

**Schnittoptimierung der Suche
nach neutralen MSSM Higgs-Bosonen
im Zweimyonenkanal am ATLAS-Detektor
bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$**

Diplomarbeit
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Johannes Philipp Grohs
geboren am 31.05.1985 in Oschatz

Institut für Kern- und Teilchenphysik
der Technischen Universität Dresden
2011

Eingereicht am 01.11.2011

1. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner

Kurzdarstellung

Eine der Hauptaufgaben des ATLAS-Detektors am Protonen-Beschleunigerring LHC in der Nähe von Genf ist die Suche nach der Ursache der Eichsymmetriebrechung der elektroschwachen Kraft. Die minimal-supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells der Teilchen (MSSM) erklärt diese Brechung durch die Existenz von Higgs-Feldern, welche sich unter anderem durch drei elektrisch neutrale Higgs-Bosonen manifestieren. Die vorliegende Arbeit behandelt die Suche nach diesen Teilchen im Zweimyonen-Kanal. Dieser hat im Vergleich zum Zerfall in b-Quarks oder in τ -Leptonen ein sehr kleines Verzweigungsverhältnis, hinterlässt jedoch im Detektor ein sehr klares Signal und erlaubt, falls sie existieren, eine präzise Vermessung der Eigenschaften der neutralen MSSM Higgs-Bosonen. Ziel der Arbeit ist die Optimierung der Schnittsektion, mit welcher das Signal vom Untergrund getrennt werden soll. Dafür werden zunächst die Vorhersagen dreier Monte Carlo Generatoren mit den ATLAS Daten auf Übereinstimmung verglichen. Anhand der besten Simulationen wird die Schnittsektion hinsichtlich der Bestimmung von Limits auf die Higgs-Bosonen-Wirkungsquerschnitte optimiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.1.1	Starke Wechselwirkung	4
2.1.2	Elektroschwache Wechselwirkung	5
2.1.3	Der Standardmodell Higgs-Mechanismus	7
2.2	Grundlagen der Supersymmetrie	8
2.2.1	Higgs-Bosonen in der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells	10
3	Der Signalprozess	12
3.1	b-assoziierte Produktion	12
3.2	Gluon-Fusion	13
3.3	Zerfallskanäle	14
4	Untergrundprozesse	16
4.1	$Z0 \rightarrow \mu + \mu -$	16
4.2	Leptonischer Top-Paarzerfall	17
4.3	Zweibosonen-Zerfälle	17
4.4	Weitere Prozesse	17
5	Das Experiment	19
5.1	Der Large Hadron Collider	19
5.2	Der ATLAS-Detektor	19
5.2.1	ATLAS-spezifische Bezeichnungen	20
5.2.2	Die Struktur von ATLAS	21
5.2.3	Der innere Detektor	22
5.2.4	Die Kalorimeter	24
5.2.5	Die Myonenspektrometer	25
5.2.6	Trigger und Datenaufnahme	27
5.3	Verwendete Daten	28
6	Objektrekonstruktion	29
6.1	Myonen-Rekonstruktion	29
6.2	Jet-Rekonstruktion	30
6.3	Flavour-Tagging	31
6.4	Fehlende transversale Energie	32
7	Monte Carlo Simulation	34
7.1	Normierung	36
7.2	Simulation der Signalprozesse	36
7.3	Simulation der Untergrundprozesse	37

8	Ereignisselektion	40
8.1	Objektselektion	40
8.1.1	Myonen	40
8.1.2	Jets	41
8.1.3	b-tagged Jets	42
8.1.4	Fehlende transversale Energie	42
8.2	Vorselektion	42
8.2.1	Ereigniskriterien für Daten und MC	42
8.2.2	Ereigniskriterien für Daten	43
8.2.3	Korrekturen für Monte Carlo Ereignisse	43
8.3	Inklusive Analyse	45
8.4	Analyse mit b-Jet-Kandidaten	46
8.5	Analyse ohne b-Jet-Kandidaten	47
9	Systematische Unsicherheiten	48
9.1	Auswertung der systematischen Unsicherheiten	48
9.1.1	Vergleich der MC-Generatoren	48
9.1.2	Schnittoptimierung	48
9.2	Theorieunsicherheiten	48
9.3	Experimentelle Unsicherheiten	49
9.3.1	Luminosität	49
9.3.2	Effizienz der Myonen-Trigger	49
9.3.3	Myonen-Rekonstruktionseffizienz	49
9.3.4	Myonen-Impulsbestimmung	50
9.3.5	Jet-Energieauflösung	52
9.3.6	Jet-Energieskala	52
9.3.7	Fehlende transversale Energie	53
9.3.8	b-Tagging-Kalibration	53
9.4	Einfluss der systematischen Fehler auf die Analysen	54
10	Vergleich der MC-Generatoren	56
10.1	Schnittfluss	56
10.2	Myonen-Variablen	60
10.3	Jet Variablen	62
10.4	Inklusive Analyse	64
10.5	Analyse mit b-Jets	68
10.6	Analyse ohne b-Jets	73
10.7	Schlussfolgerung	75
11	Optimierung der Ereignisselektion	76
11.1	Optimierungsziel	76
11.2	Optimierungsalgorithmus	79

12 Ergebnisse der Schnittoptimierung	82
12.1 Streudiagramme der Schnittvariablen	82
12.1.1 Inklusive Analyse	82
12.1.2 Analyse mit b-Jet-Kandidaten.....	83
12.2 Optimierung der Schnittwerte	85
12.2.1 Inklusive Analyse	85
12.2.2 Analyse mit b-Jet-Kandidaten.....	88
12.2.3 Empfohlene Schnittselektion	100
13 Zusammenfassung	103
Anhang A	105
Anhang B	107
Quellen- und Literaturverzeichnis	115

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1 QCD Vertices	4
Abbildung 2 Laufende Kopplung α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q	5
Abbildung 3 SUSY-Higgs Massen in Abhängigkeit von m_A bei verschiedenen Werten von $\tan\beta$	11
Abbildung 4 Tree-Level-Feynman-Diagramm der b-assozierten Higgs-Produktion	12
Abbildung 5 Mit FeynHiggs berechnete Wirkungsquerschnitte der b-assozierten Produktion	13
Abbildung 6 Tree-Level-Feynman Diagram der Gluon-Fusion	13
Abbildung 7 Mit FeynHiggs berechnete Gluon-Fusionswirkungsquerschnitte	13
Abbildung 8 Mit FeynHiggs errechnete totale Zerfallsbreiten der neutralen MSSM Higgs-Bosonen... ..	14
Abbildung 9 Verzweigungsverhältnisse	15
Abbildung 10 Tree-Level Feynman-Diagramme der $Z0$ -Produktion	16
Abbildung 11 Tree-Level Feynman-Diagramme der tt -Produktion.	17
Abbildung 12 Schnitt durch den gesamten ATLAS-Detektor	22
Abbildung 13 Schnitt durch den inneren Detektor	23
Abbildung 14 Schnitt durch die ATLAS Kalorimeter	24
Abbildung 15 Schnitt durch die ATLAS Myonenspektrometer	26
Abbildung 16 Schematische Darstellungen der Rekonstruktionsstrategien für Myonen	30
Abbildung 17 Schematische Darstellung eines rekonstruierten Sekundärvertex	32
Abbildung 18 Schematische Darstellung der Ereignis-Simulation	34
Abbildung 19 Visualisierung des Faktorisierungstheorems	35
Abbildung 20 Pile-up-Konditionen in MC und in den Daten	44
Abbildung 21 Auf eins normierte Verteilungen der fehlenden transversalen Energie	46
Abbildung 22 Auf eins normierte Verteilungen des Myonen-Öffnungswinkels und der Jet-Aktivität ..	47
Abbildung 23 Systematische Unsicherheit über die Trigger-Effizienz	49
Abbildung 24 Systematik der Myonen-Rekonstruktionseffizienz	50
Abbildung 25 Systematik der Auflösung des Transversalimpulses der Myonen	51
Abbildung 26 Systematik der Skala des Transversalimpulses der Myonen	51
Abbildung 27 Systematik der Jet-Energieauflösung	52
Abbildung 28 Systematik der Jet-Energieskala	53
Abbildung 29 Systematik der b-Tagging-Kalibration	54

Abbildung 30 Vergrößerte Legende der im Folgenden abgebildeten Histogramme	56
Abbildung 31 Schnittfluss-Diagramm für das $Z0 \rightarrow \mu + \mu$ --Sample von ALPGEN.....	57
Abbildung 32 Schnittfluss-Diagramm für das $Z0 \rightarrow \mu + \mu$ --Sample von MC@NLO.....	57
Abbildung 33 Schnittflussdiagramm für das $Z0 \rightarrow \mu + \mu$ --Sample von PYTHIA.....	58
Abbildung 34 pT -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Ereignisselektion mit ALPGEN	60
Abbildung 35 pT -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Ereignisselektion mit MC@NLO	61
Abbildung 36 pT -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Ereignisselektion mit PYTHIA.....	61
Abbildung 37 pT -Verteilung der Jets nach der inklusiven Ereignisselektion mit ALPGEN.....	62
Abbildung 38 pT -Verteilung der Jets nach der inklusiven Ereignisselektion mit MC@NLO.....	63
Abbildung 39 pT -Verteilung der Jets nach der inklusiven Ereignisselektion mit PYTHIA.....	63
Abbildung 40 Verteilung von MET LochHadTopo nach der Vorselektion mit ALPGEN	64
Abbildung 41 Verteilung von MET RefFinal nach der Vorselektion mit MC@NLO	65
Abbildung 42 Verteilung von MET RefFinalEm nach der Vorselektion mit PYTHIA	65
Abbildung 43 Verteilung der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse mit ALPGEN.....	66
Abbildung 44 Verteilung der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse mit MC@NLO.....	67
Abbildung 45 Verteilung der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	67
Abbildung 46 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	68
Abbildung 47 Anzahl der b-tagged Jets nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	69
Abbildung 48 Verteilung der Myonen-Öffnungswinkel mit PYTHIA	69
Abbildung 49 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	70
Abbildung 50 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse mit b-tagged Jets mit ALPGEN	71
Abbildung 51 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse mit b-tagged Jets mit MC@NLO ...	71
Abbildung 52 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse mit b-tagged Jets mit PYTHIA.....	72
Abbildung 53 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse ohne b-tagged Jets mit ALPGEN ...	73
Abbildung 54 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse ohne b-tagged Jet mit MC@NLO ..	74
Abbildung 55 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse ohne b-tagged Jets mit PYTHIA.....	74
Abbildung 56 Higgs-Signal bei verschiedenen Testmassen für die inklusiven Analyse.....	76
Abbildung 57 Higgs-Signal bei verschiedenen Testmassen für die Analyse mit b-tagged Jets.....	77
Abbildung 58 Streudiagramme der Untergrund-Samples.....	82
Abbildung 59 Normierte Verteilung der pT -Summe aller Myonen in einem Ereignis.....	83

Abbildung 60 Streudiagramme zwischen den Schnittvariablen und der invarianten Masse	83
Abbildung 61 Streudiagramme zwischen den Schnittvariablen.....	84
Abbildung 62 Leistungszahlverlauf für die Variation des Schnittes auf MET LocHadTopo.....	85
Abbildung 63 Leistungszahlverlauf für die Variation des Schnittes auf MET RefFinalEm.....	86
Abbildung 64 Vergleich zwischen MET LocHadTopo und MET RefFinalEm.....	86
Abbildung 65 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 110 \text{ GeV}$	89
Abbildung 66 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 130 \text{ GeV}$ mit Fluktuation	90
Abbildung 67 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 130 \text{ GeV}$ ohne Fluktuation	90
Abbildung 68 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 150 \text{ GeV}$	91
Abbildung 69 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 170 \text{ GeV}$	91
Abbildung 70 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 200 \text{ GeV}$	92
Abbildung 71 Projektionen des Verlaufs von S/B bei $m_A = 250 \text{ GeV}$	92
Abbildung 72 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahl bei $m_A = 110 \text{ GeV}$	94
Abbildung 73 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahl bei $m_A = 130 \text{ GeV}$	94
Abbildung 74 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahl bei $m_A = 150 \text{ GeV}$	95
Abbildung 75 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahl bei $m_A = 170 \text{ GeV}$	95
Abbildung 76 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahl bei $m_A = 200 \text{ GeV}$	96
Abbildung 77 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahl bei $m_A = 250 \text{ GeV}$	96
Abbildung 78 η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse mit ALPGEN.....	107
Abbildung 79 η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse mit MC@NLO.....	108
Abbildung 80 η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA.....	108
Abbildung 81 Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse mit ALPGEN	109
Abbildung 82 Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse mit MC@NLO	109
Abbildung 83 Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA.....	110
Abbildung 84 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit ALPGEN.....	110
Abbildung 85 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit MC@NLO.....	111
Abbildung 86 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	111
Abbildung 87 Myonen-Öffnungswinkelverteilung nach der inklusiven Analyse mit ALPGEN	112
Abbildung 88 Myonen-Öffnungswinkelverteilung nach der inklusiven Analyse mit MC@NLO	112
Abbildung 89 Myonen-Öffnungswinkelverteilung nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	113

Abbildung 90 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit ALPGEN	113
Abbildung 91 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit MC@NLO	114
Abbildung 92 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit PYTHIA	114

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1 Klassifizierung der Elementarteilchen nach Ladungen	2
Tabelle 2 Klassifizierung der Elementarteilchen nach Massen	3
Tabelle 3 Elektroschwache Ladungen der Fermionen	6
Tabelle 4 Kopplungsstärke der neutralen SUSY Higgs-Bosonen an die SM-Teilchen.....	11
Tabelle 5 Übersicht über die Signal-Samples	37
Tabelle 6 Eigenschaften der $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA und MC@NLO	38
Tabelle 7 Übersicht über die mit ALPGEN generierten $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples	38
Tabelle 8 Übersicht über die Zweibosonen-Samples mit ihren Wirkungsquerschnitten.....	39
Tabelle 9 Überblick über die Reihenfolge der Vorselektion.....	45
Tabelle 10 Überblick über die Reihenfolge der inklusive Schnittselektion	46
Tabelle 11 Überblick über die Reihenfolge der Schnittselektion mit b-tagged Jet	47
Tabelle 12 Überblick über die Reihenfolge der Schnittselektion ohne b-tagged Jet	47
Tabelle 13 Übersicht über die Größe der systematischen Fehler von PYTHIA	54
Tabelle 14 Übersicht über die Größe der systematischen Fehler von MC@NLO	55
Tabelle 15 Übersicht über die Größe der systematischen Fehler von ALPGEN	55
Tabelle 16 Schnittflusstabelle.....	58
Tabelle 17 Übersicht über die angewendeten Schnitte und MC-Korrekturen	59
Tabelle 18 Verwendete Massenfenster zum Zählen von Signal- und Untergrundereignissen	80
Tabelle 19 Optimale Schnittwerte für MET RefFinalEm.....	87
Tabelle 20 Einfluss der systematischen Fehler auf den Schnittwert von MET RefFinalEm.....	87
Tabelle 21 Überblick über den Schnittfluss ohne einen Schnitt auf MET LochHadTopo	88
Tabelle 22 Überblick über den Schnittfluss mit dem Schnitt auf MET RefFinalEm < 56 GeV	88
Tabelle 23 Auf S/B optimierte Schnittwerte mit MET LochHadTopo bei Verwendung von PYTHIA....	93
Tabelle 24 Auf S/B optimierte Schnittwerte mit MET LochHadTopo bei Verwendung von ALPGEN. .	93
Tabelle 25 Gemäß Punzi optimierte Schnittwerte mit MET LochHadTopo und PYTHIA.....	97
Tabelle 26 Gemäß Punzi optimierte Schnittwerte mit MET LochHadTopo und ALPGEN.	97
Tabelle 27 Auf S/B optimierte Schnittwerte mit MET RefFinalEm bei Verwendung von PYTHIA.....	98
Tabelle 28 Auf S/B optimierte Schnittwerte mit MET RefFinalEm bei Verwendung von ALPGEN.	98
Tabelle 29 Gemäß Punzi optimierte Schnittwerte mit MET RefFinalEm und PYTHIA.....	99

Tabelle 30 Gemäß Punzi optimierte Schnittwerte mit MET RefFinalEm und ALPGEN.	99
Tabelle 31 Einfluss der systematischen Unsicherheiten auf die Schnittselektion	99
Tabelle 32 Ergebnisse der Schnittoptimierung für die inklusive Analyse	100
Tabelle 33 Ergebnisse der Schnittoptimierung für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten.....	100
Tabelle 34 Vergleich der alten und neuen Schnittwerte.....	101
Tabelle 35 Schnittfluss für die originale Schnittselektion	101
Tabelle 36 Schnittfluss für die optimierte Schnittselektion mit MET LocHadTopo	102
Tabelle 37 Schnittfluss für die optimierte Schnittselektion mit MET RefFinalEm.....	102

1 Einleitung

Mehrmals in der Geschichte der Physik konnte die gemeinsame Beschreibung mehrerer zuvor unabhängig betrachteter Phänomene die Wissenschaft revolutionieren. So wurde im 17. Jahrhundert die gesamte Mechanik von Isaac Newton auf drei Axiome reduziert. Im 19. Jahrhundert vereinigte James Clerk Maxwell die Theorien der Elektrizität und des Magnetismus durch vier Gleichungen zum Elektromagnetismus. Dieser ist bei Verwendung der klassischen Mechanik nach Newton widersprüchlich, weshalb Albert Einstein Anfang des 20. Jahrhunderts zunächst die spezielle Relativitätstheorie und später die Gravitation enthaltende Allgemeine Relativitätstheorie entwickelte. Zur selben Zeit erforderten neue experimentelle Befunde die Einführung der Quantenmechanik. Die Untersuchung der Anregungsspektren des Wasserstoffatoms wiesen darauf hin, dass außer den Zuständen der beschriebenen Teilchen auch die in der Theorie enthaltenen Felder, wie etwa das elektrische Feld, quantisiert werden müssen. Diese vereinheitlichte Beschreibung von Quantenmechanik und klassischer Feldtheorie wird als Quantenfeldtheorie bezeichnet und bildet in ihrer relativistischen Form die Grundlage des heutigen Standardmodells der Teilchenphysik, welches alle bekannten Materieteilchen und, abgesehen von der Gravitation, alle Fundamentalkräfte beschreibt. Diese werden durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Theorie erzeugt und werden durch Austauschbosonen vermittelt. Im Experiment hat sich gezeigt, dass drei dieser Wechselwirkungsteilchen eine Masse besitzen, was der lokalen Eichsymmetrie widerspricht. Die Einführung eines skalaren Feldes, welches sich als Higgs-Boson manifestiert, erlaubt diese Symmetriebrechung. Alternative, das Standardmodell erweiternde Theorien, wie z.B. supersymmetrische Modelle, sagen mehrere Higgs-Bosonen voraus. Experimentell konnte bisher jedoch noch kein Higgs-Boson nachgewiesen werden.

