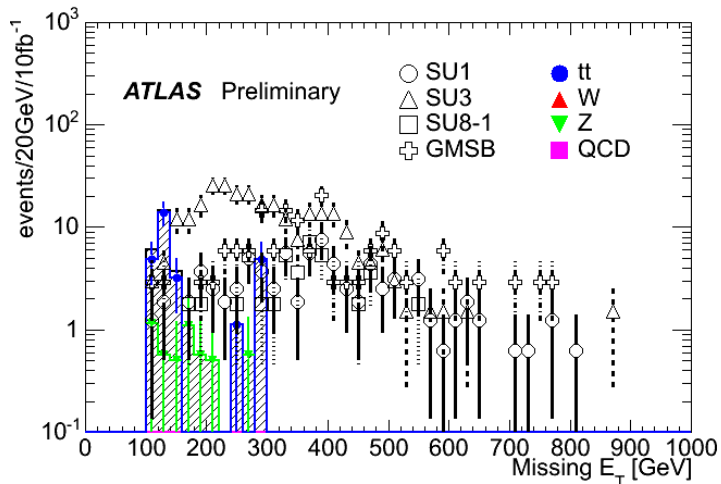


図 8.2: ditau mode セレクション後の Missing E_T 分布: 図の形式は、図 7.3 と同様である。

表 8.1: ditau mode バックグラウンドの成分

process	real tau #BG ($10fb^{-1}$)	fake tau #BG ($10fb^{-1}$)
$t\bar{t}$ +Jets ($W^+W^- \rightarrow \nu\nu$)	3.1 (9%)	5.4 (16%)
$t\bar{t}$ +Jets ($W^+W^- \rightarrow \nu qq$)	~ 0	19.6 (59%)
Z+Jets ($Z \rightarrow \tau\tau$)	3.9 (12%)	1.1 (3%)
others	~ 0	~ 0

表 8.2 は、ditau mode のカットフローである。表中の () 内は、real tau イベントの割合である。タウを 2 つ要求 (Cut 1) することで QCD は完全に落ちてしまう。また、W/Z プロセスは $t\bar{t}$ プロセスに比べて限られたジェットしか持っていないため、複数のハードなジェット (Cut 3) を要求することによって落ちている。最終的には、バックグラウンドは $t\bar{t}$ が主要な成分となる。Standard SUSY selection (Cut 3-Cut 5) を課すことで、バックグラウンドはもとの 4%程になっているが、SUSY イベントはもとの 18%程になっており、相対的に SUSY 信号を enhance 出来ていることが分かる。

表 8.2: ditau mode のカットフロー

Cut-flow	$t\bar{t}$	W	Z	QCD	SU3
No Cut	487943	206990	58365	2.36×10^9	278850
Cut 1	714 (15.7%)	125 (0%)	218 (78.8%)	0	1881 (76.4%)
Cut 2	619 (17.9%)	123 (0%)	208 (82.2%)	0	1509 (80.9%)
Cut 3	64.8 (25.6%)	2.1 (0%)	15.7 (82.8%)	0	467 (75.2%)
Cut 4	39.4 (21.3%)	2.1 (0%)	6.0 (81.7%)	0	344 (74.9%)
Cut 5	28.1 (11.0%)	0	5.0 (78.0%)	0	265 (75.3%)

ditau mode のセレクション後の、SUSY シグナルの $10fb^{-1}$ におけるイベント数を表 8.3 に示す。表中の () 内は、real tau イベントの割合である。SUSY シグナルにおいては、半分以上が real tau イベントとなっている。SU1 については、 $\cancel{E}_T > 100GeV$ では significance が高くないが、図 8.2 で見たように $\cancel{E}_T > 300GeV$ はバックグラウンドフリーに近い。

表 8.3: ditau mode の SUSY シグナルのイベント数と significance

SUSY シグナル	#Events	significance
SU1	10.5 (57%)	1.9
SU3	265 (75%)	46.8
SU8-1	43.2 (67%)	7.5
GMSB	155 (71%)	26.9

8.2 トリガー効率の評価

ditau mode のセレクションを通過したイベントについてトリガー効率を調べた。

ジェットトリガーの効率を表 8.4 に示す。ジェットトリガーの定義は表 7.5 のものと同様である。ジェットトリガーの効率はバックグラウンドで 82%、SU3 で 97% であり、one tau mode の時と同様に、主にジェットトリガーによってトリガーされていることが分かる。

表 8.4: ジェットトリガーのトリガー効率

		L1	L2	EF
	#Event ($10fb^{-1}$)	trigger eff (%)	trigger eff (%)	trigger eff (%)
BG	33	100	100	81.8
SU3	269	100	100	97.0

次に、jet+tau トリガーの効率を表 8.5 に示す。jet+tau トリガーの定義は、7.7 のものと同様である。jet+tau トリガーの効率はバックグラウンドで 85%、SU3 で 99% である。

表 8.5: jet+tau トリガーのトリガー効率

		L1	L2	EF
	#Event ($10fb^{-1}$)	trigger eff (%)	trigger eff (%)	trigger eff (%)
BG	33	100	100	84.8
SU3	269	100	100	99.3

以上より、ditau mode イベントは大部分がトリガーにかかる事が分かった。また、主にジェットトリガーによってトリガーされる事が分かった。セクション 7.2 で述べたように、Missing E_T トリガーを加えることで、より高いトリガー効率を得られると期待される。

8.3 $M_{\tau\tau}$ 再構成

本セクションでは、 τ^{2nd} がハードな場合とソフトな場合に分けて $M_{\tau\tau}$ の再構成を行う。 τ^{2nd} がハードな点として SU3、GMSB を使い、 τ^{2nd} がソフトな点として SU1、SU8-1 を用いた。

mSUGRA においては、ditau は図 1.13 の崩壊モードで生成されるので、mSUGRA における $M_{\tau\tau}$ のエッジの位置 $M_{\tau\tau}^{max}$ は、式 8.1 によって表される。

$$M_{\tau\tau}^{max} = M(\tilde{\chi}_2^0) \sqrt{\left[1 - \frac{M^2(\tilde{\tau}_1)}{M^2(\tilde{\chi}_2^0)}\right] \left[1 - \frac{M^2(\tilde{\chi}_1^0)}{M^2(\tilde{\tau}_1)}\right]} \quad (8.1)$$

表 5.2 の各粒子の質量を代入すると、 $M_{\tau\tau}^{max}$ の値は、SU1 では 82GeV、SU3 では 106GeV、SU8-1 では 79GeV となる。

GMSB においては、ditau は主に図 1.10 の崩壊モードで生成されるので、 $M_{\tau\tau}^{max}$ は、 \tilde{G} の質量を無視すると式 8.2 によって表される。

$$M_{\tau\tau}^{max} = \sqrt{M^2(\tilde{\chi}_1^0) - M^2(\tilde{\tau}_1)} \quad (8.2)$$

表 5.2 の各粒子の質量を代入すると、GMSB における $M_{\tau\tau}^{max}$ の値は 122GeV となる。

また、 $\tilde{\chi}_2^0$ も $\tilde{\chi}_1^0$ と同様に、分岐比 66% で $\tau\tilde{\tau}_1$ に崩壊するので、 χ_2^0 由来のエッジも存在する。 χ_1^0 と同様の計算より、 χ_2^0 の崩壊による $M_{\tau\tau}^{max}$ の値は 257GeV となる。

8.3.1 τ^{2nd} がハードな場合の $M_{\tau\tau}$ 再構成

SU3

図 8.1 を見ると分かるように、SU3 においてはタウは 2 つともハードである。

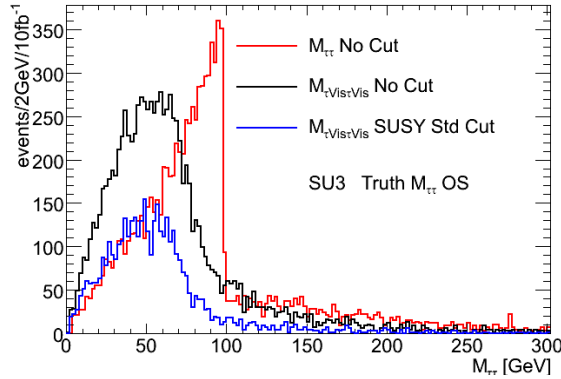


図 8.3: SU3 の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ): 赤はタウの運動量を全て用いて再構成した結果、黒はハドロニックな成分のみを用いて再構成した結果、青は、黒のイベントのうち、Standard SUSY selection を通過したものである。全てのプロットにおいて、2 つのタウの電荷の符号が逆であることを要求している。 τ^{1st} には $P_T > 40\text{GeV}$ 、 τ^{2nd} には $P_T > 20\text{GeV}$ のカットがかけてある。

ここで、SU3 について、モンテカルロの情報を用いて再構成を行った結果を図 8.3 に示す。

図 8.3 の赤の分布を見ると、100GeV 付近に鋭いエッジが立っているのが確認出来る。しかし、黒の分布ではエッジが smear されてしまっている。これは、タウはハドロニック成分のみが再構成されるために、ニュートリノの運ぶ運動量が無視され、タウの運動量が過小評価されてしまうためである。また、Standard SUSY selection によって統計量が半分になることが青のヒストグラムより分かる。青の分布のエッジは鋭くはないが、エッジが 100GeV 以下であるという情報を得ることができる。式 8.1 を用いれば、その情報から $\tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_1^0$ 、 $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係に制限を与えることが出来る。