Die Suche nach der experimentell ungeklärten Ursache für die Brechung der Eichsymmetrie ist daher eine der wichtigsten Aufgaben des Protonenbeschleunigers Large Hadron Collider am CERN in der Nähe von Genf. In Daten des an einem seiner Kollisionspunkte installierten Mehrzweckdetektors ATLAS wird unter anderem nach den drei neutralen von der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) vorhergesagten Higgs-Bosonen gesucht. Es wird erwartet, dass sie in ein Myonen-Paar zerfallen können, welches mit großer Präzision von ATLAS vermessen werden kann. Dennoch ist die Suche nach den neutralen MSSM Higgs-Bosonen aufgrund ihres erwarteten sehr geringen Wirkungsquerschnitts im Vergleich zum Untergrund schwierig. Zu ihrer Entdeckung ist daher eine gute Schnittselektion erforderlich, welche in der vorliegenden Arbeit optimiert wird. Dafür ist eine möglichst genaue Simulation von Signal- und Untergrundprozessen erforderlich. Um ihre gute Übereinstimmung mit den ATLAS-Daten zu gewährleisten, werden die Voraussagen von drei Monte Carlo Generatoren für den Hauptuntergrund verglichen.

In Kapitel 2 werden zunächst das Standardmodell sowie das MSSM unter besonderer Berücksichtigung der elektroschwachen Symmetriebrechung dargestellt. Die beiden darauf folgenden Kapitel beschreiben den interessierenden Signalprozess sowie die wichtigsten Untergrundprozesse.

Nach den theoretischen Vorbetrachtungen wird ab Kapitel 5 das ATLAS-Experiment, die Objekt- und Ereignisrekonstruktion sowie ihre Simulation, welche Grundlage der Schnittoptimierung sein wird, beschrieben.

Die verwendeten Analysestrategien zur Trennung von Signal und Untergrund sind in Kapitel 8 erklärt. Die berücksichtigten systematischen Fehler, welche sich durch theoretische und experimentelle Unsicherheiten ergeben, werden im darauf folgenden Kapitel untersucht.

In Kapitel 10 sind die Ergebnisse des Vergleichs der Monte Carlo Generatoren dargestellt. Das Verfahren zur Optimierung der Schnittselektionen sowie deren Ergebnisse werden in den beiden darauf folgenden Kapiteln behandelt. Ihre abschließende Zusammenfassung findet in Kapitel 13 statt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt alle bisher bekannten Elementarteilchen sowie drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen. Es gibt die starke, die schwache und die elektromagnetische Kraft sowie die Gravitation, welche vom Standardmodell nicht erfasst wird und auch experimentell für die Teilchenphysik bisher unzugänglich ist, da ihre Stärke um viele Größenordnungen unter denen der anderen Kräfte liegt. Das Standardmodell ist eine der bisher erfolgreichsten physikalischen Theorien mit beeindruckender Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Seine Grundideen und Phänomenologie werden im Folgenden kurz dargestellt. Detaillierte Einführungen geben [1] und [2].

Zurzeit sind zwölf Elementarteilchen sowie ihre Antiteilchen bekannt. Sie lassen sich nach ihrer Teilnahme an den fundamentalen Wechselwirkungen kategorisieren. Darüber hinaus werden sie ihrer Masse entsprechend in drei Familien eingeteilt. Die Quarks werden von allen drei genannten Kräften erfasst, während die Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Diese werden weiterhin in elektrisch geladene und neutrale Leptonen unterteilt. Letztere, die Neutrinos, wechselwirken nur schwach. Einen Überblick über die Kategorisierung der Elementarteilchen gibt die Tabelle 1. Ihre Einteilung in die drei Familien erschließt sich aus ihren Massen, welche in Tabelle 2 aufgelistet sind.

Typ	Familie 1	Familie 2	Familie 3	Elektrische Ladung	Schwache Ladung	Farbladung
Quarks	Up	Charm	Top	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	Rot, Grün, Blau
	Down	Strange	Bottom	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	Rot, Grün, Blau
Leptonen	Elektron-Neutrino	Myon-Neutrino	Tau-Neutrino	0	$+\frac{1}{2}$	Keine
	Elektron	Myon	Tau	-1	$-\frac{1}{2}$	Keine

Tabelle 1 Klassifizierung der Elementarteilchen nach Ladungen [3]

Bei all diesen Teilchen handelt es sich um Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, welche im Standardmodell durch vierkomponentige Dirac-Spinoren $\psi(x)$ beschrieben werden. Sie haben jeweils ein Antiteilchen derselben Masse aber mit umgekehrten Ladungen.

Die genannten Wechselwirkungen ergeben sich durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Lagrange-Dichte der Dirac-Gleichung der freien Elementarteilchen. Die Wahl der Eichgruppe legt die Wechselwirkung fest und erzwingt die Existenz von Eichbosonen entsprechend der Anzahl der Generatoren der Eichgruppe. Folgende Wahl ist Grundlage des SM und hat sich im Experiment bewährt:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Die erste Symmetriegruppe erzeugt die starke Wechselwirkung, wobei das C im Subscript für die Farbladung steht. Die zweite Gruppe steht für die schwache Kraft, welche sich durch Mischung mit der zuletzt stehenden Symmetriegruppe der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Kraft vereinigt. Die schwache Kraft koppelt nur an linkshändige Fermionen, was durch das L im Subscript verdeutlicht wird. Das Y steht für die Hyperladung.

Familie	Typ	Name	Symbol	Masse
1	Quarks	Up	u	$1,7 - 3,1 \text{ MeV}$
		Down	d	$4,1 - 5,7 \text{ MeV}$
	Leptonen	Elektron-Neutrino	ν_e	$< 2 \text{ eV}$
		Elektron	e	$0,511 \text{ MeV}$
2	Quarks	Charm	c	$1,29_{-0,11}^{+0,05} \text{ GeV}$
		Strange	s	$100_{-20}^{+30} \text{ MeV}$
	Leptonen	Myon-Neutrino	ν_μ	$< 0,19 \text{ MeV}$
		Myon	μ	$105,66 \text{ MeV}$
3	Quarks	Top	t	$172,9 \pm 0,6 \pm 0,6 \text{ GeV}$
		Bottom	b	$4,19_{-0,06}^{+0,18} \text{ GeV}$
	Leptonen	Tau-Neutrino	ν_τ	$< 18,2 \text{ MeV}$
		Tau	τ	$1776,82 \pm 0,16 \text{ MeV}$

Tabelle 2 Klassifizierung der Elementarteilchen nach Massen [3]

Für alle weiteren Rechnungen und Formeln werden die in der Teilchenphysik üblichen natürlichen Einheiten verwendet mit $c = 1$, $\hbar = 1$ und $[E] = \text{eV}$. Es gilt stets die Einstein'sche Summenkonvention.

Für eine Eichtheorie wird allgemein verlangt, dass ihre Lagrange-Dichte invariant unter der lokalen Eichtransformation

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x)' = U(x) \psi(x)$$

ist, wobei $U(x)$ Element einer zuvor festgelegten Eichgruppe ist und sich als

$$U(\alpha^1(x), \dots, \alpha^N(x)) = \exp\left(i \sum_{i=1}^N \alpha^i(x) T_i\right)$$

darstellen lässt. $\alpha^i(x)$ steht für einen beliebigen lokalen und reellen Parameter. Die T_i sind die hermiteschen und spurfreien Generatoren der Eichgruppe. Ausgangspunkt der Ableitung der Wechselwirkungen ist die Lagrange-Dichte der freien Fermionen

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi} (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi$$

mit den Spinor-Multiplets $\Psi = (\psi_1, \dots, \psi_n)^T$. γ^μ mit dem Lorentz-Index $\mu = 0, \dots, 3$ steht für die vier Dirac-Matrizen. Zur Sicherstellung der lokalen Eichsymmetrie muss die partielle durch die kovariante Ableitung D_μ ersetzt werden:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu,$$

wodurch die positive, reelle Eichkopplung g und das Vektorfeld W_μ in die Lagrange-Dichte aufgenommen werden. Das Vektorfeld W_μ ist eine $n \times n$ -Matrix und lässt sich als Linearkombination der Generatoren ausdrücken:

$$W_\mu(x) = T_a W_\mu^a(x), \quad a = 1, \dots, N,$$

wodurch N bosonische Spin 1 Eichfelder W_μ^a eingeführt werden. W_μ transformiert sich wie folgt:

$$W_\mu \rightarrow W'_\mu = UW_\mu U^{-1} - \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^{-1}.$$

Die nun lokal eichinvariante Lagrange-Dichte zerfällt daher in einen freien Anteil \mathcal{L}_0 und einen Wechselwirkungsterm \mathcal{L}_{int} :

$$\mathcal{L}_0 \rightarrow \mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int}$$

$$\mathcal{L}_{int} = g \bar{\Psi} \gamma^\mu W_\mu \Psi = g \bar{\Psi} \gamma^\mu T_a W_\mu^a \Psi.$$

Weiterhin lässt sich ohne Störung der lokalen Eichsymmetrie ein kinetischer Term für die Eichfelder anfügen, welcher sich aus deren Feldstärketensor $F_{\mu\nu}$ ergibt:

$$F_{\mu\nu} = T_a F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - ig [W_\mu, W_\nu]$$

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{2} \text{Sp}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu}$$

Der quadratische Term von \mathcal{L}_W beschreibt das freie Eichfeld, während die kubischen und quartischen Terme, welche bei nicht-abelschen Eichgruppen durch den Kommutator im Feldstärketensor auftreten, die Selbstwechselwirkung der Eichfelder erzeugen. Es ist zu betonen, dass Massenterme für die Eichfelder der Form

$$\frac{m^2}{2} W_\mu^a W^{a,\mu}$$

nicht eichsymmetrisch sind. Um massive Eichbosonen beschreiben zu können, muss es daher eine Symmetriebrechung geben, welche durch den Higgs-Mechanismus verursacht werden kann [2].

2.1.1 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird innerhalb des Standardmodells durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben und ist eine auf der $SU(3)_C$ Gruppe basierende Eichtheorie. Diese Symmetrie wird durch acht Generatoren dargestellt:

$$T_a = \frac{1}{2} \lambda_a, \quad a = 1, \dots, 8,$$

wobei es sich bei den λ_a um die bekannten 3×3 Gell-Mann Matrizen handelt. Die an der starken Wechselwirkung beteiligten Quarks werden dementsprechend in Triplets $\Psi = (q_1, q_2, q_3)^T$ für jede Quark-Art beschrieben, wobei die q_i jeweils die Farbladungen Rot, Grün oder Blau tragen. Analog zur obigen Vorlage lässt sich die Lagrange-Dichte der QCD ableiten:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi + g_s \bar{\Psi} \gamma^\mu T_a \Psi G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}.$$

Die Eichfelder G_μ^a repräsentieren die Gluonen, die masselosen Austauschbosonen der QCD mit den Feldstärketensorkomponenten $G_{\mu\nu}^a$. Der Massenterm der Quarks wird später durch ihre Kopplung an das Higgs-Feld ersetzt. Folgende in Abbildung 1 dargestellte Wechselwirkungen zwischen Quarks q und Gluonen g werden durch die QCD beschrieben:

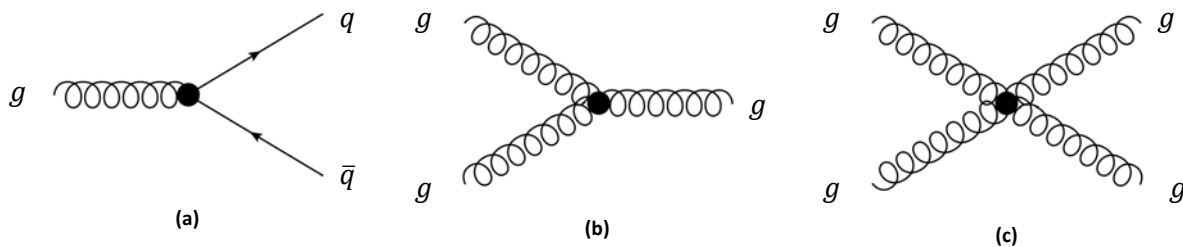


Abbildung 1 QCD Vertices: $g \rightarrow q\bar{q}$ (a), $gg \rightarrow g$ (b) und $gg \rightarrow gg$ (c)

Obwohl die QCD eine einfach erscheinende Lagrange-Dichte besitzt, enthält sie eine sehr reichhaltige Phänomenologie, was sich unter anderem aus ihrer unterschiedlichen Erscheinungsform bei sehr

hohen und sehr niedrigen Energien ergibt. Ursächlich für diesen Sachverhalt ist die starke Energieabhängigkeit der Eichkopplung α_s , welche bei niedrigen Impulsüberträgen Q einen Wert von $\alpha_s \cong 1$ aufweist, der, wie in Abbildung 2 dargestellt ist, mit wachsendem Q stark abnimmt.

Bei kleinem α_s lässt sich die QCD störungstheoretisch berechnen. Man spricht in diesem Fall auch von asymptotischer Freiheit, da die Wechselwirkung der Quarks mit den Gluonen immer schwächer wird. Bei kleinen Impulsüberträgen und großem α_s ist die Verwendung der Störungsrechnung nicht möglich, da die Störungsreihe nicht mehr konvergiert. Es müssen in diesem Fall nicht-perturbative Methoden genutzt werden, um Observabel berechnen zu können.

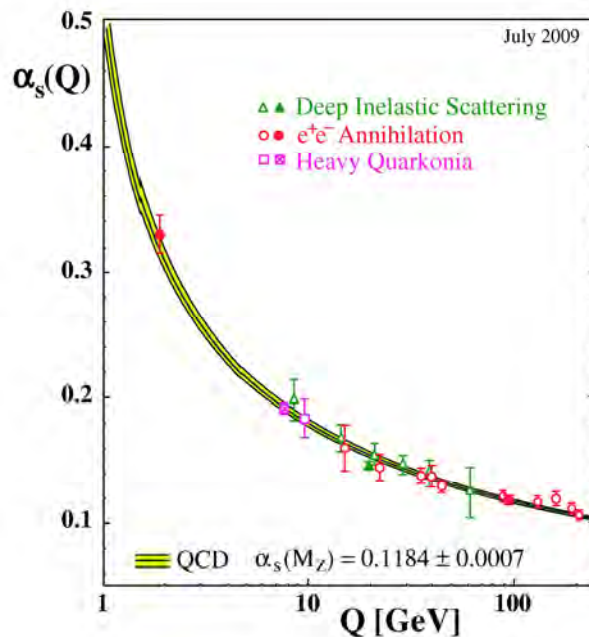


Abbildung 2 Laufende Kopplung α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q [4]

Das durch die Gluonen vermittelte Potential zwischen zwei Quarks kann durch

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \sigma r$$

approximiert werden. Bei kleinen Abständen überwiegt der Coulomb-artige, erste Term, wohingegen der zweite, lineare Term bei Abständen von $r > 1 \text{ fm}$ dominiert. Dieser lineare Potentialanteil macht es unmöglich, freie Quarks zu beobachten. In der Tat wurden in allen Experimenten bisher nur farbneutrale Objekte beobachtet. Versucht man zwei Quarks zu trennen, reicht ab einem gewissen Abstand der Quarks die potentielle Energie aus, um aus dem Vakuum ein neues reelles Quark-Antiquark-Paar zu bilden, wodurch zwei farbneutrale Hadronen entstehen. Bei ausreichend großen Energien können viele Quark-Antiquark-Paare gebildet werden, sodass sich in Hochenergieexperimenten abhängig von ihrem Impuls mehr oder weniger stark gebündelte Teilchenschauer aus Hadronen, sogenannte Jets, beobachten lassen. Dieses Phänomen des Farbeinschlusses wird als Confinement bezeichnet [5], [6].

2.1.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Gruppe erzeugt. Da die schwache Kraft die Paritätssymmetrie vollständig bricht und nur an links-chirale Teilchen und rechts-chirale Antiteilchen koppelt, werden die Fermionen in linkshändige $SU(2)$ -Doublets und rechtshändige $SU(2)$ -Singlets eingeteilt:

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, e_R, u_R, d_R.$$

Die Teilchen, die im Doublet oben stehen, werden als Up-Type-Fermionen bezeichnet, die unten stehenden als Down-Type-Fermionen. Analog werden die Teilchen der übrigen zwei Familien eingeteilt. Im Standardmodell werden Neutrinos als masselos angenommen. Es gibt von ihnen im SM keine rechtshändige Variante.

Die Fermionen erhalten durch die beiden Eichgruppen zwei Ladungen: die dritte Komponente des schwachen Isospins I_3 sowie die Hyperladung Y . Mit der Gell-Man-Nishijima-Formel ergibt sich die bekannte elektrische Ladung:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}.$$

Alle elektroschwachen Ladungen der Fermionen sind in Tabelle 3 dargestellt.

	ν_e	e_L	e_R	u_L	d_L	u_R	d_R
I	$1/2$	$1/2$	0	$1/2$	$1/2$	0	0
I_3	$+1/2$	$-1/2$	0	$+1/2$	$-1/2$	0	0
Y	-1	-1	-2	$+1/3$	$+1/3$	$+4/3$	$+2/3$
Q	0	-1	-1	$+2/3$	$+1/3$	$+2/3$	$+1/3$

Tabelle 3 Elektroschwache Ladungen der Fermionen der 1. Teilchenfamilie

Die beiden Eichgruppen haben zusammen vier Generatoren: die Isospinoperatoren $I_a = \frac{1}{2}\sigma_a$, $a = 1,2,3$ mit den Pauli'schen Spinmatrizen σ_a sowie den abelschen Hyperladungsoperator Y_L . Es gibt daher drei $SU(2)_L$ -Eichbosonen W_a^μ mit der Eichkopplung g_w und ein $U(1)_Y$ -Eichboson B^μ mit der Kopplung g_Y . Für die Lagrange-Dichte wird die folgende kovariante Ableitung verwendet:

$$\begin{aligned} D^\mu &= \partial^\mu + ig_w W^{a,\mu} I_a + ig_Y Y_L B^\mu \\ &= \partial^\mu + i \frac{g_w}{2} \begin{pmatrix} W^{3,\mu} & W^{1,\mu} - iW^{2,\mu} \\ W^{1,\mu} + iW^{2,\mu} & -W^{3,\mu} \end{pmatrix} + g_Y Y_L \begin{pmatrix} B^\mu & 0 \\ 0 & B^\mu \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Das bekannte Photon kann nicht mit $W^{3,\mu}$ oder B^μ identifiziert werden, da beide an Neutrinos koppeln. Es kann sich daher nur aus der Mischung von $W^{3,\mu}$ und B^μ ergeben, da $W^{1,\mu}$ und $W^{2,\mu}$ die Teilchenart ändern. Durch die Rotation von $W^{3,\mu}$ und B^μ um den Weinberg-Winkel ϑ_w ergeben sich die Photon- und Z^0 -Felder A^μ bzw. Z^μ :

$$\begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta_w & \sin \vartheta_w \\ -\sin \vartheta_w & \cos \vartheta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W^{3,\mu} \end{pmatrix}.$$

Die beiden verbliebenen Bosonenfelder $W^{1,\mu}$ und $W^{2,\mu}$ werden zusammengefasst und als W^\pm -Bosonen bezeichnet:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^{1,\mu} \pm iW^{2,\mu}).$$

Im Gegensatz zum Photon haben W^\pm und Z^μ eine Masse. Diese lässt sich, genau wie der Weinberg-Winkel, durch den im folgenden Abschnitt beschriebenen Higgs-Mechanismus erklären.

Da die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Gruppe nicht abelsch ist, gibt es genau wie in der QCD Feldstärketensoren mit quadratischen, kubischen und quartischen Termen, aus denen sich die entsprechenden

Selbstwechselwirkungen der Eichbosonen der elektroschwachen Kraft ergeben. So existieren die Dreiervertices $\gamma W^+ W^-$ und $Z^0 W^+ W^-$ sowie die Vierervertices $W^+ W^- W^+ W^-$, $W^+ W^- \gamma \gamma$, $W^+ W^- \gamma Z^0$ und $W^+ W^- Z^0 Z^0$.

Es ist weiterhin zu erwähnen, dass die Eichinvarianz eine Mischung entweder der Up-Type- oder der Down-Type-Fermionen zulässt. Im Standardmodell werden die Masseneigenzustände der Up-Type-Quarks durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) in ihre Wechselwirkungseigenzustände transformiert. Dies hat zur Folge, dass sich z.B. ein b -Quark durch W -Abstrahlung in ein c -Quark umwandeln kann. Die CKM-Matrix ist nahezu eine Diagonalmatrix, sodass Übergänge zwischen den Teilchenfamilien sehr viel seltener sind als innerhalb einer Familie, weshalb z.B. B-Mesonen eine verhältnismäßig lange Lebensdauer haben. Darüber hinaus enthält die CKM-Matrix eine komplexe Phase, die CP^1 -verletzende Prozesse ermöglicht.

2.1.3 Der Standardmodell Higgs-Mechanismus

Um den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung ihre im Experiment beobachtete Masse zu verleihen, ist die Brechung der Symmetrie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichgruppe zwingend notwendig. Diese wird durch die Einführung eines komplexen Skalarfeldes mit der Hyperladung $Y = 1$ erreicht, welches nach seinem Erfinder Higgs-Feld oder Brout-Englert-Higgs-Feld genannt wird und als $SU(2)_L$ -Doublet dargestellt wird [7], [8]:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$$

Die entsprechende Lagrange-Dichte benutzt die kovariante Ableitung der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Gruppe sowie ein zunächst unbekanntes Potential V :

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi).$$

Der erste Term beschreibt dabei die Wechselwirkung des Higgs-Feldes mit den Eichbosonen der elektroschwachen Kraft. Um die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetrie spontan zu brechen, wird für das Higgs-Potential folgende Form postuliert:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2,$$

mit den konstanten Parametern μ^2 und λ und den Minima bei $\Phi^\dagger \Phi = \frac{2\mu^2}{\lambda}$. Da all diese Minima physikalisch äquivalent sind, wird jenes, welches elektrisch neutral ist, ausgewählt, um den Vakuum Erwartungswert zu berechnen:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

$$v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}.$$

Die Lagrange-Dichte ist weiterhin $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -symmetrisch, der Grundzustand $\langle \Phi \rangle$ jedoch nicht. Man sagt, die Symmetrie ist spontan gebrochen. Das Potential $V(\Phi)$ lässt sich um den Vakuumzustand entwickeln, was zu einem massiven, elektrisch neutralen, skalaren Higgs-Boson H führt. Die übrigen drei Freiheitsgrade des Higgs-Feldes sind unphysikalisch und können mit geeigneten Eichtransformationen eliminiert werden. Allgemein können genauso viele Freiheitsgrade

¹ Eine Theorie ist CP-symmetrisch, wenn sie invariant unter der Ladungskonjugation aller Teilchen (C für Charge) bei gleichzeitiger Spiegelung der Raumkoordinaten (P für Parity) ist.

eliminiert werden, wie es massive Eichbosonen gibt, weshalb man davon spricht, dass sie von den Eichbosonen absorbiert werden. Das Higgs-Feld lässt sich nun wie folgt darstellen:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}.$$

Mit der Higgs-Masse $M_H = \sqrt{2} \mu$ ergibt sich für das Higgs-Potential:

$$V = \frac{M_H^2}{2} H^2 + \frac{M_H^2}{2v} H^3 + \frac{M_H^2}{8v^2} H^4.$$

Neben den Selbstwechselwirkungsvertices HHH und $HHHH$ gibt es durch den kinetischen Term der Higgs-Lagrange-Dichte auch folgende Kopplungen an die elektroschwachen Eichbosonen: HW^+W^- , HZ^0Z^0 , HHW^+W^- und HHZ^0Z^0 . Die ersten beiden haben die Wirkung eines Massenterms für das W^\pm - bzw. das Z^0 -Boson. Da es keine Kopplung an das Photon gibt, bleibt dieses masselos.

Die Mischung des $W^{3,\mu}$ -Feldes mit B^μ zu A^μ und Z^0 durch Rotation um den Weinberg-Winkel ergibt sich im Higgs-Mechanismus aus der Diagonalisierung der Massenterme:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\frac{g_w}{2} v \right)^2 (W_1^2 + W_2^2) + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{2} \right)^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g_w^2 & g_Y g_w \\ g_Y g_w & g_Y^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3,\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \\ & \rightarrow M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} (A_\mu, Z_\mu) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & M_Z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} \end{aligned}$$

mit $M_W = \frac{1}{2} g_w v$ und $M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_Y^2 + g_w^2} v$. Daraus folgt der zuvor ad hoc eingeführte Weinberg-Winkel:

$$\cos \vartheta_W = \frac{g_w}{\sqrt{g_Y^2 + g_w^2}} = \frac{M_W}{M_Z}.$$

Neben den Eichbosonenmassen erzeugt das Higgs-Feld auch die Fermionenmassen durch die Einführung sogenannter Yukawa-Kopplungen. Für die erste Teilchenfamilie lautet die entsprechende Lagrange-Dichte exemplarisch wie folgt:

$$\mathcal{L}_Y = -G_e \bar{L} \Phi e_r - G_d \bar{Q} \Phi d_R - G_u \bar{Q} \Phi^c u_R + h. c.$$

wobei es sich bei den $G_{e,d,u}$ um die Yukawa-Kopplungen handelt. Die Fermionen-Massen errechnen sich dann mit folgendem Ausdruck:

$$m_f = G_f \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

2.2 Grundlagen der Supersymmetrie

Das bisher dargestellte Standardmodell der Teilchenphysik hat sich in vielen Experimenten als sehr erfolgreich erwiesen. Es wurden bislang keine signifikanten Abweichungen von seinen Vorhersagen gefunden [9]. Trotzdem gibt es starke Hinweise auf neue Physik jenseits des Standardmodells, die sich unter anderem aus Beobachtungen der Kosmologie ergeben, aber auch aus prinzipiellen theoretischen Überlegungen [10]:

- Das Standardmodell basiert auf zwei grundlegenden Symmetrien: der Poincaré Symmetrie und der lokalen Eichsymmetrie. Es ergibt sich daher die Frage, ob es weitere Symmetrien geben kann.

- In der historischen Entwicklung der Physik wurden immer wieder zunächst als unabhängig betrachtete Phänomene auf eine gemeinsame Theorie zurückgeführt. Als Beispiel sei die Vereinigung von Elektrizität und Magnetismus durch die Maxwell'schen Gleichungen genannt. Möglicherweise ist dies bei hohen Energien auch für die Kräfte des Standardmodells möglich. Man erwartet, dass sich in diesem Fall die Kopplungskonstanten der drei Kräfte des Standardmodells in einem Punkt vereinen.
- Das Standardmodell enthält keinen Bezug zur Gravitation. Da ihre Existenz jedoch eine experimentelle Tatsache ist, muss eine vollständige Theorie sie auch enthalten.
- Das Hierarchie- bzw. Feinabstimmungsproblem betrifft den großen Unterschied zwischen den Stärken von elektroschwacher Kraft und Gravitation. Die Frage lautet, weshalb der Vakuumerwartungswert sehr viel kleiner als die Planck-Masse ist ($v = 246 \text{ GeV} \ll M_P \cong 10^{19} \text{ GeV}$). Dies lässt sich durch eine geeignete Feinabstimmung der Parameter des Standardmodells erreichen, ohne dass es dafür eine Erklärung gäbe. Eine übergeordnete Theorie sollte eine solche geben können.
- Nach dem postulierten Urknall gab es aus Symmetriegründen genauso viel Materie wie Antimaterie, welche sich bis auf einen kleinen Materieüberschuss durch Annihilation zerstrahlte. Das Standardmodell enthält zwar die Möglichkeit der CP-Verletzung, diese ist jedoch viel zu klein, um die Menge der beobachteten Materie zu erklären. Eine erweiterte Theorie muss also weitere CP-verletzende Prozesse ermöglichen.

Eine Möglichkeit, diese offenen Fragen zu erklären, ist die Einführung einer neuen Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen, die sogenannte Supersymmetrie (SUSY), wie sie in [11] erklärt ist. Eine Supersymmetrietransformation Q verwandelt ein Fermion in ein Boson und umgekehrt:

$$Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle, \quad Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle$$

Gemäß dem Coleman-Mandula-Theorem[12] ist dies die letzte mögliche Symmetrie einer relativistischen Quantenfeldtheorie. Sie verdoppelt die Anzahl der Teilchen, indem jedem Standardmodell-Fermion ein Skarteilchen mit Spin 0 und jedem Eichboson ein Spin $\frac{1}{2}$ -Fermion zugewiesen wird. Da die Operatoren Q und Q^\dagger mit den Generatoren der Eichgruppen kommutieren, haben die Superpartner dieselben Ladungen wie die ihnen zugeordneten Standardmodellteilchen. Außerdem haben sie dieselben Massen. Da bisher keine SUSY-Teilchen beobachtet wurden, muss die Supersymmetrie, falls sie in der Natur realisiert ist, gebrochen sein. Die Partnerteilchen werden in Supermultiplets zusammengefasst, welche gleichviele fermionische wie bosonische Freiheitsgrade enthalten. Da Skalarbosonen im Gegensatz zu ihren Spin $\frac{1}{2}$ -Fermionpartnern keinen Spin haben, müssen jedem Standardmodell-Fermion zwei skalare Partner zugewiesen werden. Dies ist allein deshalb notwendig, weil sich links- und rechtshändige Fermionen unter der $SU(2)_L$ -Symmetrie unterschiedlich transformieren und daher unterschiedliche Ladungen tragen. Es ist nicht möglich, bekannte Teilchen als supersymmetrische Partner eines anderen zu identifizieren. So ist etwa das Neutrino aufgrund der unterschiedlichen schwachen Ladungen nicht das Partnerfermion des Photons.

Die Supersymmetrie wurde aus ästhetischen Symmetriegründen eingeführt. Daher ist es besonders erstaunlich und verheißungsvoll, dass sie Lösungen für die oben genannten offenen Fragen der Teilchenphysik bieten kann. So ist die Beschreibung der Gravitation durch Einführung eines Spin 2-Teilchens, dem Graviton, möglich. Durch die Existenz weiterer Materieteilchen vereinigen sich die Kopplungen der drei Kräfte des Standardmodells in einem Punkt, wenn es drei Teilchenfamilien gibt und die Massenskala der SUSY-Teilchen im TeV -Bereich liegt. Das Hierarchieproblem des Standardmodells wird durch die Supersymmetrie beseitigt, da sich die Beiträge zur Higgs-Masse durch Strahlungskorrekturen eines Teilchens durch das jeweilige Partnerteilchen exakt aufheben. Da die SUSY gebrochen sein muss, ist dies erneut nur möglich, wenn die SUSY-Massenskala im Bereich von wenigen TeV liegt [13].

Eine supersymmetrische Theorie lässt sich auf vielfältige Weise realisieren. So besteht etwa die Möglichkeit, mehrere SUSY-Generatoren einzuführen. Im Weiteren soll nur die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) betrachtet werden, welche nur so viele neue Teilchen einführt, wie zur Realisierung der Supersymmetrie unbedingt nötig ist, ohne die Eichsymmetrie des SM zu verletzen. Da die Brechung der SUSY mehrere mögliche Ursachen haben kann, wird dieses Unwissen in Form der sogenannten Soft-Brechung parametrisiert, wodurch mehr als einhundert neue Theorieparameter erforderlich sind. Um mit dieser großen Parameteranzahl umgehen zu können, werden Benchmark-Szenarien verwendet. Im Folgenden wird stets das m_h^{max} -Szenario [14] verwendet, welches die größtmögliche Higgs-Masse erzeugt.

2.2.1 Higgs-Bosonen in der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells

Im Gegensatz zum SM müssen im MSSM zwei Higgs-Doublets mit entgegengesetzter Hyperladung eingeführt werden. Dies hat zwei wichtige Gründe: zum einen erzeugt ein einzelnes Higgs-Doublet Anomalien, welche die Eichinvarianz der Lagrange-Dichte stören und zum anderen koppelt ein MSSM Higgs-Doublet entweder nur an Up-Type- oder nur an Down-Type-Fermionen. Die beiden Higgs-Doublets werden daher entsprechend bezeichnet:

$$H_1 \equiv H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad (Y = -1), \quad H_2 \equiv H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \quad (Y = +1).$$

Jedes der beiden Doublets hat einen eigenen Vakuumerwartungswert:

$$\langle H_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix}.$$

Ihre Quadratsumme ergibt den bekannten Vakuumerwartungswert des SM. Da dieser bekannt ist, definiert nur ihr Verhältnis einen neuen SUSY-Parameter:

$$v^2 = v_d^2 + v_u^2, \quad \frac{v_u}{v_d} \equiv \tan \beta.$$

Die komplexen Higgs-Doublets besitzen zusammen acht Freiheitsgrade, von denen, wie im SM, drei durch die massiven Eichbosonen absorbiert werden. Es verbleiben daher fünf Freiheitsgrade, welche als fünf physikalische Higgs-Bosonen identifiziert werden. Nach der Diagonalisierung der Higgs-Massenterme ergeben sich drei neutrale Higgs-Bosonen, von denen zwei CP-gerade sind (h^0, H^0) und eines CP-ungerade ist (A^0), sowie zwei elektrisch geladene Higgs-Bosonen (H^\pm).

In der niedrigsten Ordnung der Störungsrechnung, welche als Tree-Level bezeichnet wird und keinerlei Quantenkorrekturen enthält, wird der gesamte SUSY-Higgs-Sektor durch bereits gemessene SM Parameter sowie die Masse von A^0 (m_A) und dem Wert von $\tan \beta$ bestimmt. So berechnen sich die Massen der übrigen Higgs-Bosonen wie folgt:

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2,$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right].$$

Auch die Kopplungen an die verschiedenen SM-Teilchen werden nur durch m_A und $\tan \beta$ festgelegt, wie in Tabelle 4 gezeigt wird.