図 8.4 に、再構成されたタウを用いて $M_{\tau\tau}$ を組んだ結果を示す。バックグラウンドも考慮に入れた最終的な再構成の結果である。青は 2 つのタウの電荷の符号が逆の場合 (OS)、黒は電荷の符号が同じ場合 (SS)、赤は OS の分布から、SS の分布を引いたものである。

セクション 8.1 で確認したように、SU3 の ditau mode イベントには、30%程 fake tau のイベントが含まれているが、fake tau のイベントでは、2 つのタウの電荷の間に相関が無いので、OS と SS がほぼ同じイベント数存在する。また、OS になるか SS になるかは単なる確率の問題であり、特定の物理を反映していないので、分布も同じになる。よって、OS の分布から SS の分布を引くことで、fake を打ち消す事が出来る。この手法を charge subtraction と言う。

赤のプロットが最終的な $M_{\tau\tau}$ となる。エッジは smear されてしまっているが、観測することが出来る。ここで、1次関数でエッジを fit し、End point を求めることを考える。まず、図 8.4 の赤の分布において最もイベント数の多いピンを fit 領域の左端とする。fitting の範囲については、20GeV, 30GeV, 40GeV と 10GeV ずつ異なる fit 範囲を適用していき、 χ^2/ndf が最小値を取った点を fitting の範囲として採用する。SU3 の $M_{\tau\tau}$ 分布における fit 範囲と χ^2/ndf の関係を表 8.6 に示す。fit 範囲が 20GeV のときに χ^2/ndf が最小となっているので、fit 範囲は 20GeV とした。以降、 $M_{\tau\tau}$ を 1次関数で fit するときは、全て同じ手順で fitting の領域を決めるものとする。

表 8.6: fit の範囲と χ^2/ndf の関係

fit 範囲	ndf	χ^2	χ^2/ndf
20GeV	1	0.08	0.08
30GeV	2	6.3	3.2
40GeV	3	9.0	3.0
50GeV	4	9.0	2.3
60GeV	5	23	4.6

fitting の結果、 $\chi^2/\text{ndf} = 0.08/1$ 、slope は -1.93 ± 0.44 、End point は 76_{-1}^{+3} GeV となった。理論値 106GeV から有意にずれているが、End point の情報から SUSY 粒子の質量の関係に制限を与えることが可能である。

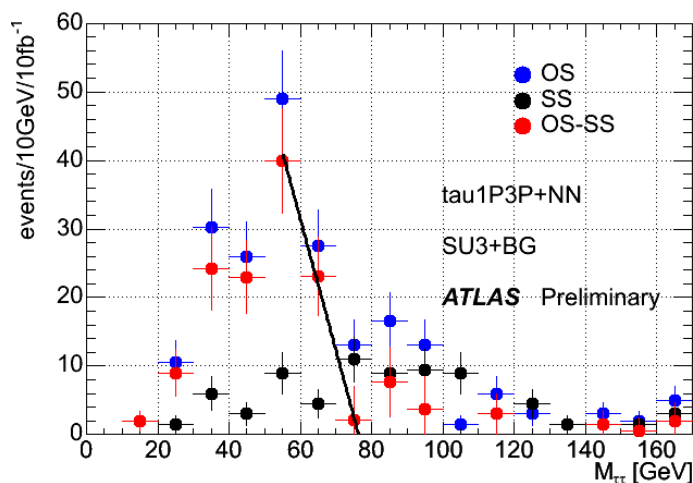


図 8.4: SU3 の $M_{\tau\tau}$ 分布: 検出器の効果やバックグラウンドも考慮に入れた、最終的な質量再構成の結果。青は 2 つのタウの電荷の符号が逆の場合 (OS) の分布、黒は電荷の符号が同じ場合 (SS) の分布、赤は OS の分布から、SS の分布を引いたものである。

GMSB

図 8.5 は、Standard SUSY selection を通過した GMSB イベントの中の、 $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{G} \tau \tau$ という崩壊モードによって生じた 2 つのタウのハドロニック成分の P_T 分布 (モンテカルロ情報) である。2 つのタウともハードであることが分かる。

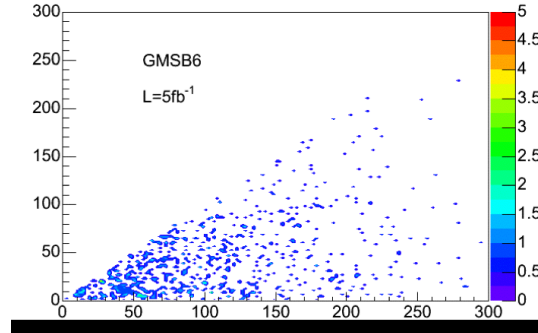


図 8.5: GMSB における 2 つのタウの P_T 分布 (モンテカルロ): $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{G} \tau \tau$ という崩壊モードによって生じた 2 つのタウのハドロニック成分の P_T 分布。図の形式は図 8.1 と同様である。

図 8.6 は、モンテカルロの情報を用いて、同じ崩壊チェーンから来た 2 つのタウで $M_{\tau\tau}$ を再構成した結果である。122GeV に χ_1^0 の崩壊によるエッジがあり、257GeV には χ_2^0 の崩壊によるエッジがある。

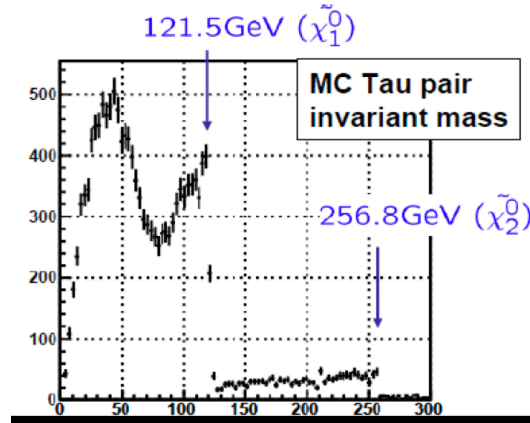


図 8.6: 同じ崩壊チェーンから来た 2 つのタウの $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ) [3]

次に、 $10fb^{-1}$ において、同じ崩壊チェーンから来たかどうかを区別せずにモンテカルロ情報を用いて再構成を行った結果を図 8.7 に示す。赤の分布を見ると、122GeV に χ_1^0 の崩壊によるエッジが立っているのが確認出来る。しかし、同じ崩壊チェーンから来たかどうかを区別しなかった場合、 $10fb^{-1}$ ではモンテカルロでも χ_2^0 の崩壊によるエッジは確認出来ないことが分かる。ハドロニック成分のみで再構成を行うと、黒の分布のように χ_1^0 の崩壊によるエッジも smear されてしまう。さらに、青の分布のように、Standard SUSY selection によってもとの半分程度になる。

$10fb^{-1}$ では χ_2^0 の崩壊によるエッジは確認出来ないため、 χ_2^0 、 $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係に制限を与えることは難しいが、 χ_1^0 の崩壊のエッジが $200GeV$ 以下であるという情報から、式 8.2 より χ_1^0 、 $\tilde{\tau}_1$ の質量の関係に制限を与えることが出来る。

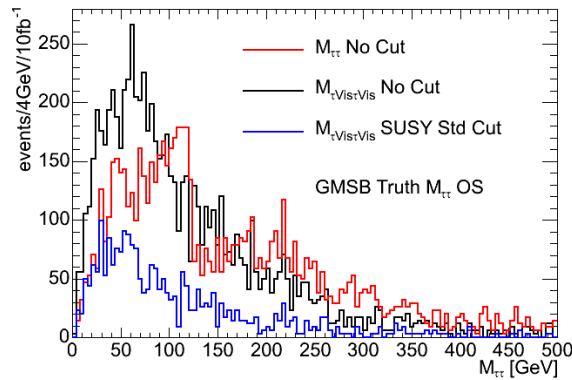


図 8.7: GMSB の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ): GMSB において、モンテカルロ情報を用いて $M_{\tau\tau}$ 再構成を行った結果。図の形式は図 8.3 と同様である。

図 8.8 に、最終的な $M_{\tau\tau}$ 再構成の結果を示す。赤の分布について、SU3 の場合と同様の手順でエッジを fit した。fitting 領域は、 $90GeV$ とした。fit の結果、 $\chi^2/ndf = 27.4/8$ 、slope は 0.12 ± 0.04 、End point は $123^{+4}_{-2} GeV$ となり、誤差の範囲で理論値 $122GeV$ とコンシステントである。 $10fb^{-1}$ では統計誤差が大きく、エッジははっきりとは見えていないが、統計が $100fb^{-1}$ あればより正確にエッジを確認出来ると期待される。

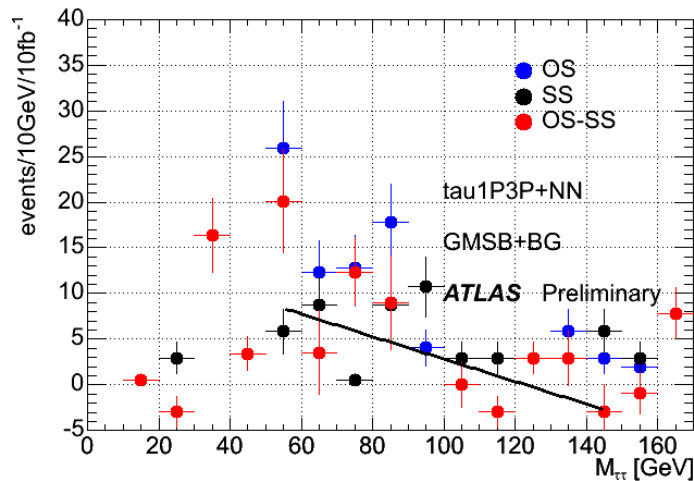


図 8.8: GMSB の $M_{\tau\tau}$ 分布: GMSB における、 $M_{\tau\tau}$ 再構成の最終的な結果。図の形式は図 8.4 と同様である。