	Down-Type-Fermion	Up-Type-Fermion	W^\pm, Z^0
h^0	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$\sin(\beta - \alpha)$
H^0	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\cos(\beta - \alpha)$
A^0	$\tan \beta$	$\cot \beta$	0

Tabelle 4 Kopplungsstärke der neutralen SUSY Higgs-Bosonen an die SM-Teilchen

Der Mischungswinkel α , welcher zur Diagonalisierung der Higgs-Massenterme benötigt wird, ist kein neuer Parameter, sondern errechnet sich aus:

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}, \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha \leq 0.$$

Es ist eine weitere Besonderheit, dass die durch das Higgs-Potential verursachte Symmetriebrechung der $SU(2)_L$ nicht auf der Annahme eines speziellen Wertes eines Parameters des Higgs-Potentials beruht, sondern sich durch Strahlungskorrekturen automatisch ergibt. Diese Strahlungskorrekturen tragen auch positiv zu den oben stehenden Higgs-Massen bei, wodurch die Gleichungen allerdings wesentlich komplexer werden. Die Higgs-Massen-Abhängigkeiten sind daher in Abbildung 3 grafisch dargestellt.

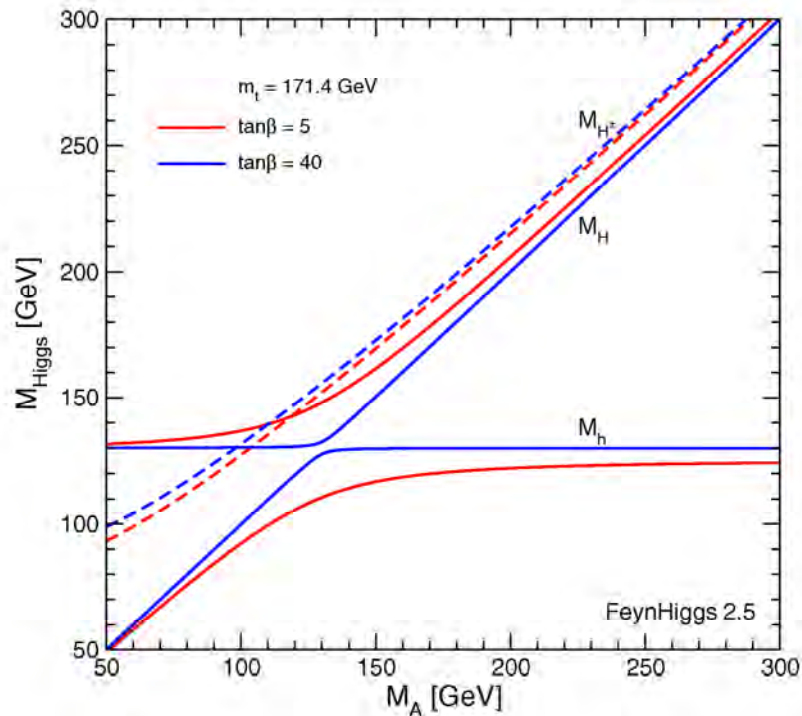


Abbildung 3 SUSY-Higgs Massen in Abhängigkeit von m_A bei verschiedenen Werten von $\tan \beta$ [15]

Es zeigt sich, dass die Masse von A^0 fast immer mit einem der beiden anderen neutralen Higgs-Bosonen degeneriert ist. Bei niedrigen Werten von m_A sind A^0 und h^0 degeneriert, während die Masse von H^0 nahezu konstant bei etwa 130 GeV verharrt. In der Region um $m_A = 130 \text{ GeV}$ kehrt sich dieses Verhältnis um und m_h bleibt konstant bei etwa 130 GeV , während die Massen von A^0 und H^0 degeneriert sind. Die Größe des Übergangsbereiches, welcher als Transition Region bezeichnet wird, ist stark abhängig von $\tan \beta$. Je größer das Verhältnis von v_u zu v_d ist, desto stärker ist die Massendegeneration und umso kleiner ist die Transition Region.

3 Der Signalprozess

Die gesuchten neutralen MSSM Higgs-Bosonen können prinzipiell auf zwei verschiedene Arten erzeugt werden: durch die b-assozierte Produktion, d.h. in Anwesenheit von b-Quarks, und durch die Fusion von Gluonen. Beide Produktionsmechanismen werden samt Wirkungsquerschnitten im Folgenden dargestellt, um anschließend die Zerfallsmöglichkeiten der produzierten Higgs-Bosonen zu erläutern. Als Signalprozess wird für diese Analyse der myonische Zerfall der neutralen MSSM Higgs-Bosonen definiert, welche durch beide genannten Erzeugungsmechanismen entstanden sein können. Die Simulation dieser Prozesse wird in Abschnitt 7.2 erklärt.

3.1 b-assozierte Produktion

Im SM ist die b-assozierte Higgs-Produktion aufgrund der kleinen Yukawa-Kopplung der b-Quarks im Vergleich zum Top-Quark bezüglich der Top-assozierten Produktion stark unterdrückt. Im MSSM hingegen wächst ihr Wirkungsquerschnitt aufgrund der Kopplung von A^0 an Down-Type Fermionen (siehe Tabelle 4) etwa quadratisch mit $\tan\beta$ und dominiert für große Werte von $\tan\beta$ die Higgs-Produktion gegenüber anderen Mechanismen. Die Tree-Level-Feynman-Diagramme der b-assozierten Higgs-Produktion sind in Abbildung 4 dargestellt. Da Protonen keine b-Quarks enthalten, müssen die b-Quarks im Anfangszustand aus dem Prozess $g \rightarrow b\bar{b}$ stammen, wie es in Abbildung 4 (c) der Fall ist. Bei der Berechnung dieses Prozesses treten jedoch Divergenzen auf, die sich durch die Einführung einer b-PDF², wie in Abbildung 4 (a) und (b) geschehen, vermeiden lassen. Der Beitrag von Abbildung 4 (d) ist sehr gering und liegt unter 1% des totalen Wirkungsquerschnittes [16].

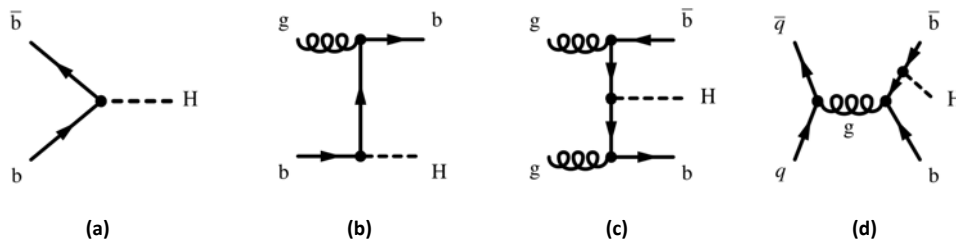


Abbildung 4 Tree-Level-Feynman-Diagramm der b-assozierten Higgs-Produktion: $b\bar{b} \rightarrow H$ (a), $bg \rightarrow bH$ (b), $gg \rightarrow b\bar{b}H$ (c) und $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}H$ (d). Das H steht für eines der drei neutralen MSSM Higgs-Bosonen h^0, H^0 oder A^0 [16].

Die Berechnung der Higgs-Eigenschaften erfolgt mithilfe des Programmes FeynHiggs, welches auf Zweischleifen-Ordnung arbeitet [17], [18], [19], [20]. Der Produktionsquerschnitt der b-assozierten Higgs-Produktion ist in Abbildung 5 gezeigt. Auf Tree-Level ist er, abgesehen von bekannten SM Parametern, erneut nur von m_A und $\tan\beta$ abhängig. Zum Vergleich ist das SM Higgs-Teilchen dargestellt, dessen Wirkungsquerschnitt um zwei bis drei Größenordnungen unterhalb der Werte der MSSM Higgs-Bosonen liegt. Wie beim Massenspektrum tritt auch hier eine Degeneration zwischen A^0 und h^0 bzw. nach der Transition Region zwischen A^0 und H^0 auf. Für große Werte von $\tan\beta$ fällt der Produktionswirkungsquerschnitt des jeweils nicht degenerierten Higgs-Bosons stark gegenüber den anderen beiden ab, sodass bei der Analyse stets nur A^0 betrachtet werden muss. Der gesamte Wirkungsquerschnitt ergibt sich in diesem Fall durch Addition der Wirkungsquerschnitte der beiden degenerierten Higgs-Bosonen [21].

² Eine PDF (Englisch: Parton Distribution Function) ist die Verteilung der Wahrscheinlichkeit, ein Protonbestandteil mit einem bestimmten Impulsbruchteil in Abhängigkeit vom Impulsübertrag zu finden. Siehe Kapitel 7.

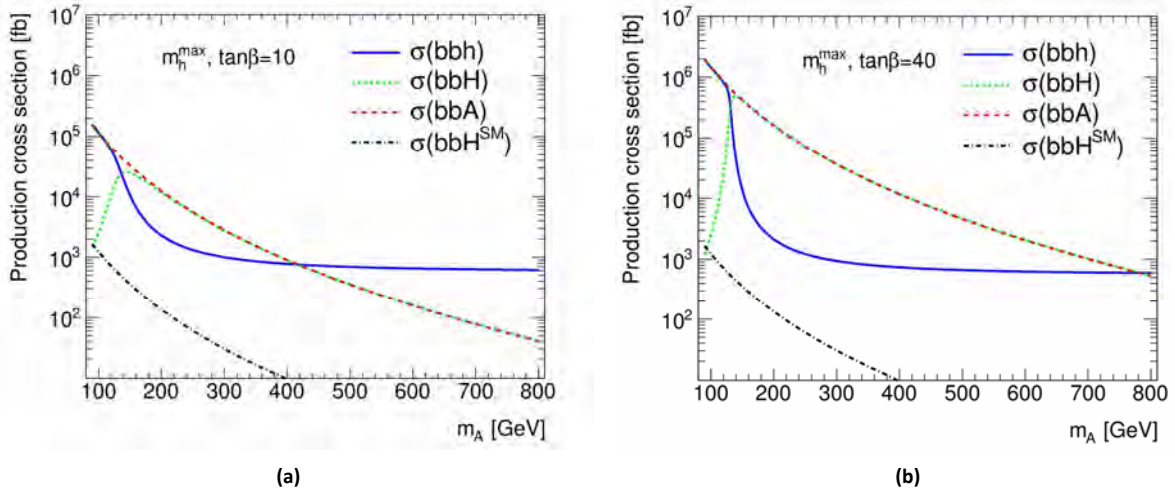


Abbildung 5 Mit FeynHiggs berechnete Wirkungsquerschnitte der b-assozierten Produktion verschiedener Higgs-Bosonen bei $\tan\beta = 10$ (a) und $\tan\beta = 40$ (b) in Abhängigkeit von m_A . Zum Vergleich ist auch das SM Higgs-Boson dargestellt [21].

3.2 Gluon-Fusion

Neben der b-assozierten Higgs-Produktion trägt die in Abbildung 6 gezeigte Gluon-Fusion wesentlich zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Neben der dargestellten Bottom-Schleife treten entsprechend dem Wert von $\tan\beta$ auch Top-Schleifen auf.

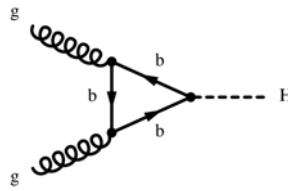


Abbildung 6 Tree-Level-Feynman Diagramm der Gluon-Fusion. [16]

Die Produktionswirkungsquerschnitte der verschiedenen Higgs-Bosonen sind in Abbildung 7 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass h^0 über einen großen Bereich von m_A dominiert. Für große m_A ist der Wirkungsquerschnitt des SM Higgs-Bosons größer als der von A^0 und H^0 . Dementsprechend ist die Gluon-Fusion vor allem bei kleinem m_A von Bedeutung.

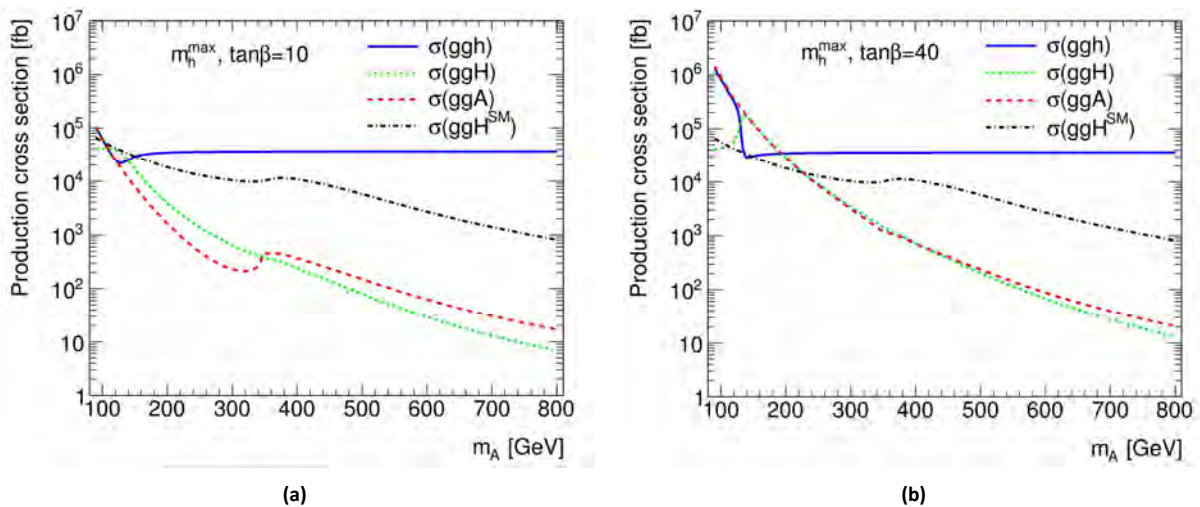


Abbildung 7 Mit FeynHiggs berechnete Gluon-Fusionswirkungsquerschnitte der Produktion verschiedener Higgs-Bosonen bei $\tan\beta = 10$ (a) und $\tan\beta = 40$ (b) in Abhängigkeit von m_A . Zum Vergleich ist das SM Higgs-Boson dargestellt [21].

3.3 Zerfallskanäle

In Abbildung 8 ist zunächst die totale Zerfallsbreite der drei neutralen MSSM Higgs-Bosonen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Breite von A^0 mit m_A etwa exponentiell wächst und ebenso mit dem Wert von $\tan\beta$ ansteigt. Erneut sind zwei der drei Higgs-Bosonen degeneriert.

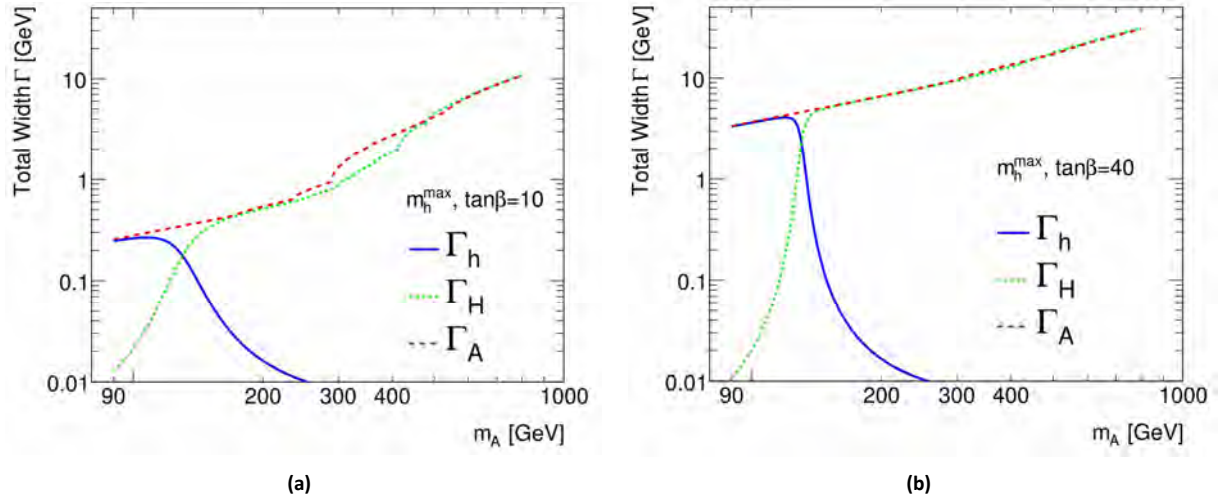


Abbildung 8 Mit FeynHiggs errechnete totale Zerfallsbreiten der neutralen MSSM Higgs-Bosonen für $\tan\beta = 10$ (a) und $\tan\beta = 40$ (b) [21].

Die folgenden Zerfallskanäle sind für die neutralen MSSM Higgs-Bosonen bedeutsam:

- $h^0/H^0/A^0 \rightarrow b\bar{b}$: Aufgrund der starken Kopplung an Down-Type-Fermionen bei großem $\tan\beta$ ist der Zerfall in ein b-Quark-Paar mit einem Verzweigungsverhältnis (BR^3) von etwa 90% stark dominant. Da es sich um einen rein hadronischen Endzustand handelt, ist die experimentelle Suche auf diesem Kanal durch den starken QCD-Untergrund sehr schwierig.
- $h^0/H^0/A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$: Mit etwa 10% ist der Zerfall in Taus der zweitstärkste Zerfallskanal der neutralen MSSM Higgs-Bosonen. Er bietet eine hohe Sensitivität, erreicht aber aufgrund der beim Zerfall der Tau-Leptonen beteiligten Neutrinos eine schlechte Massenauflösung.
- $h^0/H^0/A^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$: Der Zerfallskanal, der der folgenden Analyse zugrunde liegt, hat ein Verzweigungsverhältnis von nur $\sim 10^{-4}$ (siehe Abbildung 9). Dies wird jedoch durch ein sehr klares Signal mit einer sehr guten Massenauflösung ausgeglichen. Auch wenn die Suche auf diesem Kanal wahrscheinlich nicht zur Entdeckung der MSSM Higgs-Bosonen führen wird, so kann mit ihm nach einer möglichen Entdeckung auf anderen Kanälen bei ausreichender Datenstatistik eine genaue Studie der Higgs-Eigenschaften durchgeführt werden. Auch wenn eine Trennung der drei neutralen Higgs-Bosonen im Massenspektrum nicht möglich sein wird, lässt sie sich bei günstigen in der Natur realisierten Werten von m_A und $\tan\beta$ aufgrund der Signaltbreite erkennen, dass es sich um mehrere Higgs-Bosonen handelt [16].