8.3.2 τ^{2nd} がソフトな場合の $M_{\tau\tau}$ 再構成

SU1

SU1 での $M_{\tau\tau}$ の再構成は、 τ^{2nd} がソフトになっているため、SU3 よりも難しい。

図 8.9 は、Standard SUSY selection を通過した SU1 イベントの中での、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ という崩壊モードによって生じた 2 つのタウのハドロニック成分の P_T 分布 (モンテカルロ情報) である。図 8.1 の SU3 と比べて、SU1 においては、 τ^{2nd} がかなりソフトになってしまう事が分かる。

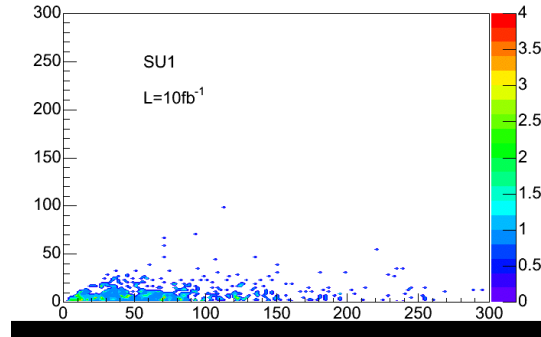


図 8.9: SU1 における 2 つのタウの P_T 分布 (モンテカルロ): $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ という崩壊によって生じた 2 つのタウのハドロニック成分の P_T 分布。図の形式は図 8.1 と同様である。

SU1 で τ^{2nd} がソフトになっているのは、SU1 においては $\tilde{\tau}_1$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量が縮退しているためである。SU1 では、両者の質量の差が $m(\tilde{\tau}_1) - m(\tilde{\chi}_1^0) = 148\text{GeV} - 137\text{GeV} = 11\text{GeV}$ と小さいため、 τ^{2nd} がソフトになってしまう。そのため、SU3 と同じ条件では、 $M_{\tau\tau}$ 再構成は難しいということになる。そこで、以下の 2 通りの方法で解決を試みた。

1. low P_T における NN を最適化する
2. P_T , NN のセレクションを loose にする

以下に、それぞれの方法の詳細と結果を述べる。

8.3.3 low P_T における NN を最適化する

SU1 等、 τ^{2nd} がソフトになっている場合に $M_{\tau\tau}$ を再構成出来るようにするためには、low P_T におけるタウの ID、再構成のパフォーマンスを上げることが最良の解決策と言える。そこで、low P_T において Neural Net を最適化することで、low P_T のパフォーマンスを向上させることを試みた。セクション 4.3.1 で説明したように、Neural Net では学習により w_{jk} , θ_j の値を調節する。そこで、 w_{jk} の値を変えることで、パフォーマンスを上げること考える。

付録の図 C.4, C.3 を見ると分かるように、high P_T では多くのパラメータでタウと QCD の分布が異なるが、low P_T では、図 8.10 に示す $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ を除いて分布にあまり違いが見られない。そこで、 $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ のウェイトを変えることで、Neural Net の最適化を試みた。

$(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ は値が小さいほどタウらしいということになるので、インプットレイヤーにおける $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ のウェイト (w_{16}) を 0.9 倍した。タウにおける、修正前と修正後のタウの NN 分布を図 8.11 に示す。また、QCD の NN 分布を図 8.12 に示す。修正前と修正後で分布の違いはほとんど無く、タウと ID される確率は上がらなかった。

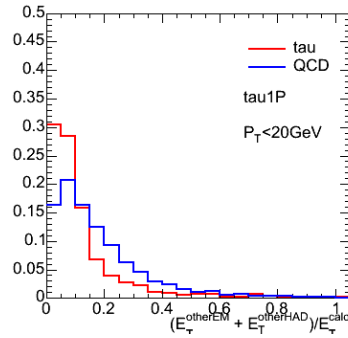


図 8.10: $P_T < 20 GeV$ における $(E_T^{otherEM} + E_T^{otherHAD})/E_T^{calo}$ の分布

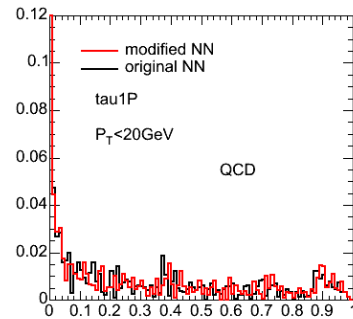
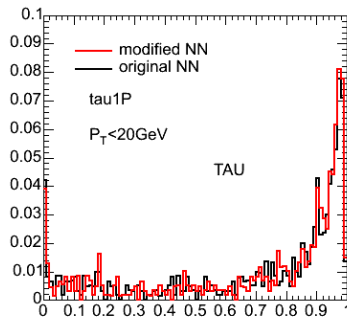


図 8.11: 修正前と修正後の NN 分布 (タウ)

図 8.12: 修正前と修正後の NN 分布 (QCD)

$P_T < 20 GeV$ のタウに対してこの修正 NN を用いて $M_{\tau\tau}$ 再構成を行った結果を図 8.13 に示す。 P_T , NN のセレクションは、SU3 で再構成を行った時と同様である。エッジは観測出来ず、この方法ではうまく行かない事が分かった。

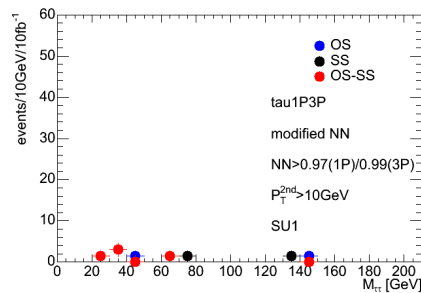


図 8.13: 修正 NN を用いて $M_{\tau\tau}$ 再構成を行った結果

8.3.4 P_T , NN のカットを loose にする

次に、fake が増えてしまうという問題点があるが、 P_T , NN のカットを loose にするということを考える。 τ^{2nd} のカットを $P_T > 10\text{GeV}$ にゆるめ、 τ^{1st} のカットを $P_T > 30\text{GeV}$ にゆるめた。また、 $M_{\tau\tau}$ の再構成においては、fake のイベントが多少増えてしまっても charge subtraction で打ち消す事が出来るので、統計量を確保するために 1P の NN のカットも loose にして、 $\text{NN} > 0.80(1\text{P})/0.99(3\text{P})$ とした。NN のカットの値を 0.80 にしたのは、図 4.18 より、low P_T の 1P では $\text{NN} \geq 0.80$ で QCD よりもタウが優勢だからである。モンテカルロの情報を用いて再構成を行った結果を、図 8.14 に示す。 τ^{1st} には $P_T^{visMC} > 30\text{GeV}$ 、 τ^{2nd} には $P_T^{visMC} > 10\text{GeV}$ のカットがかけてある。SU3 の時と同様に、80GeV 付近に見えていたエッジがニュートリノの効果で smear され、更に Standard SUSY selection によって統計量が数分の一になっているが、エッジが 90GeV 以下である事が分かる。

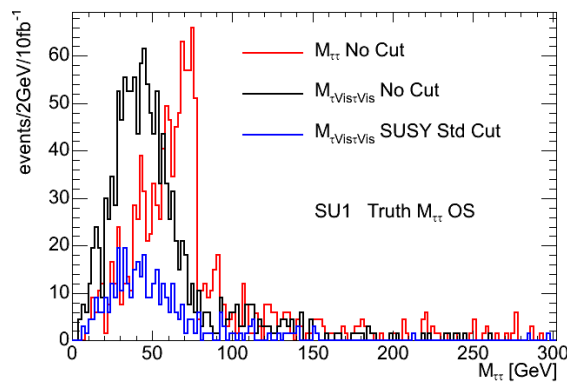


図 8.14: SU1 の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ): SU1 において、モンテカルロ情報を用いて $M_{\tau\tau}$ 再構成を行った結果。図の形式は図 8.3 と同様。

図 8.15 に、バックグラウンドも考慮に入れた最終的な質量再構成の結果を示す。SU3 と同様エッジはかなり smear されてしまっているが、観測することが出来る。赤の分布について、SU3 の場合と同様の手順でエッジを fit した。fitting の領域は 30GeV とした。fit の結果、 $\chi^2/\text{ndf} = 3.9/2$ 、slope は -0.60 ± 0.21 、End point は 87^{+7}_{-3}GeV となった。理論値 82GeV から有意にずれているが、End point の情報から SUSY 粒子の質量の関係に制限を与えることが可能である。また、 100fb^{-1} まで統計をためればより正確な評価が可能であると期待される。