Das gesuchte Higgs-Signal enthält demnach ein Myonen-Paar mit entgegengesetzter Ladung und hohen Impulsen. Die beiden Myonen sind dabei nicht Teil eines Jets. Außerdem können B-Hadronen enthaltende Jets auftreten. Zusätzliche Jets sind vom gesuchten Signal nicht zu erwarten. Darüber hinaus sind keine nicht detektierbare Teilchen, wie Neutrinos, beteiligt.

³ Englisch: Branching Ratio

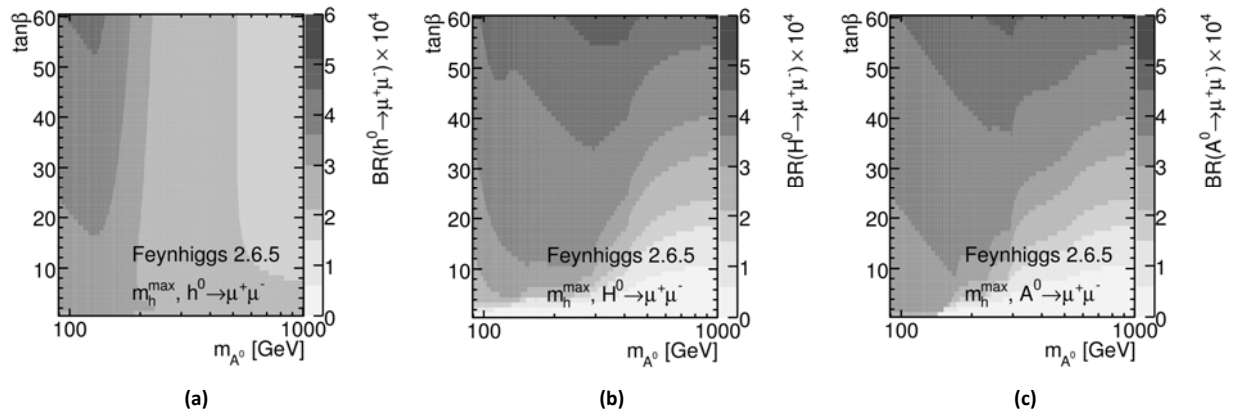


Abbildung 9 Verzweungsverhältnisse von $h^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (a), $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (b) und $A^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (c) jeweils in Abhängigkeit von m_{A^0} und $\tan\beta$ [22].

4 Untergrundprozesse

In diesem Kapitel werden alle relevanten Prozesse diskutiert, welche zum Untergrund des gesuchten Higgs-Signals beitragen können. Diese müssen eine ähnliche Topologie wie der Signalprozess aufweisen, d.h. zumindest ein entgegengesetzt geladenes Myonen-Paar mit hohem Impuls im Endzustand aufweisen und über einen hinreichend großen Wirkungsquerschnitt verfügen. Es existieren zwei verschiedene Arten von Untergrundprozessen: reduzierbarer Untergrund, welcher durch geeignete Schnitte stark unterdrückt werden kann, und irreduzierbarer Untergrund, welcher sich in keiner Verteilung physikalischer Variablen wesentlich vom Signal unterscheidet. Weiterhin müssen experimentelle Unsicherheiten berücksichtigt werden. So können auch Fehlinterpretationen von anderen Prozessen zum Untergrund beitragen.

Vertiefte Diskussionen der einzelnen Prozesse mit ihrem Beitrag zum Signaluntergrund sind in [16] und [23] zu finden. Die für die Analyse verwendeten Simulationen der einzelnen Prozesse sowie die genauen Wirkungsquerschnitte, welche unter anderem vom simulierten Massenfenster abhängen, sind in Kapitel 7 aufgelistet.

4.1 $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Der wichtigste Beitrag zum Untergrund kommt aus dem Zerfall von Z^0 -Bosonen, zum einen, weil die Topologie des Endzustandes mit der des Signalprozesses übereinstimmt, und zum anderen, weil der Wirkungsquerschnitt von etwa 1 nb^{-1} im Vergleich zur Higgs-Produktion sehr groß ist. Hinzukommt das im Vergleich zum Higgs-Zerfall große Verzweigungsverhältnis von $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ von 3,4 % [3]. Neben der Drell-Yan-Produktion existieren verschiedene weitere Feynman-Diagramme zur Produktion von Z^0 -Bosonen in Assoziation mit Jets, welche in Abbildung 10 dargestellt sind.

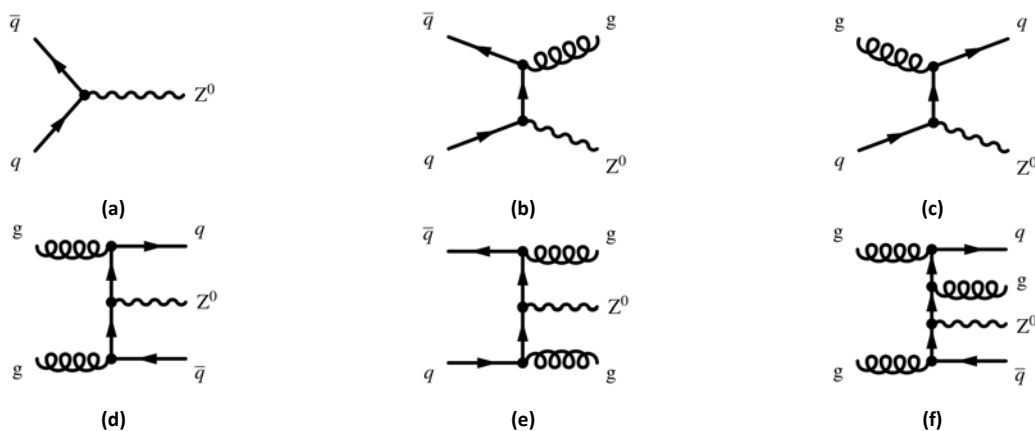


Abbildung 10 Tree-Level Feynman-Diagramme der Z^0 -Produktion durch den Drell-Yan-Prozess (a) und durch Assoziation mit Jets (b-f) [16].

Die Masse des Z^0 -Bosons liegt bei $91,2 \text{ GeV}$ [3], sodass sich im Spektrum der invarianten Masse des Myonen-Paares an dieser Stelle eine Resonanzstruktur, d.h. eine Spitze in Form einer Breit-Wigner-Verteilung [24] befindet. Aus diesem Grund können Higgs-Bosonen mit einer Masse von weniger als 100 GeV nicht gefunden werden. Der Untergrund durch Z^0 -Bosonen bleibt jedoch auch für größere invariante Massen dominant, da die Breit-Wigner-Verteilung zwar zu größeren Massen hin stark abfällt, jedoch der Wirkungsquerschnitt der Z^0 -Produktion so groß ist, dass er alle anderen Prozesse überwiegt. Hinzukommt, dass der Drell-Yan-Prozess auch mit Photonen möglich ist, welche ebenfalls in Myonen-Paare zerfallen können. Die einzige relevante Möglichkeit den Prozess $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ zu unterdrücken ist es, einen Jet mit B-Hadronen im Endzustand zu verlangen. Doch wie in Abbildung 10 (b-f) zu sehen ist, gibt es auch zahlreiche Diagramme zur Erzeugung von Z^0 -Bosonen in Assoziation mit b-Quarks. Die Ausnutzung des unterschiedlichen Spins von Z^0 - und Higgs-Boson durch die

Winkelverteilung der Myonen ist experimentell sehr schwer umzusetzen. Der Untergrund aus Z^0 -Zerfällen in Assoziation mit Jets ist daher irreduzibel.

4.2 Leptonischer Top-Paarzerfall

Sobald ein B-Hadronen enthaltender Jet im Endzustand verlangt wird, trägt der Zerfall von Top-Quarkpaaren ($t\bar{t}$) signifikant zum Untergrund bei. Die Top-Quarks, welche auf Tree-Level durch die in Abbildung 11 gezeigten Diagramme entstehen, zerfallen fast ausschließlich elektroschwach unter Abstrahlung von W^\pm -Bosonen in b-Quarks, welche die verlangten Jets verursachen. Die W^\pm -Bosonen wiederum können im Prozess $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ mit einem Verzweigungsverhältnis von 10,57% [3] Myonen erzeugen. Mit etwa demselben Verzweigungsverhältnis zerfallen die W^\pm -Bosonen in τ -Leptonen, welche wiederum zu 17,4% [3] Myonen erzeugen und somit ebenfalls zum Untergrund beitragen. Die beiden Top-Quarks zerfallen daher zu etwa 1,4% in ein entgegengesetzt geladenes Myonen-Paar sowie zwei b-Quarks, welche hochenergetischer sind als die des Signalprozesses. Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal zum Signal ist die Winkelverteilung der beiden Myonen. Während sie im Ruhesystem des Higgs-Bosons in entgegengesetzter Richtung den Zerfallsort verlassen, ist ihre Flugrichtung beim Zerfall der Top-Quarks nicht korreliert, da es sich um zwei unabhängige Zerfälle handelt. Aus demselben Grund besitzt die Verteilung der invarianten Masse der Myonen keine Resonanzstruktur, wie etwa das Signal oder der Z^0 -Untergrund.

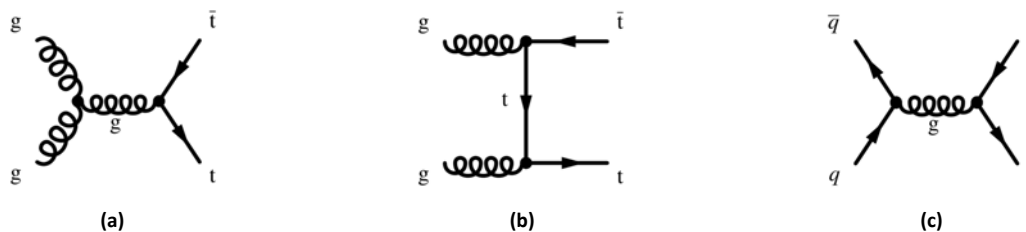


Abbildung 11 Tree-Level Feynman-Diagramme der $t\bar{t}$ -Produktion [16].

4.3 Zweibosonen-Zerfälle

Eine weitere Untergrundquelle sind Prozesse mit zwei massiven Eichbosonen im Endzustand. Aufgrund des wesentlich geringeren Wirkungsquerschnittes ist ihr Beitrag jedoch kleiner als der der zuvor behandelten Prozesse. Folgende mögliche Zweibosonen-Zerfälle werden für die Analyse berücksichtigt:

$W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$: Der Zerfall zweier W^\pm -Bosonen erzeugt wie der $t\bar{t}$ -Prozess zwei nicht korrelierte Myonen und zwei Neutrinos. Es treten im Endzustand jedoch keine b-Quarks auf, sodass kaum Jets mit B-Hadronen zu erwarten sind. Der Endzustand enthält zwei nicht detektierbare Neutrinos.

$W^+Z^0 \rightarrow \mu^+\nu_\mu\mu^+\mu^-$, $W^-Z^0 \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$: Neben dem Endzustand mit drei Myonen gibt es auch die Möglichkeit des hadronischen Zerfalls des W -Bosons. Werden die beiden Myonen aus dem Zerfall des Z^0 -Bosons als Paar ausgewählt, so enthält die Verteilung ihrer invarianten Masse eine Resonanzstruktur.

$Z^0Z^0 \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$: Der Zerfall zweier Z^0 -Bosonen in zwei b-Quarks und zwei Myonen besitzt eine dem Signal sehr ähnliche Topologie. Außer dem Myonen-Paar im Endzustand, treten auch Jets mit B-Hadronen auf. Der Wirkungsquerschnitt ist allerdings sehr gering.

4.4 Weitere Prozesse

Die folgenden Prozesse tragen zum Untergrund bei, werden aber aus verschiedenen Gründen nicht für die Analyse berücksichtigt.

$tW^- \rightarrow b\mu^+\nu_\mu\mu^-\bar{\nu}_\mu$: Die sogenannte Single-Top-Produktion hat eine ähnliche Charakteristik wie der Zerfall von $t\bar{t}$ -Paaren. Aufgrund des viel kleineren Wirkungsquerschnittes wird dieser Prozess jedoch nicht weiter betrachtet.

Auch beim Zerfall von Z^0 -Bosonen in ein τ -Paar kann ein entgegengesetzt geladenes Myonen-Paar entstehen, da τ -Leptonen wie oben beschrieben zu 17,4% in Myonen zerfallen. Der myonische Zerfall beider τ -Leptonen kommt daher in nur 3% aller Fälle vor. Hinzukommt, dass aufgrund der beteiligten Neutrinos die invariante Masse der Myonen nach unten verschoben ist. Der Beitrag von $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ kann demnach vernachlässigt werden.

$b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-X$: In QCD-Multijet-Prozessen können durch den Zerfall von Hadronen auch Myonen entstehen. Treten zufällig zwei entgegengesetzt geladene Myonen auf, können sie zum Untergrund beitragen. Allerdings sind diese Myonen in Jets eingebettet und haben verhältnismäßig geringe Impulse. QCD-Multijet-Prozesse haben einen zu großen Wirkungsquerschnitt, um vollständig simuliert werden zu können. Eine genaue Abschätzung ihres Beitrags zum Untergrund kann daher nicht anhand von Simulationen erfolgen. Er wird allerdings aufgrund der zur Verfügung stehenden Samples als sehr klein eingeschätzt.

5 Das Experiment

5.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) [25] ist ein Beschleunigerring für Protonen und Blei-Ionen am europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf. Er wurde im Tunnel seines Vorgängers, dem im Jahr 2000 abgeschalteten Large Electron-Positron Collider (LEP), in ca. 100 m Tiefe errichtet und hat einen Umfang von 26,7 km. Mittels supraleitender Spulen liefert er zwei gegenläufige Strahlen für die vier Hauptexperimente ALICE⁴ [26], ATLAS⁵ [27], CMS⁶ [28] und LHCb⁷ [29], welche sich in vier um den Ring verteilten Kavernen befinden. Daneben existieren zwei kleinere Experimente, TOTEM [30] und LHCf [31], die die Strahlen des LHC nutzen und sich in den Kavernen der beiden größten Detektoren, ATLAS und CMS befinden.

Im Hauptbetriebsmodus beschleunigt der LHC zwei gegenläufige Protonenstrahlen auf bis zu 7 TeV je Proton. Im Zentrum des jeweiligen Experimentes werden diese zur Kollision gebracht, sodass sich eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ergibt. Aktuell ist sie aufgrund einer technischen Störung am 19. September 2008 auf $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ begrenzt [32]. Jeder Strahl besteht bei voller Auslastung aus etwa 2800 Protonenpaketen mit jeweils rund 115 Milliarden Protonen. Die Umlauffrequenz der einzelnen Pakete beträgt 11 kHz. Der LHC ist für eine maximale Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ausgelegt. Bei einem totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{pp,tot} = 79 \text{ mb}$ für die inelastische Proton-Proton-Streuung werden daher bei einer Paketkollisionsrate von 40 MHz durchschnittlich 23 Protonenkollisionen je Paketkollision erwartet. Mit diesen Leistungsdaten wird der LHC für lange Zeit der stärkste verfügbare Beschleuniger weltweit sein.

Aufgrund der inneren Struktur von Protonen wechselwirken bei den Energien, die am LHC erreicht werden, ihre Bestandteile miteinander, welche mit unterschiedlichen Anteilen zum Gesamtimpuls des Protons beitragen. Der eigentliche Stoßprozess findet daher nicht bei der vollen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ statt, sondern bei

$$\sqrt{s_{WW}} = \sqrt{s} \cdot x_1 \cdot x_2,$$

wobei x_1 und x_2 die longitudinalen Impulsanteile der wechselwirkenden Protonenbestandteile sind. Diese unterliegen einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, sodass am LHC ein großer Energiebereich gleichzeitig mit demselben Strahl gemessen werden kann. Dies steht im Gegensatz zu e^+e^- -Kollidern, bei denen die Elektronen und Positronen selbst die Ausgangsteilchen der Wechselwirkung sind und daher immer nur bei einer vom Strahl festgelegten Energie gemessen werden kann. Daher ist es erforderlich, die Position der zu untersuchenden Resonanzen im Energiespektrum genau zu kennen. Einer solchen Beschränkung unterliegt der LHC durch die Wechselwirkung der Protonen nicht, sodass er als Entdeckungsmaschine bezeichnet werden kann. Dementsprechend sind die Suche nach neuer Physik außerhalb des Standardmodells mit bisher unbekanntem Teilchen sowie der Nachweis der Existenz bzw. Nichtexistenz des Higgs-Bosons die wichtigsten Aufgaben des LHC.

5.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS Detektor ist neben CMS einer der beiden Mehrzweckdetektoren am LHC und befindet sich in der Kaverne am Tunnelzugangspunkt 1 in der Nähe des CERN-Hauptareals bei Meyrin. Mit ihm soll in den messbaren Kollisionsprodukten nach Spuren neuer Physik gesucht werden. Folgende Ziele werden dabei unter anderem verfolgt:

⁴ Akronym für A Large Ion Collider Experiment

⁵ Ursprünglich Akronym für A Toroidal LHC ApparatuS, zurzeit nur Eigenname

⁶ Akronym für Compact Muon Solenoid

⁷ Akronym für Large Hadron Collider beauty

- Präzise Messung von Standardmodellparametern sowie von Wirkungsquerschnitten von Standardmodellprozessen, um den Untergrund bei der Suche nach neuen Signalen abschätzen zu können.
- Nachweis bzw. Widerlegung der Existenz eines Higgs-Bosons, um einer Antwort auf die Frage nach der Ursache der Brechung der Eichsymmetrie im Standardmodell näher zu kommen.
- Suche nach supersymmetrischen Teilchen, um die Realisierung der Supersymmetrie in der Natur zu überprüfen.
- Suche nach exotischen Teilchen, die von neuen Standardmodell-erweiternden Theorien vorhergesagt werden, wie sehr schweren Eichbosonen oder kleinen Schwarzen Löchern.

Da für die gesuchten Prozesse sehr kleine Wirkungsquerschnitte erwartet werden, ist der LHC für eine sehr hohe Luminosität ausgelegt. Die daraus resultierende hohe Kollisionsrate und die Vielzahl an Sekundärkollisionen stellen hohe Anforderungen an die Leistungsfähigkeit des ATLAS-Detektors:

- Um dem hohen Teilchenfluss besonders nahe dem Strahlrohr gerecht zu werden, sind schnelle und strahlungsfeste Sensoren und Elektronikkomponenten erforderlich. Zur Unterscheidung der Vielzahl von Spuren weist ATLAS eine hohe Granularität seiner Sensoren auf.
- Um die Spuren, die von der primären Kollision stammen von denen aus Sekundärkollisionen unterscheiden zu können, ist ein sehr hohes räumliches Auflösungsvermögen der Spurvermessung und -rekonstruktion im Bereich von μm erforderlich. Dasselbe gilt für das sogenannte b-Tagging zur Unterscheidung von b-Jets von solchen aus leichten Quarks und Gluonen.
- Der LHC liefert sehr hohe Kollisionsenergien. Die transversalen Impulse der Kollisionsprodukte sind dementsprechend groß. Um sie genau vermessen zu können, sind starke Magnetfelder erforderlich.
- Aufgrund der Impulserhaltung sollte die Vektorsumme der transversalen Impulse aller Teilchen sehr klein sein. Eine Abweichung weist auf nicht detektierte Teilchen, wie Neutrinos oder neutrale supersymmetrische Partikel hin. Um diesen fehlenden transversalen Impuls genau zu messen, müssen die Vierervektoren aller detektierbaren Teilchen bestimmt werden, auch wenn ihre Bahn sehr nahe der Strahlachse liegt.
- Die Vielzahl zu erwartender Jets pro Ereignis verlangt nach präzisen, hoch granularen hadronischen Kalorimetern. Um die Energie von Photonen, Elektronen und Positronen zu messen, sind effiziente elektromagnetische Kalorimeter notwendig.
- Die hohe Ereignisrate macht es technisch unmöglich, sämtliche Kollisionen elektronisch zu speichern. Daher müssen effiziente Trigger die physikalisch interessanten Kollisionen aus der großen Menge der QCD Multijet-Ereignisse herausfiltern.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, ist ATLAS mit einer Vielzahl an Subdetektoren ausgestattet, die nach der folgenden Einführung wichtiger Bezeichnungen kurz genannt und beschrieben werden. Genauere Angaben zum Aufbau finden sich unter [27].

5.2.1 ATLAS-spezifische Bezeichnungen

Die im Folgenden verwendeten ATLAS-spezifischen Koordinatensysteme und Variablenbezeichnungen werden hier kurz benannt und beschrieben.

Der Kollisionspunkt der beiden Protonenstrahlen bildet das Zentrum des kartesischen Koordinatensystems. Die x -Achse zeigt dabei zum Zentrum des Beschleunigerrings und die y -Achse weist nach oben. Die z -Koordinate liegt demnach in mathematisch positiver Richtung entlang des Strahlrohrs [33].

Gebräuchlicher als das kartesische System sind Kugelkoordinaten mit dem Azimutalwinkel ϕ , dem Polarwinkel θ und dem transversalen Impuls

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

Von besonderem Vorteil ist dabei die Tatsache, dass p_T lorentzinvariant unter Verschiebung des Wechselwirkungsruhesystems in Strahlrichtung ist. Da die Impulsanteile der wechselwirkenden Protonbestandteile a priori unbekannt und verschieden sind, ist dies bei Proton-Proton-Kollisionen von hoher Bedeutung. Statt des Polarwinkels θ wird zumeist die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \tan \theta/2 = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}$$

verwendet, welche bei stark relativistischen Geschwindigkeiten in die Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ übergeht, die sich durch ihre Additivität unter Lorentztransformationen auszeichnet. Zusammen mit der Energie E bilden ϕ , η und p_T die Komponenten des Vierervektors p^μ eines Teilchens, welcher dessen Kinematik vollständig beschreibt.

Die invariante Masse mehrerer Teilchen errechnet sich aus ihren Vierervektoren zu

$$m_{inv} = \sqrt{\sum_i p_i^\mu p_{\mu,i}}.$$

Winkelabstände zwischen zwei physikalischen Objekten werden als

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

definiert.

5.2.2 Die Struktur von ATLAS

Der in Abbildung 12 dargestellte ATLAS-Detektor hat eine zylindrische Struktur mit einer Gesamtlänge von 44 m und einem Durchmesser von 25 m. Bei seinen Bestandteilen wird stets zwischen dem Zylindermantel, Barrel genannt, und den Deckflächen, im Folgenden als Endkappen bezeichnet, unterschieden. Die Anordnung der Subdetektoren richtet sich nach der Anordnung der Magnetspulen, von denen insgesamt vier in ATLAS installiert sind. Eine Zylinderspule umschließt den inneren Detektor, welcher der Spur-, Impuls- und Ladungsmessung dient, und durchflutet ihn mit einem homogenen 2 T Magnetfeld. Außerhalb dieses Solenoids befinden sich das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter, welche die Energiebestimmung von Elektronen, Positronen und Photonen bzw. von Hadronen vornehmen. Sie werden von drei Kreisringspulen umschlossen. Der Barrel-Toroid erzeugt ein inhomogenes Magnetfeld mit einer Stärke zwischen 0,5 T und 2,5 T. Die beiden Endkappenkreisringspulen liefern Felder mit Stärken zwischen 0,5 T und 3,5 T. Den Abschluss des Detektors bilden die Myonenspektrometer. Sie messen die Impulse der Myonen, welche den Detektor mit geringen Energieverlusten durchfliegen, mithilfe ihrer durch die Toroidfelder gekrümmten Flugbahn.

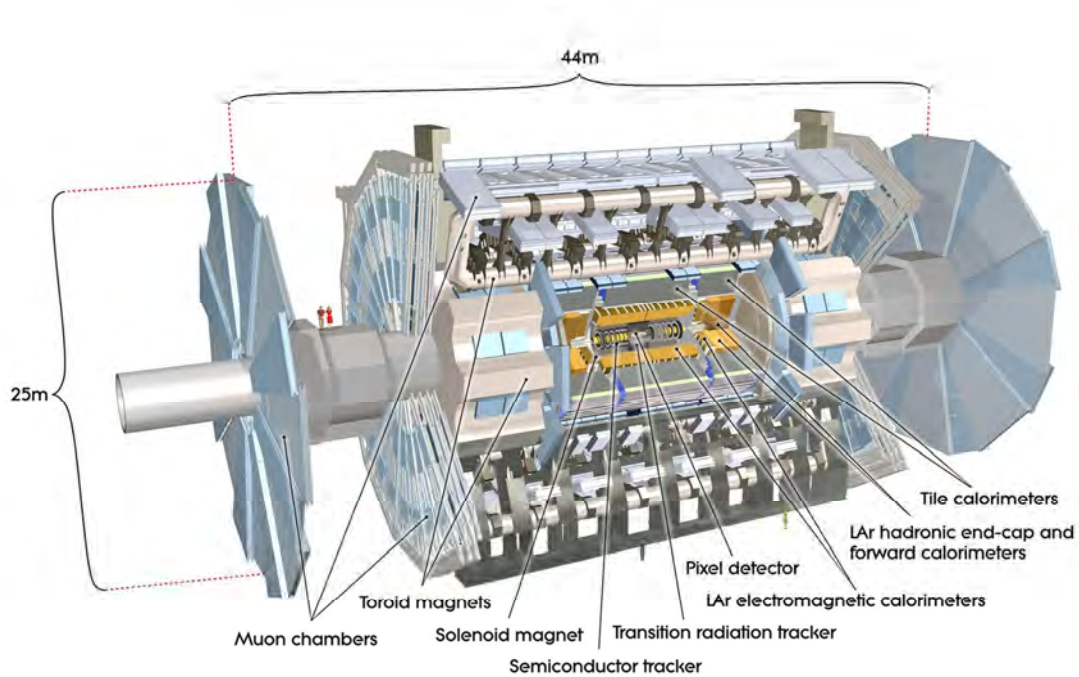


Abbildung 12 Schnitt durch den gesamten ATLAS-Detektor [34]

5.2.3 Der innere Detektor

Der Aufbau des inneren Detektors (ID) ist in Abbildung 13 dargestellt. Er hat eine Länge von $6,2\text{ m}$ und einen Durchmesser von $2,1\text{ m}$ und erreicht damit eine Abdeckung von $|\eta| < 2,5$. Aus der Abbildung wird außerdem deutlich, dass der ID aus drei Sensortypen besteht:

- Pixeldetektor
- Siliziumstreifendetektor⁸ (SCT)
- Übergangsstrahlungsdetektor⁹ (TRT)

Die einzelnen Sensoren sind im Barrel in konzentrischen Zylindern um den Kollisionspunkt herum angeordnet. Als Endkappen dienen radartige, rechtwinklig zur Strahlachse ausgerichtete Detektoranordnungen, um auch geladene Teilchen bis $|\eta| \approx 2.5$ detektieren zu können.

⁸ Englisch: Semiconductor Tracker

⁹ Englisch: Transition Radiation Tracker

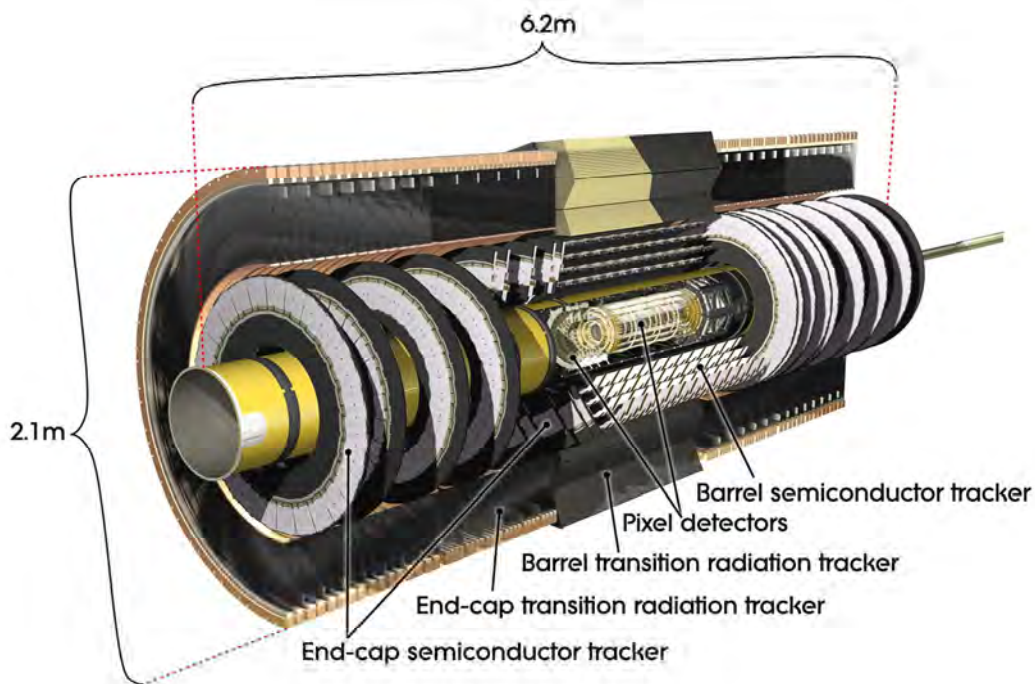


Abbildung 13 Schnitt durch den inneren Detektor [35]

Die Pixeldetektoren bestehen aus etwa 80,4 Million Siliziumhalbleiterdioden mit einer minimalen Größe von $50 * 400 \mu\text{m}^2$. Durchfliegt ein geladenes Teilchen ein Pixel, entstehen im p-n-Übergang Elektronen-Loch-Paare, welche ein auslesbares elektrisches Signal erzeugen. Die Pixeldetektoren befinden sich, in drei Lagen angeordnet, am nächsten am Kollisionspunkt. Die innere Lage ist nur etwa 5 cm von ihm entfernt. Mit einer Auflösung von $10 \mu\text{m}$ in der $R - \phi$ Ebene und $115 \mu\text{m}$ in z -Richtung erreichen sie die höchste Präzision der drei Sensoren des ID.

Die Siliziumstreifendetektoren umschließen die Pixeldetektoren mit vier Barrel-Lagen und jeweils neun Endkappen. Sie basieren ebenfalls auf Halbleiterdetektoren, zeichnen sich jedoch durch eine andere Geometrie aus. Zwei übereinanderliegende Schichten mit 6 cm bis 12 cm langen Siliziumstreifen, die leicht gegeneinander verdreht sind, erlauben eine Ortsauflösung von $17 \mu\text{m}$ in der $R - \phi$ Ebene und $580 \mu\text{m}$ in z -Richtung.

Der Übergangstrahlungsdetektor besteht aus etwa 351.000 Röhren mit einem Durchmesser von 4 mm , welche mit einem Gasgemisch gefüllt sind. Im Barrel sind sie etwa 144 cm lang und parallel zur Strahlachse ausgerichtet, während sie in den Endkappen bei radialer Anordnung nur 37 cm lang sind. Im Zentrum jedes Röhrchens befindet sich ein unter Hochspannung stehender Draht. Durchfliegt ein geladenes Teilchen das Röhrchen, ionisiert es das Gas. Die Ionen und Elektronen driften aufgrund der Hochspannung zu den Elektroden und erzeugen dabei durch Sekundärionisation weitere Ladungsträger, sodass ein messbares Signal entsteht, welches vom zentralen Draht ausgelesen wird. Zwischen den Röhrchen befinden sich dünne Karbonfaserfolien. Die durch sie hervorgerufene Übergangstrahlung erlaubt die Unterscheidung von Elektronen und Pionen aufgrund ihres unterschiedlichen γ -Faktors bei gleicher Energie. Der TRT erreicht nur eine Auflösung von $130 \mu\text{m}$ in der $R - \phi$ Ebene und liefert keine Informationen über die z -Komponente, jedoch erlaubt die Vielzahl der Messpunkte entlang eines langen Abschnitts einer Spur eine genaue Analyse der Bahnkrümmung, woraus sich sowohl Ladung als auch der Impuls des jeweiligen Teilchens präzise ermitteln lassen [36], [37].

5.2.4 Die Kalorimeter

Der Aufbau der Kalorimetersysteme von ATLAS ist in Abbildung 14 dargestellt. Das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter sind jeweils in Barrel und Endkappen unterteilt. Darüber hinaus verfügt ATLAS über zwei Vorwärtskalorimeter, um den Bereich bis $|\eta| < 4.9$ nahe der Strahlröhren abzudecken. Es handelt sich um Sampling-Kalorimeter, d.h. es wechseln sich Lagen aus passivem Absorbermaterial mit aktiven Szintillatoren ab. Treffen hochenergetische Teilchen auf die Absorber, produzieren sie Sekundärteilchen, bis ihre gesamte Energie verbraucht ist und das Teilchen somit gestoppt ist. Die Energiemessung selbst erfolgt durch die Szintillatoren. Um neben der Gesamtenergie auch Ortsinformationen zu erhalten, sind die Kalorimeter in kleine Zellen unterteilt.

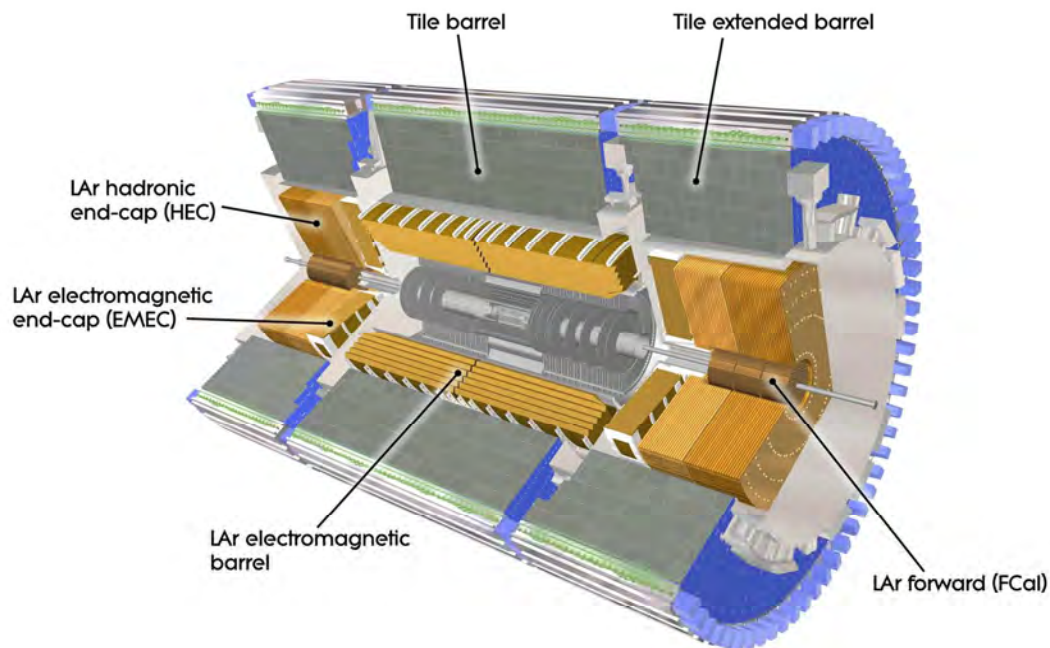


Abbildung 14 Schnitt durch die ATLAS Kalorimeter [38]

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) ist ein Blei-Flüssigargon-Kalorimeter mit einer akkordeonartigen Struktur, um eine vollständige Abdeckung in ϕ -Richtung zu erreichen. Es ist in einen Barrel-Bereich mit $|\eta| < 1,457$ und zwei Endkappen mit $1,357 < |\eta| < 3,2$ unterteilt und dient der Energiebestimmung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, d.h. vorwiegend von Elektronen, Positronen und Photonen. Um diese vollständig zu stoppen, haben die Kalorimeter eine minimale Größe entlang der Teilchenflugbahn von 22 Strahlungslängen¹⁰. Die Vielzahl zu erwartender Teilchen pro Ereignis erfordert eine hohe Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters im Bereich von $\Delta\phi = 0,1 \dots 0,025$ und $\Delta\eta = 0,1 \dots 0,025/8$. Daher verfügt es über etwa 173.000 Auslesekanäle[39], [40]. Durch Teststrahlungsmessungen wurde die Energieauflösung zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10 \% \cdot \sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} + 0.17 \%$$

bestimmt [41].