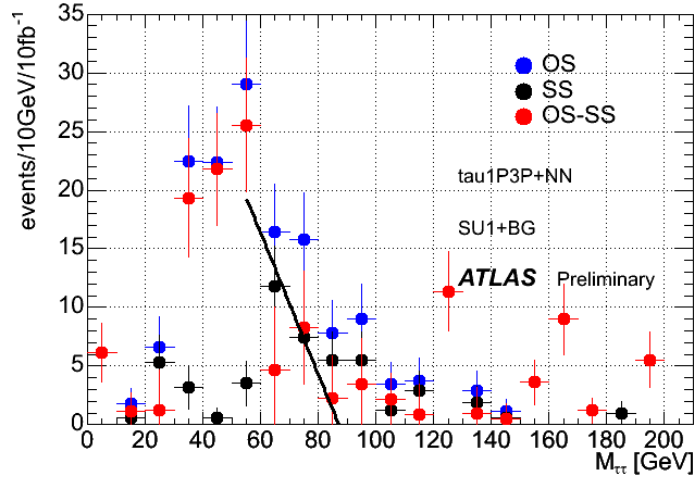


図 8.15: SU1 の $M_{\tau\tau}$ 分布: SU1 における、 $M_{\tau\tau}$ 再構成の最終的な結果。図の形式は図 8.4 と同様。

SU8-1

図 8.16 は、Standard SUSY selection を通過した SU8-1 イベントの中の、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ という崩壊モードによって生じた 2 つのタウのハドロニック成分の P_T 分布 (モンテカルロ情報) である。 τ^{2nd} がソフトになっていることが分かるが、これは、SU1 と同様に $\tilde{\tau}_1$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量が縮退しているためである。そこで、SU1 と同様の方法で再構成を行った。

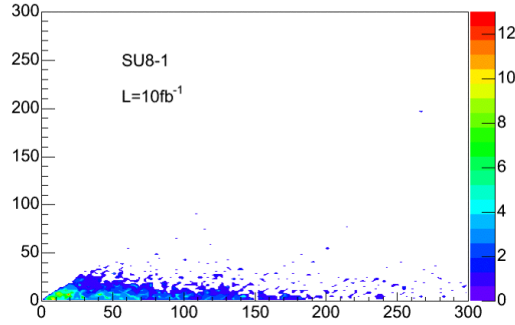


図 8.16: SU8-1 における ditau の P_T 分布 (モンテカルロ): $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ という崩壊モードによって生じた 2 つのタウのハドロニック成分の P_T 分布。図の形式は図 8.1 と同様である。

モンテカルロの情報を用いて再構成を行った結果を、図 8.17 に示す。 τ^{1st} には $P_T^{visMC} > 30\text{GeV}$ 、 τ^{2nd} には $P_T^{visMC} > 10\text{GeV}$ のカットがかけてある。

SU1 の時と同様に、80GeV 付近に見えていたエッジがニュートリノの効果で smear され、更に Standard SUSY selection によって統計量が数分の一になっているが、エッジが 80GeV 以下であることが分かる。

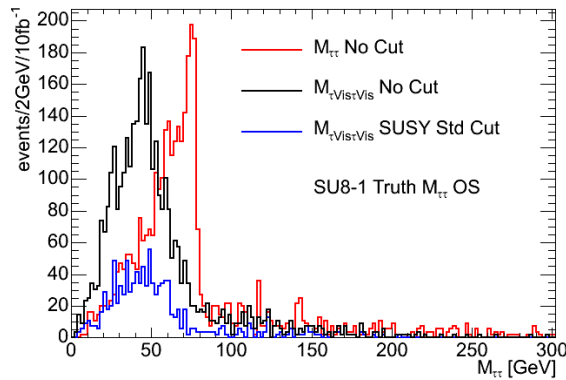


図 8.17: SU8-1 の $M_{\tau\tau}$ 分布 (モンテカルロ): SU8-1 において、モンテカルロ情報を用いて $M_{\tau\tau}$ 再構成を行った結果。図の形式は図 8.3 と同様。

図 8.18 に、バックグラウンドも考慮に入れた最終的な質量再構成の結果を示す。赤の分布について、SU3 の場合と同様の手順でエッジを fit した。fitting の領域は 40GeV とした。fit の結果、 $\chi^2/\text{ndf} = 5.4/3$ 、slope は -0.72 ± 0.16 、End point は 82^{+3}_{-2} GeV となり、誤差の範囲で理論値 79GeV とコンシステントである。

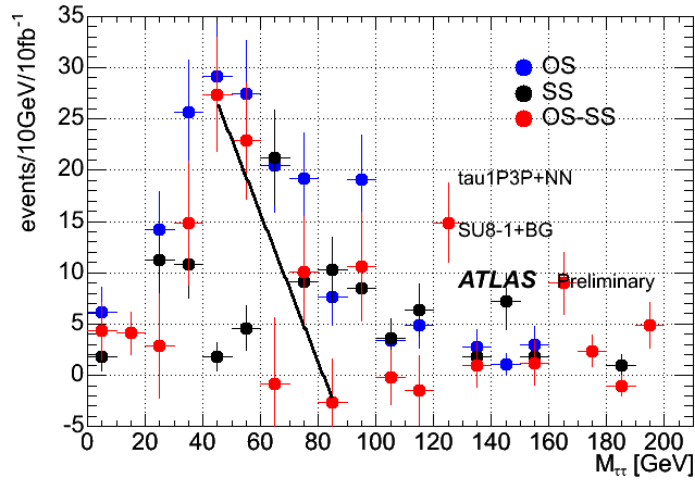


図 8.18: SU8-1 の M_{TT} 分布: SU8-1 における、 M_{TT} 再構成の最終的な結果。図の形式は図 8.4 と同様。

8.4 第8章のまとめ

最後に、本章の内容と結論をセクション毎にまとめる。

セクション 8.1: ditau mode 信号

Ditau mode における SUSY シグナルとバックグラウンドの分布、統計量を比較し、 $10fb^{-1}$ で SU1、SU3、SU8-1、GMSB の信号の excess が十分にあることを確認した。特に、 $E_T > 300GeV$ の領域は殆どバックグラウンドフリーであることが分かった。

セクション 8.2: トリガー効率の評価

Ditau mode の信号が、ATLAS のトリガーシステムによって問題なくトリガーされることを確認した。Ditau mode イベントは主にジェットトリガーによってトリガーされる。トリガー効率は、バックグラウンドで 85%、SUSY 信号ではほぼ 100% である。

セクション 8.3: $M_{\tau\tau}$ の再構成

タウはハドロニックな成分のみが再構成されるため、 $M_{\tau\tau}$ のエッジは smear されてしまうが、End point を求めることで、SUSY 粒子の質量の關係に制限を与えることが出来る。本研究では $10fb^{-1}$ において $M_{\tau\tau}$ の再構成を行い、mSUGRA の点については、 $10fb^{-1}$ でエッジが見えることを確認出来た。また、一方のタウがソフトになっている場合も考察し、Neural Net の最適化により $M_{\tau\tau}$ の再構成のパフォーマンスを上げることを考えたが、この方法で $M_{\tau\tau}$ を再構成するのは難しいことが分かった。しかし、Neural Net のセレクションや P_T のカットの値を調節することでエッジを観測することが出来ることを示した。

第9章 まとめ

本論文では、ATLAS 実験のデータを用いて、超対称性理論のモデルやパラメータに制限を与える研究を行った。超対称性理論では、ある特定のモデルやパラメータにおいて、タウ粒子が多く生成される。そのため、タウを含む事象を研究することで、超対称性理論のモデルやパラメータの絞り込みが可能となる。そこで、タウを1つ要求する解析モードである one tau mode と、タウを2つ要求する ditau mode について研究した。以下に、本論文の内容をまとめる。

One tau mode の研究のまとめ

One tau mode において、SUSY シグナルとバックグラウンドの分布、統計量を比較し、 $10fb^{-1}$ で SUSY 信号の excess が十分にあることを確認した。また、One tau mode の信号が、ATLAS のトリガーシステムによって問題なくトリガーされることを確認した。トリガー効率は、バックグラウンドで 85%、SUSY 信号ではほぼ 100% となる。また、実データを用いて one tau mode のバックグラウンドの評価を行った結果、 $\cancel{E}_T > 100GeV$ では 10% 以内、 $\cancel{E}_T > 300GeV$ では 80% 以内でバックグラウンドを評価出来た。イベント数のみでなく、各物理量の分布も再現することが出来た。

Ditau mode の研究のまとめ

Ditau mode における SUSY シグナルとバックグラウンドの分布、統計量を比較し、 $10fb^{-1}$ で SUSY 信号の excess が十分にあることを確認した。特に、 $\cancel{E}_T > 300GeV$ の領域は殆どバックグラウンドフリーであることが分かった。また、Ditau mode の信号が、ATLAS のトリガーシステムによって問題なくトリガーされることを確認した。トリガー効率は、バックグラウンドで 85%、SUSY 信号ではほぼ 100% となる。

また、 $10fb^{-1}$ において $M_{\tau\tau}$ の再構成を行い、mSUGRA については $10fb^{-1}$ でエッジが見えることを確認出来た。そのため、 $10fb^{-1}$ において、End point の情報から SUSY 粒子の質量の関係に制限を与えることが出来る。一方のタウがソフトになっているために $M_{\tau\tau}$ 再構成が難しくなる場合も考察し、Neural Net の最適化により $M_{\tau\tau}$ の再構成のパフォーマンスを上げることを考えたが、この方法で $M_{\tau\tau}$ を再構成するのは難しいことが分かった。しかし、Neural Net のセレクションや P_T のカットの値を調節することでエッジを観測することが出来ることを示した。