¹⁰ Eine Strahlungslänge ist die typische Weglänge auf der die Energie von Elektronen durch Bremsstrahlung auf einen Anteil von $1/e$ abgefallen ist.

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HAD) ist aus zwei verschiedenen Detektortypen zusammengesetzt. Im Barrel-Bereich besteht es aus Stahlabsorbern unterbrochen von Szintillatorkacheln¹¹ und erreicht eine Abdeckung von $|\eta| < 1,7$. Die Endkappen hingegen sind Kupfer-Flüssigargon-Kalorimeter mit einer Abdeckung bis $|\eta| < 3,2$. Beide Systeme haben eine Größe von etwa zehn Absorptionslängen¹², um alle Hadronen stoppen zu können. Die Granularität ist mit $\Delta\phi = 0,2 \dots 0,1$ und $\Delta\eta = 0,2 \dots 0,1$ sowie etwa 10.000 Auslesekanälen größer als die des elektromagnetischen Kalorimeters. Die Energieauflösung wurde für das hadronische Kalorimeter am CERN durch Teststrahlen mit isolierten Pionen ermittelt.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{56,4 \% \cdot \sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} + 5,5 \% \quad \text{Barrel, } \eta = 0,35 \quad [42]$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{81,7 \dots 84,6 \% \cdot \sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \quad \text{Endkappen} \quad [43]$$

Die Auflösung hat im Barrel eine gewisse Abhängigkeit von der Pseudorapidität, da sich aufgrund des flacher werdenden Eintrittswinkels der Teilchen mit steigendem η die Weglänge durch das Kalorimeter vergrößert [39], [44].

Vorwärtskalorimeter

Das Vorwärtskalorimeter (FCal) ist eine Kombination aus elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter mit einer Abdeckung von $3,1 < |\eta| < 4,9$, um auch Teilchen und Jets nahe den Strahlröhren messen zu können und somit eine hohe Gesamtabdeckung des Detektors zu erreichen. Als aktives Material wird auch hier Flüssigargon verwendet, während die Absorber aus Kupfer und Wolfram bestehen. Mit 3524 Auslesekanälen ist die Granularität geringer als die des hadronischen Kalorimeters [39]. Folgende Energieauflösungen wurden mit Teststrahlen gemessen:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{28,5 \% \cdot \sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} + 3,5 \% \quad \text{für Elektronen} \quad [45]$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{70 \% \cdot \sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} + 3 \% \quad \text{für Pionen} \quad [46]$$

5.2.5 Die Myonenspektrometer

Den Abschluss von ATLAS bilden die Myonenspektrometer (MS), die in Abbildung 15 gezeigt sind. Es ist ihre Aufgabe, Ladung und Impuls der den ATLAS Detektor verlassenden Myonen aufgrund ihrer Ablenkung im magnetischen Feld der drei Toroide zu messen. Die drei Lagen im Barrel und die jeweils drei Endkappen auf jeder Seite von ATLAS sind mit vier verschiedenen Trigger- und Präzisionsmesskammern bestückt und arbeiten unabhängig vom ID mit einer Abdeckung von $|\eta| < 2,7$. Folgende Sensortypen sind installiert:

- Monitored drift tube chambers (MDT)
- Cathode strip chambers (CSC)
- Resistive-plate chambers (RPC)
- Thin-gap chambers (TGC)

¹¹ Englisch: Tile

¹² Eine nukleare Absorptionslänge ist die typische Weglänge auf der die Energie von Hadronen durch Schauerbildung auf einen Anteil von $1/e$ abgefallen ist.

Die beiden erstgenannten Detektoren erreichen eine hohe Ortsauflösung, während die zwei letztgenannten zum schnellen Triggern auf Myonen dienen [47], [48].

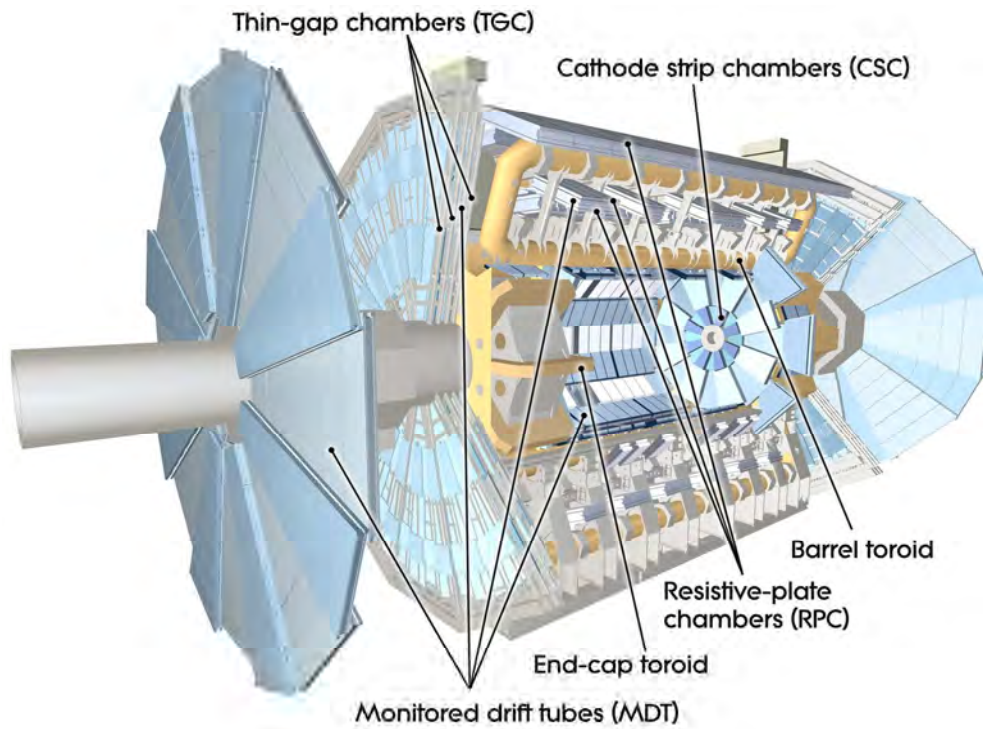


Abbildung 15 Schnitt durch die ATLAS Myonenspektrometer [49]

Monitored Drift Tube Chambers

Die MDTs überdecken fast den kompletten η -Bereich des MS und zeichnen sich durch ihre hohe Ortsauflösung von $35 \mu\text{m}$ in der Bahnkrümmungsebene, einfache Herstellung, Robustheit während des Betriebs und Vorhersagbarkeit von Verformungen aus. Jedes Modul besteht aus mehreren Lagen 30 mm dünner gasgefüllter Driftröhren, ähnlich denen des TRT im ID. Für jede Teilchenspur werden bis zu 20 Messpunkte aufgenommen. Zur Sicherstellung einer exakten Spurrekonstruktion ist die genaue Kenntnis über die Geometrie jedes MDT-Moduls erforderlich. Deshalb gibt es ein optisches System zur Überwachung von Verformungen jedes einzelnen Moduls sowie dessen relativer Lage zum jeweiligen Nachbarmodul. Der Nachteil der MDT ist ihre lange maximale Driftzeit in den Röhren von 700 ns , weshalb eine maximale Zählrate von 150 Hz/cm^2 nicht überschritten werden darf, um den sicheren Betrieb zu gewährleisten [50].

Cathode-Strip Chambers

Im Bereich von $|\eta| > 2$ in den beiden inneren Endkappen wird die maximal zulässige Zählrate für MDTs überschritten, sodass dort CSCs installiert sind, welche Raten bis 1000 Hz/cm^2 verarbeiten können. CSCs sind Drahtkammern mit radial orientierten Drähten und streifenförmigen Kathoden, von denen die eine Hälfte rechtwinklig zu den Anodendrähten verläuft und die andere parallel. Jedes CSC-Modul misst daher zwei Raumrichtungen und erreicht eine Ortsauflösung von $60 \mu\text{m}$ in der Bahnkrümmungsebene und eine Zeitauflösung von 7 ns . Die CSCs sind wie die MDT-Module mit optischen Systemen zur Positionsbestimmung ausgestattet [51].

Myonen-Trigger-Detektoren

Neben den Präzisionsspurdetektoren, d.h. den MDTs und CSCs, verfügt ATLAS über schnelle Myonen-Trigger-Detektoren. Da die MDTs nur eindimensionale Ortsinformationen liefern, erfolgt die Messung der zweiten Raumkoordinate durch die Trigger. Im Barrel-Bereich bis $|\eta| < 1.05$ sind RPCs installiert und darüber hinaus im Bereich von $1.05 < |\eta| < 2,7$ TGCs. Die RPCs bestehen aus zwei parallelen

Elektrodenplatten mit einem gasgefüllten Zwischenraum von 2 mm Breite. Aufgrund der angelegten Hochspannung verursacht jedes geladene Teilchen, das ein RPC-Modul durchfliegt, durch Ionisation eine Lawinenbildung elektrischer Ladungsträger. RPCs sind einfach aufgebaut und herzustellen und haben eine gute Orts- und Zeitauflösung. Um den höheren Zählraten und dem stärkeren Untergrund in den Endkappen gerecht zu werden, kommen TGCs zum Einsatz, die nach dem Drahtkammerprinzip arbeiten. Die Triggersysteme registrieren mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% innerhalb von weniger als 10 ns den Durchflug eines Teilchens und lokalisieren es mit einer Genauigkeit von 10 mm [52].

5.2.6 Trigger und Datenaufnahme

Von der sehr großen Anzahl an Ereignissen pro Sekunde (bis zu 1 GHz), die ATLAS aufnimmt, ist nur ein sehr kleiner Anteil von physikalischem Interesse. Da es technisch nur möglich ist, eine maximale Ereignisrate von 200 Hz bis 300 Hz für die spätere Analyse dauerhaft zu speichern, muss eine Auswahl getroffen werden, möglichst ohne interessante Daten zu verwerfen. Diese Aufgabe wird von einem dreistufigen Trigger, bestehend aus dem hardwarebasierten Level 1 (L1) Trigger, dem auf einer Prozessorfarm arbeitenden Level 2 (L2) Trigger und dem offline laufenden Event Filter (EF), übernommen. Die beiden letztgenannten Softwaretrigger werden zusammenfassend als High-Level Trigger (HLT) bezeichnet.

Der L1 Trigger nutzt die Informationen der Kalorimeter mit verringerter Granularität und der Myonen-Triggerkammern, um physikalisch interessante Kollisionen zu finden. Er sucht dafür nach Ereignissen, die Leptonen, Photonen oder Jets mit hohem Transversalimpuls oder eine große fehlende transversale Energie enthalten könnten. Wenn ein eingestellter Schwellwert für die deponierte Energie überschritten wird, reicht der L1 das Ereignis an die nächste Triggerstufe weiter. Dabei wird eine sogenannte Region of interest (RoI) definiert, die den Detektorbereich in ϕ und η beschreibt, in dem sich das gefundene physikalische Objekt befindet. Für seine Entscheidungen hat der L1 Trigger jeweils nur $2,5\text{ }\mu\text{s}$ Zeit. Die Triggerrate beträgt maximal 75 kHz .

Der L2 Trigger sucht innerhalb der vom L1 übergebenen RoI mit denselben Kriterien wie der L1 nach physikalisch interessanten Ereignissen. Im Gegensatz zum L1 nutzt er dafür allerdings alle Detektorkomponenten bei voller Granularität, d.h. auch den ID. Er reduziert die Datenrate dabei auf $3,5\text{ kHz}$ bei einer durchschnittlichen Verarbeitungszeit pro Ereignis von 40 ms .

Nachdem ein Ereignis vom L2 akzeptiert wurde, erfolgt eine komplette Rekonstruktion der Kollision, wie sie auch für die spätere Analyse Verwendung findet. Mit diesen Informationen vom gesamten Detektor trifft der EF innerhalb von 4 s die endgültige Entscheidung, ob ein Ereignis dauerhaft gespeichert wird. Da diese auf den rekonstruierten Objekten beruht, können komplexere physikalische Eigenschaften, wie etwa die Isolation von Myonen, als Kriterium verwendet werden. Die Gruppe der zum Triggern der Ereignisse verwendeten Algorithmen wird laufend der aktuellen vom LHC gelieferten Luminosität angepasst, um eine Triggerrate etwa 200 Hz bis 300 Hz nicht zu überschreiten. Je größer die Luminosität ist, desto strenger müssen die Auswahlkriterien sein [53].

Trotz der strikten Ereignisfilterung erzeugt der ATLAS Detektor einen Datenstrom von etwa 3 PB pro Jahr. Der Byte-Strom vom Detektor wird zunächst als Raw Data Objects (RDO) gespeichert. Dieses Format basiert auf C++ Objekten und hat eine Größe von etwa $1,2\text{ MB}$ pro Ereignis. Aus den Rohdaten wird jedes Ereignis mit entsprechenden Algorithmen rekonstruiert und als Event Summary Data (ESD) mit einer Größe von 500 kB pro Ereignis abgespeichert. Die ESDs enthalten alle Ausgabeinformationen der Rekonstruktionsalgorithmen. Um die Datengröße noch weiter zu reduzieren, enthalten die Analysis Object Data (AOD) nur noch eine Zusammenfassung der Rekonstruktionsergebnisse, die für die meisten Physikanalysen ausreichend umfangreich ist. Es verbleibt dabei nur noch eine Datenmenge von 100 kB pro Ereignis [54]. Für die folgende Analyse werden die Derived Physics Data (D3PD) verwendet. Diese flachen N-Tupel reduzieren die Datenmenge nochmals erheblich und lassen sich daher wesentlich schneller prozessieren als AODs.

Mit einfachen selbst geschriebenen Algorithmen lässt sich sowohl die Menge der Informationen pro Ereignis als auch die Anzahl der Ereignisse den Erfordernissen der eigenen Analyse anpassen. So wird für die Suche nach neutralen MSSM Higgs-Bosonen verlangt, dass jedes Ereignis mindestens zwei Myonen-Kandidaten mit entgegengesetzten elektrischen Ladungen und einem minimalen transversalen Impuls von jeweils 10 GeV enthält. Ein Ereignis hat in diesen reduzierten D3PDs nur noch eine Größe von etwa 14 kB .

5.3 Verwendete Daten

Für die folgenden Analysen werden Daten des ATLAS Detektor aus der ersten Hälfte des Jahres 2011 verwendet. Es handelt sich um die Aufnahmeperioden B, D, E, F, G und H, welche zusammen eine integrierte Luminosität von etwa $1,23 \text{ fb}^{-1}$ aufweisen [55]. Um sicherzustellen, dass alle erforderlichen Detektorkomponenten sowie die Triggersysteme während der Datenaufnahme funktionsbereit waren, wird eine Good Runs List (GRL) der Standardmodellanalysen für W^{\pm} - und Z^0 -Bosonen in Assoziation mit Jets verwendet¹³. Diese reduziert die verfügbare integrierte Luminosität auf etwa 1 fb^{-1} [55].

¹³ data11_7TeV.periodAllYear_DetStatus-v28-pro08-07_CoolRunQuery-00-04-00_WZjets_allchannels

6 Objektrekonstruktion

Neben einem guten Detektor werden für das ATLAS Experiment effiziente Algorithmen benötigt, um aus den gemessenen elektronischen Signalen analysierbare Objekte zu rekonstruieren. Für die bei der weiteren Analyse verwendeten Myonen, Jets, b-Jets und fehlenden transversale Energien werden diese im Folgenden kurz beschrieben. Die rekonstruierten Objekte müssen dabei stets als Kandidaten für ein physikalisches Objekt betrachtet werden, da Fehlidentifikationen nicht auszuschließen sind.

6.1 Myonen-Rekonstruktion

Aufgrund der Vielzahl möglicher physikalischer Prozesse, die bei den Proton-Proton-Kollisionen am LHC auftreten können, ist für die Myonen ein breites Impulsspektrum zu erwarten. Es reicht von Myonen mit niedrigen transversalen Impulsen aus b-Jets bis hin zu Myonen mit sehr hohem p_T aus Z-Zerfällen oder aus Zerfällen noch unbekannter Teilchen. Da die verschiedenen Subdetektoren von ATLAS in unterschiedlichen Impulsbereichen ihre optimale Leistung erbringen, sind verschiedene Rekonstruktionsstrategien erforderlich, um im gesamten Spektrum Myonen sicher identifizieren zu können. Für ATLAS wurden drei verschiedene Myonen-Rekonstruktionsarten definiert, die von den beiden unabhängigen Softwarepaketen MuID und STACO implementiert werden. Sie sind im Folgenden zusammenfassend beschrieben. Nähere Informationen findet man in [27], [56] und [57].