付録A サジッタから P_T を求める方法

ρ を曲率半径 [m]、 B を磁場 [T]、 L を測定間隔 [m] とすると、サジッタは式 A.4 によって表される。

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

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

$$\Delta P_T = P_T \sin\theta \sim 0.3LB \quad (\text{A.3})$$

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

上式よりサジッタは P_T の逆数に比例することが分かる。

次に、3点のみの測定を考える。3点の座標をそれぞれ X_1, X_2, X_3 とすると、サジッタは以下の式で与えられる。

$$s = X_2 - \frac{X_1 + X_3}{2} \quad (\text{A.5})$$

ここで、 X_1, X_2, X_3 の誤差関数を $\sigma(X)$ とすると、

$$\Delta\left(\frac{1}{P_T}\right) = \frac{8}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{\sigma(X)^2 + \frac{1}{4}\sigma(X)^2 + \frac{1}{4}\sigma(X)^2} \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{8}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{\frac{3}{2}}\sigma(X) \quad (\text{A.7})$$

となる。すなわち、サジッタの誤差関数がガウシアンならば、 $1/P_T$ の誤差関数がガウシアンになる。

検出器の位置分解能を σ_X とすると、 P_T の測定誤差の P_T 依存性は、

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

となり、 P_T が大きいほど分解能が悪くなることが分かる。

付録B E_T^{reco}/E_T^{visMC} 分布のシングルガウシアンによる fitting

tauRec の E_T^{reco}/E_T^{visMC} 分布を図 B.1 に示す。左上は $E_T^{visMC} = 10 - 20\text{GeV}$ のときの分布、右上は $E_T^{visMC} = 20 - 40\text{GeV}$ のときの分布、左下は $E_T^{visMC} = 40 - 70\text{GeV}$ のときの分布、右下は $E_T^{visMC} = 70 - 100\text{GeV}$ のときの分布である。 E_T が大きくなるほど分解能が上がっていることが分かる。また、左上の分布を見ると分かるように、 E_T が小さい領域では、エネルギーが過大評価されていることが分かる。

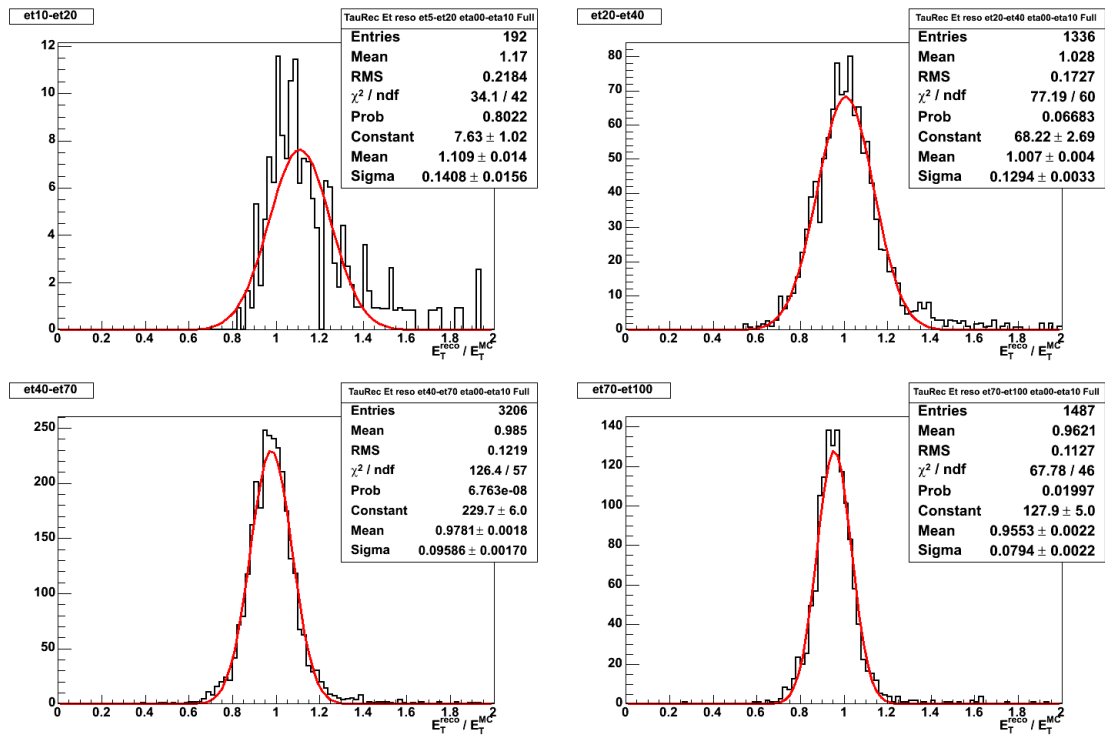


図 B.1: tauRec の E_T^{reco}/E_T^{visMC} 分布

tau1P3P における 1P の E_T^{reco}/E_T^{visMC} 分布を図 B.2 に示す。分解能の E_T 依存性は、それほど大きくないことが分かる。右下の図を見ると分かるように、 E_T が大きい領域では、エネルギーが過小評価されていることが分かる。

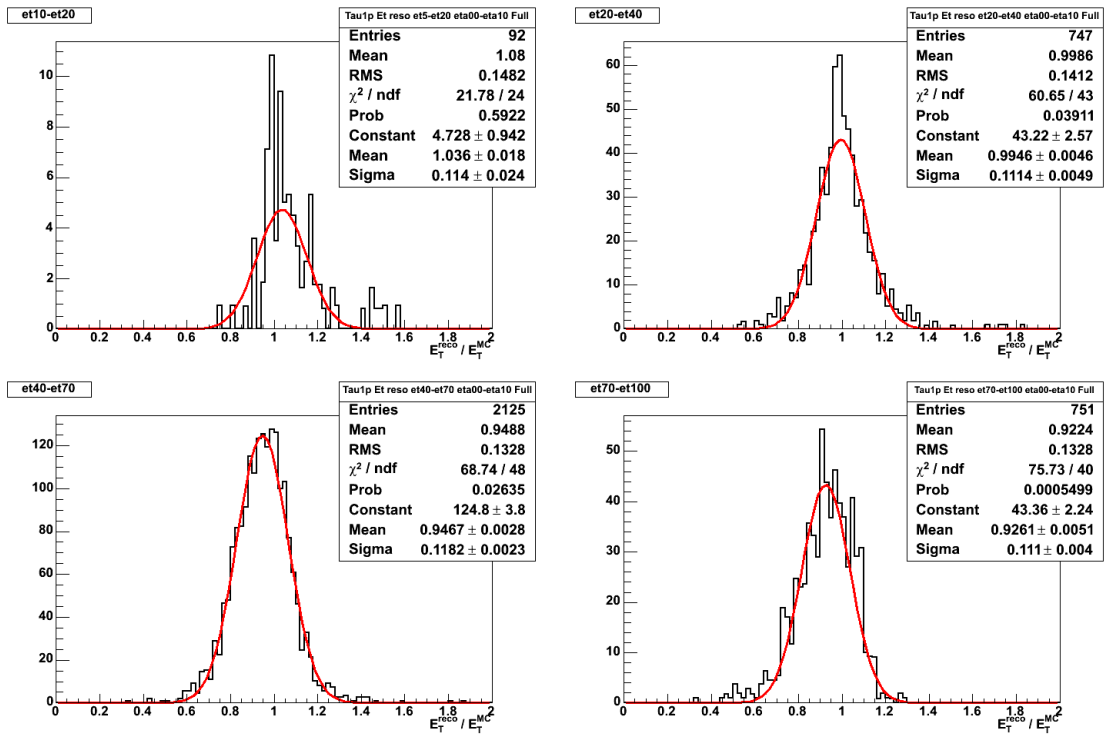


図 B.2: tau1P の E_T^{reco}/E_T^{visMC} 分布

tau1P3P における、3P の E_T^{reco} / E_T^{visMC} 分布を図 B.3 に示す。1P や tauRec と比べて、分解能が良いことが分かる。また、キャリブレーションの精度も高いことが分かる。

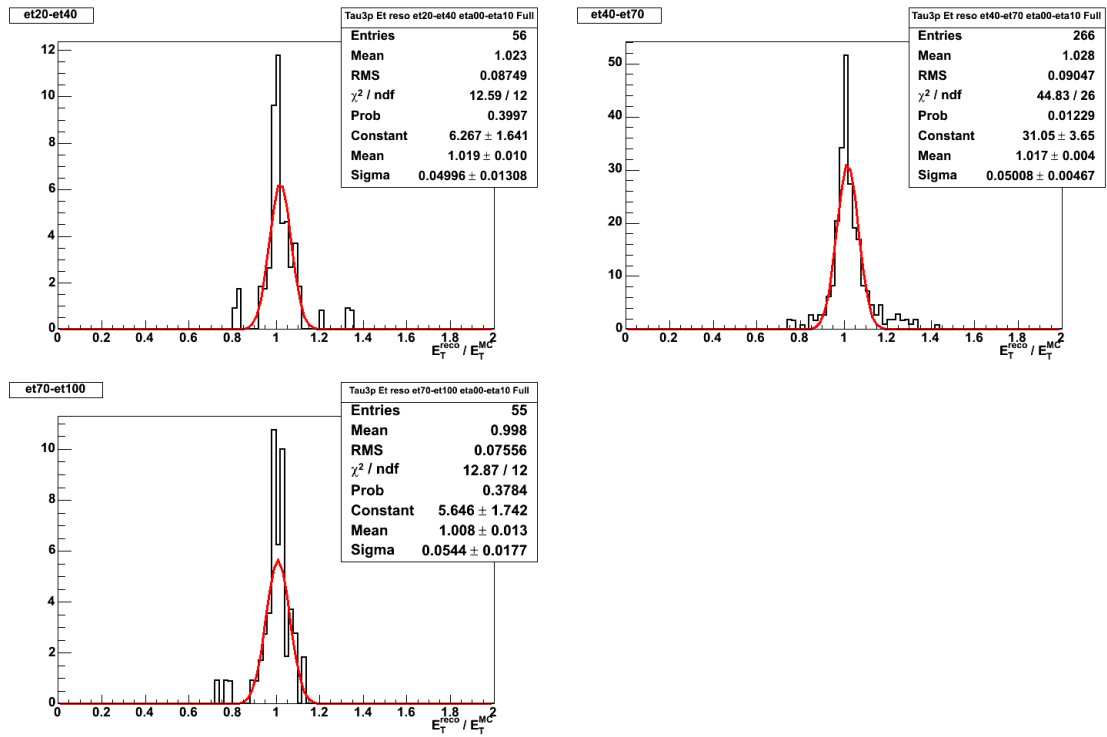


図 B.3: tau3P の E_T^{reco} / E_T^{visMC} 分布

付 録 C タウ再構成に使用される変数の分布

タウの識別に用いられる変数の分布を、タウ候補がソフトな場合とハードな場合に分けて示す。全ての図において、赤のヒストグラムがタウの分布、青のヒストグラムがQCD ジェットの分布である。

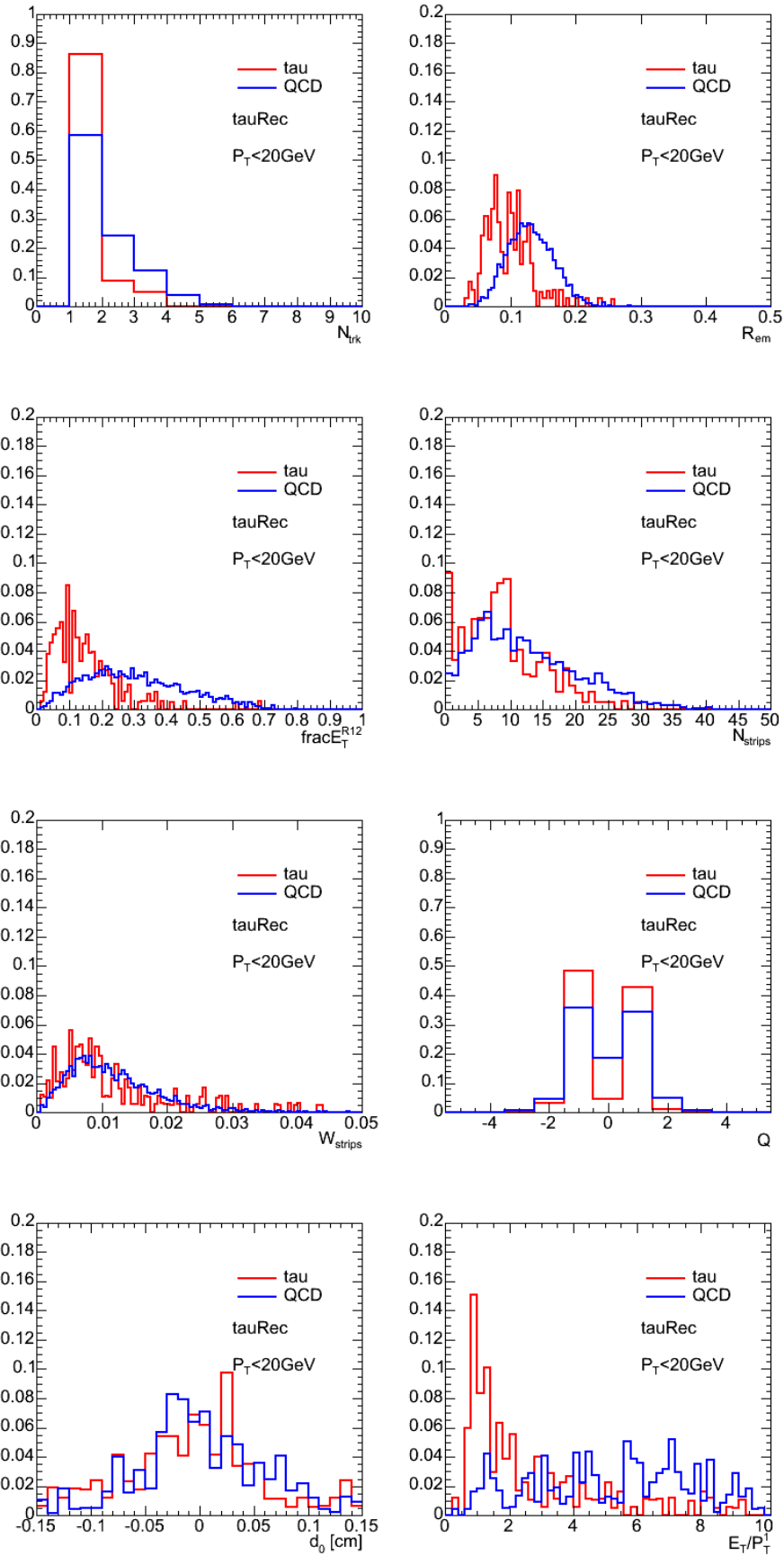


図 C.1: tauRec の Likelihood のパラメータの分布 (low P_T の場合)

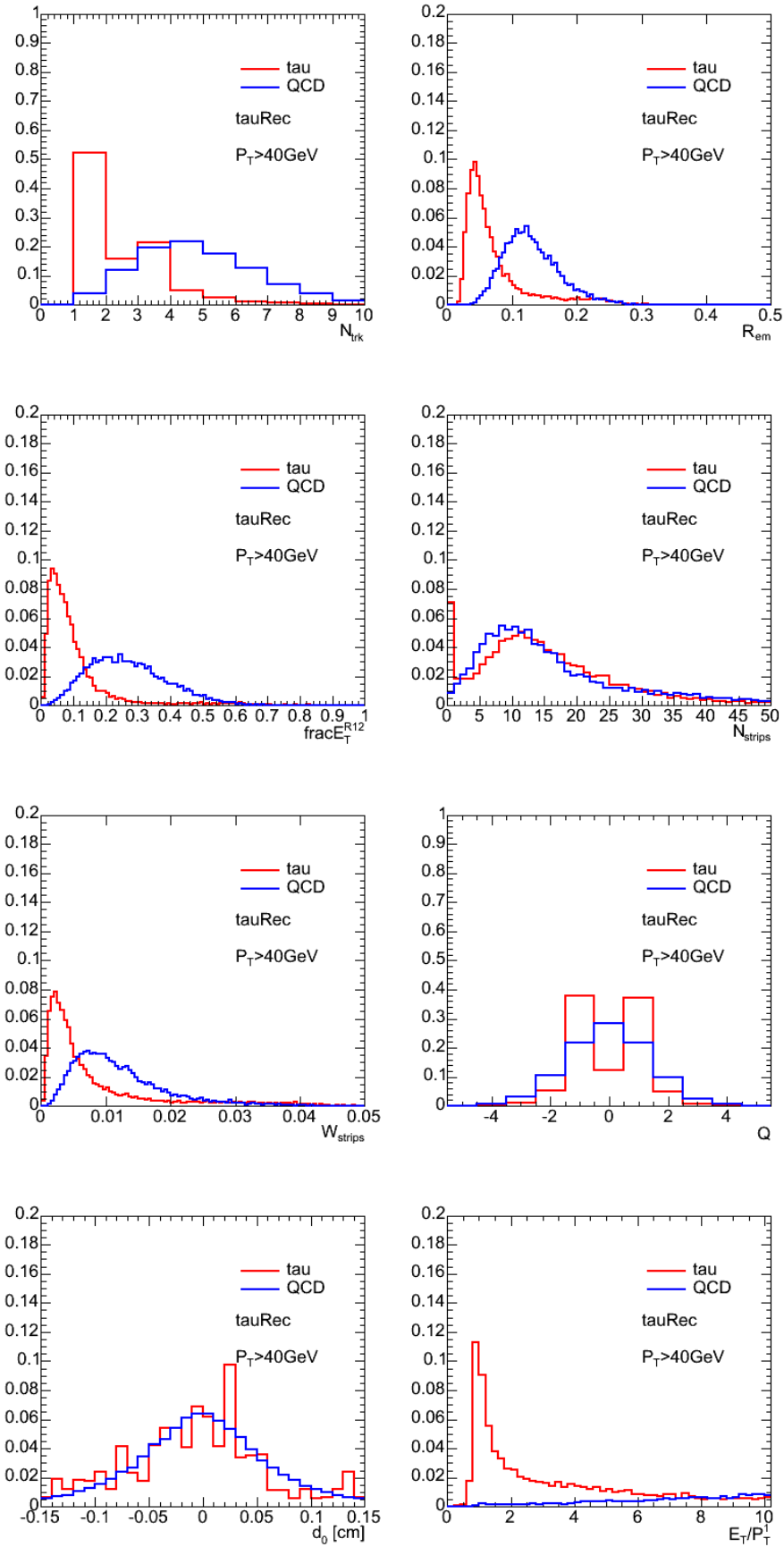


図 C.2: tauRec の Likelihood のパラメータの分布 (high P_T の場合)

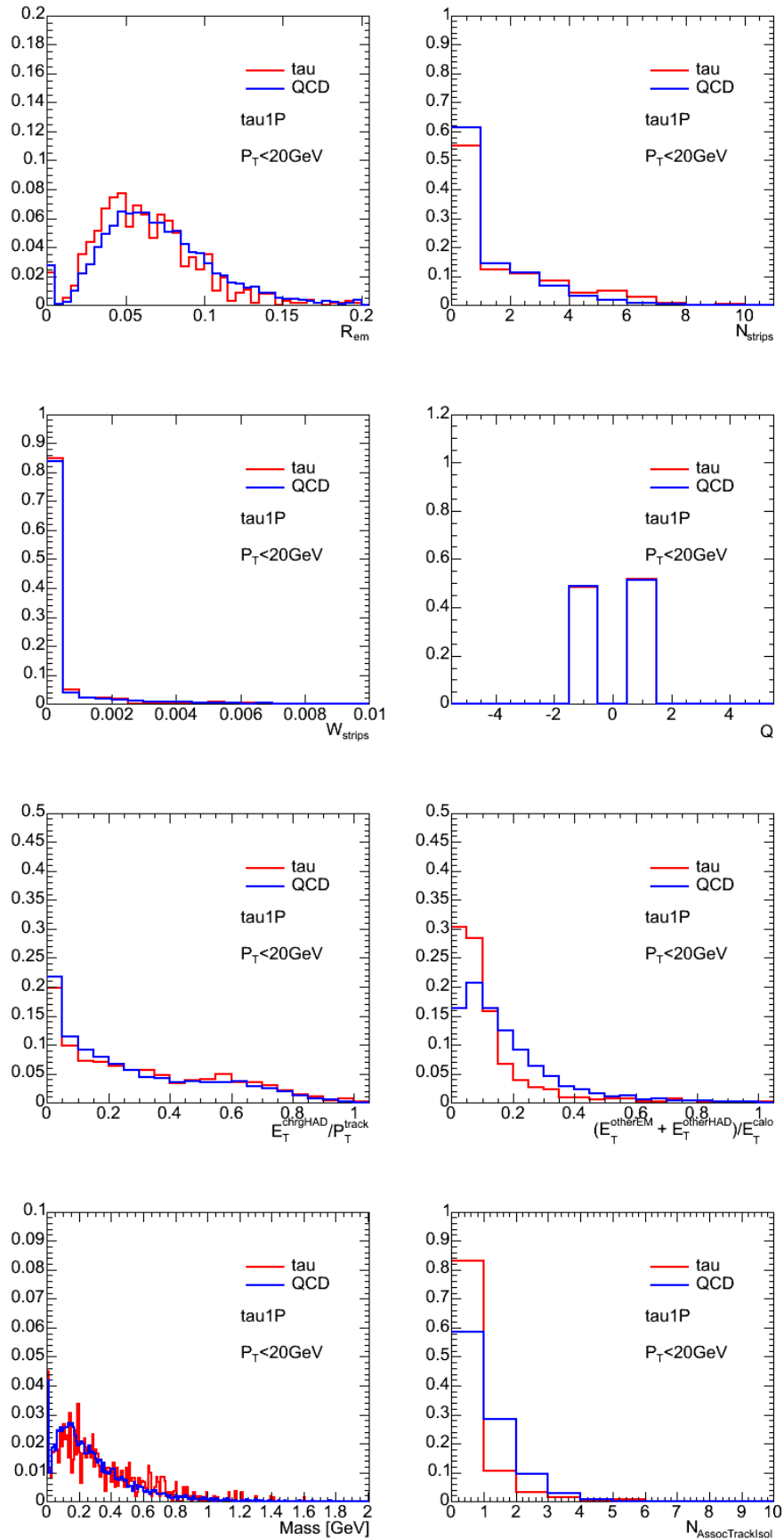


図 C.3: tau1P の NN のパラメータの分布 (low P_T の場合)

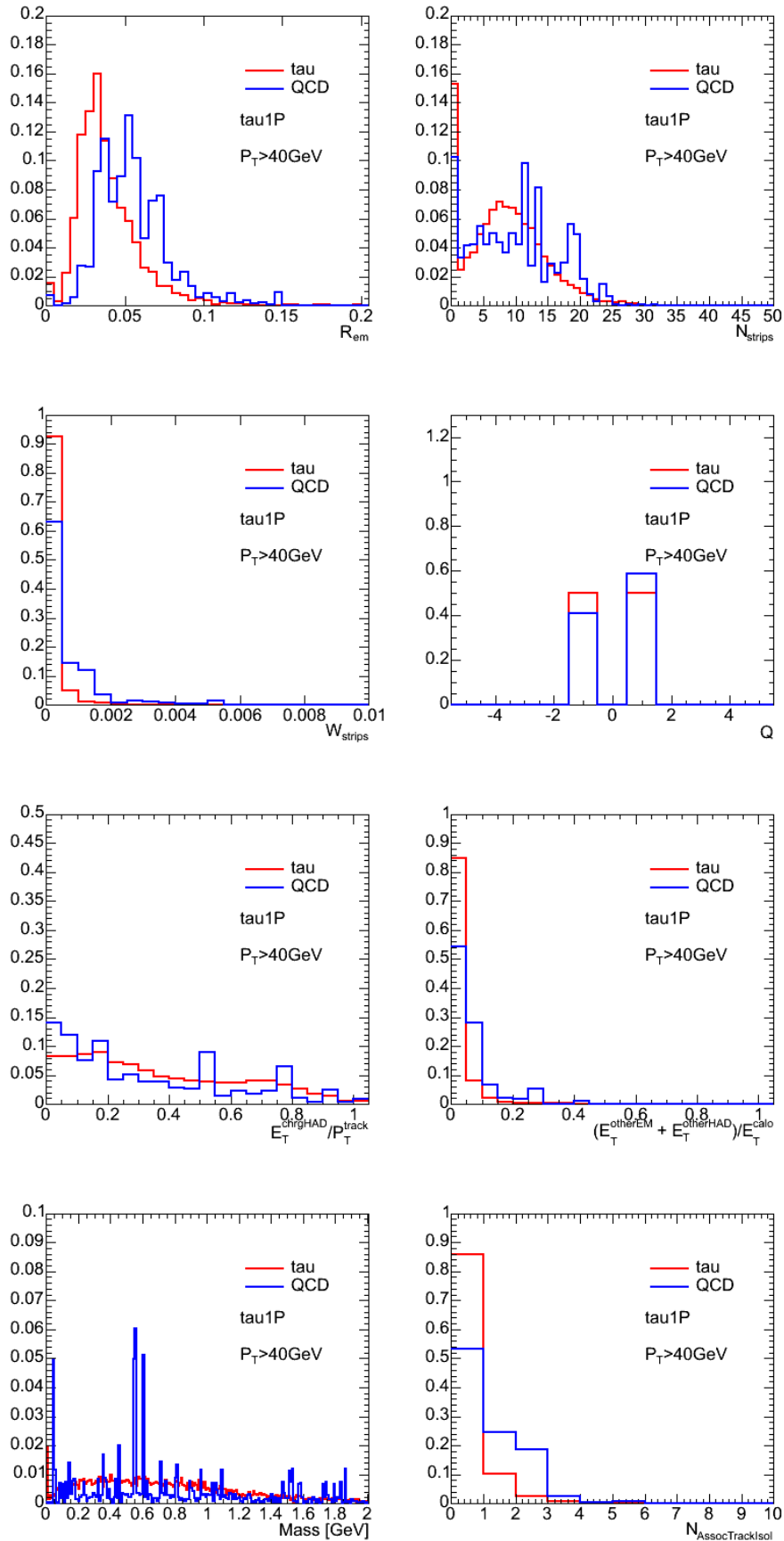


図 C.4: tau1P の NN のパラメータの分布 (high P_T の場合)

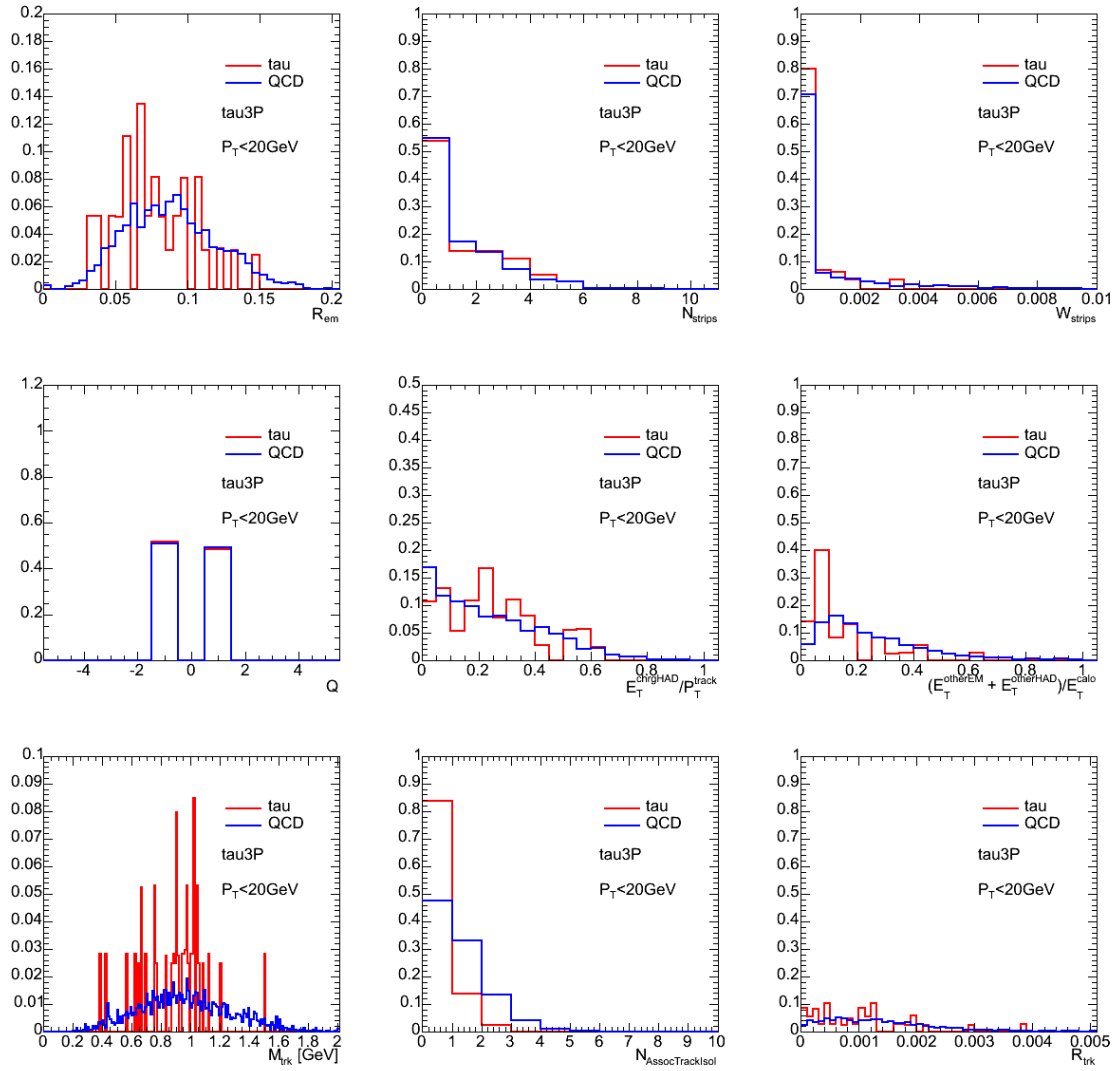


図 C.5: tau3P の NN のパラメータの分布 (low P_T の場合)

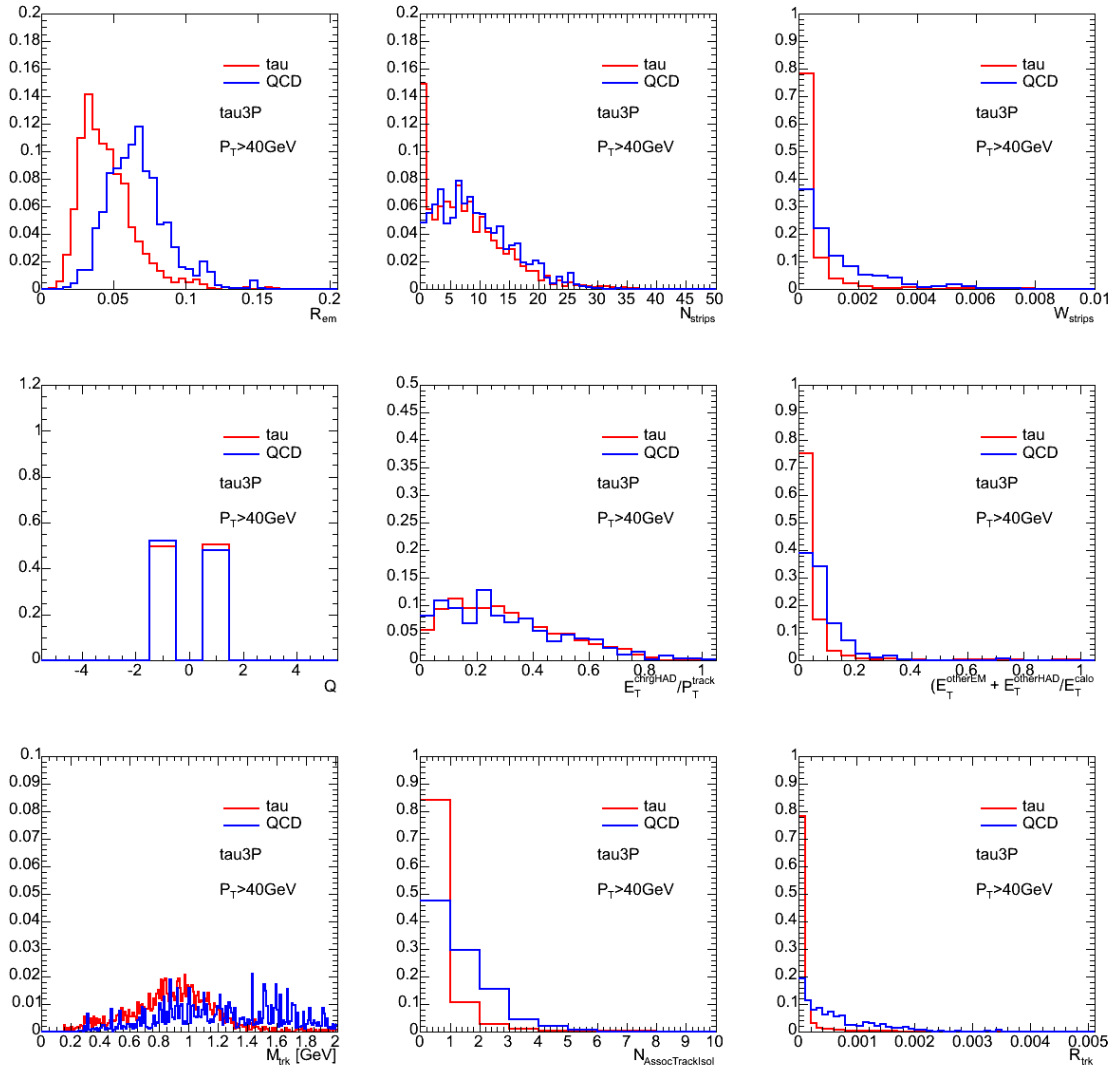


図 C.6: tau3P の NN のパラメータの分布 (high P_T の場合)

参考文献

- [1] Alpgen homepage <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/>
- [2] ATLAS Collaboration "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider"
- [3] ATLAS CSC8 homepage <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/SusyCscNote8#GMSB>
- [4] ATLAS Internal Note, ATLFAST2.0 a fast simulation package for ATLAS
- [5] ATLAS Magnetic Field <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/MagneticField>
- [6] ATLAS wiki: ATLAS Tau Working Group <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TauWG>
- [7] ATLAS wiki: Trigger User Pages <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TriggerUserPages>
- [8] ATL-COM-PHYS-2004-057 "Exploring hadronic τ identification with DC1 data samples: a track based approach"
- [9] ATL-COM-PHYS-2005-005 "Hadronic τ identification with track based approach: the $Z \rightarrow \tau\tau$, $W \rightarrow \tau\nu$ and di-jet events from DC1 data samples"
- [10] ATL-COM-PHYS-2005-024 "Energy-flow studies for hadronic τ -decays using DC1 data samples"
- [11] ATL-COM-PHYS-2006-012 "Comparison of multivariate methods in identification of hadronic decays of τ leptons"
- [12] CERN/LHCC/99-14 "ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume1", ATLAS TDR 14, 25 MAY 1999.
- [13] CERN/LHCC/99-15 "ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report Volume2", ATLAS TDR 15, 25 MAY 1999.
- [14] CMS Outreach <http://cmsinfo.cern.ch/outreach/CMSdocuments/CMSplots/CMSplots.html>
- [15] D. Froidevaux et al. Energy flow studies for hadronic tau's with DC1 data, ATLAS Communication in preparation.
- [16] geant4 homepage <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [17] Herwig homepage <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/>
- [18] Isajet homepage <http://www.hep.fsu.edu/isajet/>
- [19] Jimmy homepage <http://projects.hepforge.org/jimmy/>
- [20] LHC homepage <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [21] MC@NLO homepage <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO/>
- [22] The ALEPH Collaboration "Search for gauge mediated SUSY breaking topologies in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies up to 209GeV"
- [23] The ATLAS Experiment <http://atlas.ch>
- [24] 浅井祥仁 『LHCのためのSUSY講座 2007年版』

謝辞

本研究を行うにあたり、助言と指導をして下さった小林富雄教授に深く感謝いたします。また、浅井祥仁准教授には、物理や検出器、物理解析など様々な指導をして頂きました。心より感謝いたします。

田中純一氏にはタウの解析に関する指導をして頂き、大変お世話になりました。片岡洋介氏には解析の基本的な事項で様々なご指導や助言を頂き、大変お世話になりました。その他、ATLAS 解析グループの方々からは有益なアドバイスを沢山いただきました。本当にありがとうございました。

研究を円滑に進められるように計算機の環境を整えてくださった真下哲郎氏、上田郁夫氏に深く感謝しております。また ATLAS-JAPAN グループの皆様にはいろいろなアドバイスをいただきました。どうもありがとうございました。

同期である西原一幸君、音野瑛俊君、中村友哉君、依田博太郎君、羽野仁志君、岸本圭司君のおかげで有意義な研究生活を過ごすことができました。また研究室の皆様にもいろいろお世話になりました。ありがとうございました。

秘書の湯野栄子さん、安蒜律子さん、薬師ひろ子さん、塩田雅子さんには大変お世話になりました。本当にありがとうございました。