Standalone Rekonstruktion (SA)

Als Standalone-Myonen werde Myonen-Kandidat bezeichnet, deren Spur aus Energieeinträgen im MS rekonstruiert wurde. Aus der Extrapolation diese Spur zum Kollisionspunkt unter Berücksichtigung von Energieverlusten in der Detektormaterie werden Ladung und Impuls bestimmt. Diese Rekonstruktionsmethode wird vorwiegend bei Myonen-Kandidaten mit hohem Transversalimpuls ($p_T \geq 100 \text{ GeV}$) verwendet. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 16 (a) zu sehen. Dabei steht, wie im Folgenden auch, Gelb für den ID, Orange für die Kalorimeter und Blau für das MS.

Combined Rekonstruktion (CB)

Bei mittleren transversalen Impulsen zwischen 6 GeV und 100 GeV werden die Spuren aus dem MS und dem ID kombiniert, um Myonen zu rekonstruieren. Eine Spur im MS definiert einen Kandidaten, dessen Spur auch im ID identifiziert werden muss. In Abbildung 16 (b) ist die Rekonstruktionsstrategie skizziert. CB-Myonen weisen die höchste Reinheit aller Kandidaten auf, sind aber auf $|\eta| < 2,5$ beschränkt, da die Abdeckung des ID nicht größer ist.

Tagging Rekonstruktion

Myonen mit Transversalimpulsen von weniger als 6 GeV verlieren sehr viel ihrer Energie in den Kalorimetern. Sie durchfliegen daher nicht das gesamte MS, sodass keine vollständige Spur gemessen werden kann. Zusammen mit Spuren aus dem ID werden daraus Segment-tagged Myonen (ST) (Abbildung 16 (c)) gebildet. Bei noch kleineren Energien bzw. bei $|\eta| > 2,7$ wird in den Energiedepositionen der äußeren HAD-Lagen nach Signaturen minimalionisierender Partikel samt passender Spur im ID gesucht. Diese werden als Calorimeter-tagged Myonen (CT) (Abbildung 16 (d)) bezeichnet.

Die Leistungsfähigkeit der beiden Rekonstruktionspakete wurde mittels einer Tag-and-Probe-Analyse bestimmt. Es zeigt sich dabei, dass STACO und MuID sehr ähnliche Ergebnisse liefern. So erreichen beide eine Rekonstruktionseffizienz von CB- kombiniert mit ST-Myonen zwischen 97% und 98% [58]. Diese beiden Typen werden auch für die weitere Analyse verwendet, wobei auf das STACO Paket zurückgegriffen wird. Dieses zeichnet sich dadurch aus, dass es zwischen den verschiedenen

Rekonstruktionsstrategien keinen Überlapp gibt, d.h. dass ein Myon z.B. nur entweder als CB- oder als ST-Myon rekonstruiert werden kann.

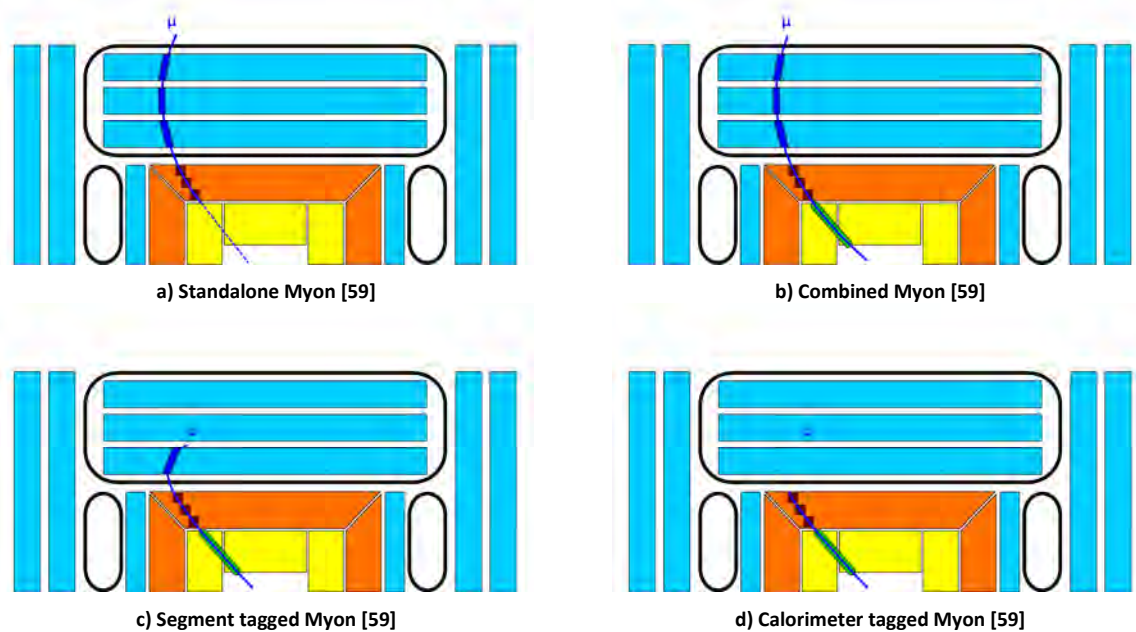


Abbildung 16 Schematische Darstellungen der Rekonstruktionsstrategien für Myonen, Gelb steht für den ID, Orange für die Kalorimeter und Blau für die MS, die Toroiden sind als schwarze Rahmen gezeichnet. Dem Myonen-Kandidaten zugeordnete Energieeinträge in den einzelnen Detektorkomponenten entlang der blauen Spur werden als farbige Kästchen dargestellt.

6.2 Jet-Rekonstruktion

Neben Myonen werden bei der Suche nach neutralen MSSM Higgs Bosonen auch Jets betrachtet. Anders als z.B. Elektronen, Photonen oder Myonen existieren keine Jets unabhängig von ihrem Algorithmus. Jets werden nicht gefunden, sondern vom jeweiligen Algorithmus definiert. Der Jet-Algorithmus der Wahl muss daher neben experimentellen Anforderungen auch eine Reihe theoretischer Bedingungen erfüllen [60].

- Bei den Energien vom LHC wird eine große Zahl an Jets pro Ereignis erwartet. Der Jet-Algorithmus muss auch bei dieser hohen Multiplizität stabile und reproduzierbare Ergebnisse liefern. Weiterhin sollte seine Geschwindigkeit nicht überproportional absinken.
- Detektoreffekte wie Rauschen und Pile-up¹⁴ dürfen keinen unvorhersehbaren Einfluss auf die definierten Jets haben.
- Der Algorithmus muss sicher gegen kollineare Aufspaltungen und Infrarotdivergenzen sein, d.h. dass diese Effekte das Ergebnis nicht verfälschen dürfen. Auch darf es keine Abhängigkeit vom Detektor geben. Diese Bedingungen sind vor allem in theoretischer Hinsicht bedeutsam, um eine Anwendung des Algorithmus auf QCD Rechnungen höherer Ordnung zu ermöglichen.

In Studien [61] hat sich gezeigt, dass der Anti- k_T Jet Algorithmus [62] auf topologischen Clustern für die meisten Physikanalysen die beste Leistung erbringt. Er gehört zur Gruppe der Cluster-Algorithmen, die zumeist an e^+e^- -Collidern und beim Elektron-Proton-Collider HERA zum Einsatz kamen. Zwischen zwei Eingangsobjekten i, j wird zunächst ein Abstandsmaß definiert:

¹⁴ Pile-up ist die Überlagerung eines Ereignisses von einem gleichzeitig stattfindenden Prozess (in-time Pile-up) oder von vorangegangenen Kollisionen (out-of-time Pile-up).

$$d_{ij} = \min(k_{T,i}^{-2}, k_{T,j}^{-2}) \frac{(\Delta R_{ij})^2}{R^2},$$

wobei k_T für den jeweiligen Transversalimpuls steht. Es werden stets die beiden Objekte i, j mit dem kleinsten Abstand d_{ij} zu einem neuen Objekt k vereinigt, dessen Vierervektor die Summe der Vierervektoren von i und j ist. Sobald der Abstand zwischen dem Jet und jedem anderen Objekt größer als

$$d_{iB} = k_{T,i}^{-2}$$

ist, wird der Jet als vollständig betrachtet. R ist der einzige Parameter und gibt die Auflösung an, mit der zwischen zwei Jets unterschieden wird. Je größer R ist, desto mehr Objekte werden dem Jet zugeordnet, bevor die Abbruchbedingung erfüllt ist. Zunächst werden einem Objekt mit hohem Transversalimpuls in einem Kegel mit Radius R alle Objekte mit kleinem p_T zugeordnet. Überlappen sich die Kegel zweier Jets, werden die betroffenen Objekte entsprechend ihres Transversalimpulses und ihres Abstandes aufgeteilt. Befindet sich die Kegelachse des einen Jets im Kegel des anderen, werden beide zu einem Jet vereint. Bei den Eingangsobjekten kann es sich um Endzustandsteilchen einer Simulation, um ID-Spuren oder um Kalorimeterobjekte handeln.

Für die Suche nach neutralen MSSM Higgs Bosonen werden, wie bei vielen anderen Physikanalysen bei ATLAS, Anti- k_T Jets mit $R = 0,4$ auf topologischen Kalorimeterzellenclustern verwendet. Bei den topologischen Clustern handelt es sich um Zusammenfassungen von benachbarten Kalorimeterzellen, in denen die Energiedeposition signifikant über dem Rauschen liegt [63].

6.3 Flavour-Tagging

Um Jets zu identifizieren, die B-Hadronen enthalten, wird ein sogenanntes b-Tagging durchgeführt. Dies ist möglich, da sich b-Jets durch folgende Eigenschaften ihrer Substruktur von anderen Jets unterscheiden:

- B-Hadronen haben eine relativ lange Lebensdauer von ca. $1,5 \text{ ps}$. Abhängig von ihrem Transversalimpuls legen sie daher eine vom Detektor messbare Strecke zurück, bevor sie zerfallen. Bei einem p_T des B-Hadrons von 50 GeV beträgt der Abstand des B-Zerfallsvertex zum Kollisionspunkt bereits 3 mm .
- Die B-Hadronen haben eine hohe Masse von mehr als 5 GeV . Daraus resultieren große Öffnungswinkel und hohe Transversalimpulse ihrer Zerfallsprodukte bezogen auf die ursprüngliche Flugrichtung.
- Bei Zerfällen von B-Hadronen entstehen häufig Leptonen mit niedrigem p_T .

Es gibt für ATLAS eine Reihe von b-Tagging Algorithmen, die eine oder mehrere dieser Eigenschaften nutzen, um b-Jet zu identifizieren [64]. Sie können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Die Gruppe der Spuralgorithmen identifiziert B-Hadronen mithilfe der Spuren, die einem Jet zugeordnet werden, während die Soft-Lepton-Algorithmen Elektronen und Myonen aus B-Hadronenzerfällen nutzt. Eine Untergruppe der Spuralgorithmen sucht innerhalb eines Jets nach Sekundärvertices [65], so etwa der in der weiteren Analyse verwendete SV0-Algorithmus. Er bildet aus allen Jetspuren, die gewisse Qualitätskriterien erfüllen und vom Primärvertex abweichen, alle möglichen Zweispurvertices und versucht aus diesen einen gemeinsamen Sekundärvertex zu bilden. Vertices aus V^{015} -Zerfällen oder aus Materialwechselwirkungen werden dabei verworfen. Ab einer gewissen Signifikanz des Abstandes zwischen Primär- und Sekundärvertex wird der Jet als b-Jet getagged [66]. Das Ergebnis ist in Abbildung 17 dargestellt.

¹⁵ Zerfälle von neutralen Teilchen in zwei entgegengesetzt elektrisch geladene Partikel, z.B. $K_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

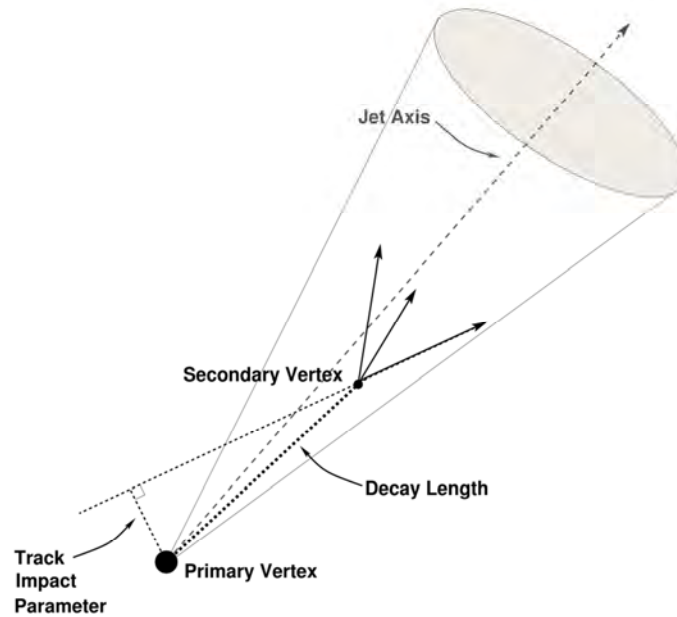


Abbildung 17 Schematische Darstellung eines rekonstruierten Sekundärvertex [66]

6.4 Fehlende transversale Energie

Der ATLAS Detektor kann nur Teilchen messen, die der starken oder elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Andere Partikel, wie Neutrinos oder bestimmte SUSY-Teilchen, durchfliegen den Detektor, ohne Spuren in den verschiedenen Subsystemen von ATLAS zu hinterlassen. Sie machen sich jedoch in der Impulsbilanz bemerkbar. Da der Gesamtimpuls bei Proton-Proton-Kollisionen nicht messbar ist, wird auf den Transversalimpuls zurückgegriffen. Dieser ist vor der Kollision sehr klein und muss es aufgrund der Impulserhaltung auch hinterher sein, d.h. die Vektorsumme der Transversalimpulse aller Reaktionsprodukte muss annähernd Null ergeben. Eine Abweichung deutet daher auf nicht gemessene Teilchen hin. Da die entsprechende Messung vorwiegend in den Kalorimetern stattfindet, wird statt des fehlenden Transversalimpulses die fehlende transversale Energie (MET^{16}) definiert:

$$E_x^{miss} = - \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i = - \sum_{i=1}^{N_{particle}} p_x$$

$$E_y^{miss} = - \sum_{i=1}^{N_{cell}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i = - \sum_{i=1}^{N_{particle}} p_y$$

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}$$

Das erste Gleichheitszeichen gilt dabei für Kalorimeterzellen mit der jeweils gemessenen Energie E_i , das zweite für Teilchen mit vernachlässigbarer Masse und den Impulskomponenten p_x, p_y .

Die Rekonstruktion der MET ist ein komplexer mehrstufiger Prozess, der viele Variationsmöglichkeiten enthält, weshalb viele verschiedene Versionen der rekonstruierten MET existieren. Besonders herausfordernd ist dabei die genaue Kenntnis der Detektoreffekte, wie defekte Zellen, die die MET verfälschen können sowie eine exakte Energiekalibration. Neben objektbasierten Algorithmen, die die Vierervektoren der rekonstruierten physikalischen Objekte auswerten, gibt es

¹⁶ Englisch: Missing Transverse Energy

die zellenbasierte Methode, welche sich auf die einzelnen Kalorimeterzellen stützt und momentan von der ATLAS Jet/ETMiss Gruppe empfohlen wird.

Die MET besteht zunächst aus drei grundlegenden Beiträgen:

$$E_T^{miss} = E_T^{miss,calo} + E_T^{miss,cryo} + E_T^{miss,muon}$$

wobei es sich um die Beiträge der Kalorimeter, der Kryostate und der Myonenspektrometer handelt.

Kalorimeter-Term

Im ersten Berechnungsschritt werden die Energieeinträge aller Zellen, die topologischen Clustern angehören, aufsummiert. Da elektromagnetische und hadronische Schauer unterschiedliche Energiedichten aufweisen, werden die Zellen global mit einem gewissen Schema kalibriert. Das Local-Hadronic-Schema nutzt Informationen wie Größe und Form eines Teilchenschauers, um ihn zu klassifizieren und die beteiligten Kalorimeterzellen entsprechend zu kalibrieren. Abschließend findet eine Zuordnung der Zellen zu rekonstruierten Objekten statt, mit deren Hilfe die endgültige Energiekalibration der Zellen vorgenommen wird. Diese Verfeinerung (engl. Refinement) wird durchgeführt, da die Energiekalibration der rekonstruierten Objekte besser bekannt ist als die globale Zellkalibration.

Kryostat-Term

Zwischen dem EMC und dem HAD befinden sich Kryostaten mit einer Größe von einer halben Absorptionslänge. Die dadurch auftretenden Energieverluste werden mithilfe des Vergleichs zwischen den Energieeinträgen in den letzten EMC-Zellen und den ersten HAD-Zellen korrigiert. Dieser Term ist besonders für Jets mit hohem p_T bedeutsam und trägt für diese mit bis zu 5% zu ihrer Energie bei.

Myonen-Term

Da Myonen kaum mit den Kalorimetern wechselwirken, wird ihr Beitrag zu MET aus ihren transversalen Impulsen bestimmt. Im Bereich bis $|\eta| < 2,5$ werden nur CB- und ST-Myonen verwendet, darüber hinaus, d.h. bis $|\eta| < 2,7$, müssen SA-Myonen benutzt werden, da die Abdeckung des ID nur bis $|\eta| < 2,5$ reicht.

Weitere Details sowie die Performance der MET-Rekonstruktion sind in [67] und [68] dokumentiert.

7 Monte Carlo Simulation

Der Vergleich zwischen den ATLAS-Daten und den Theorievorhersagen erfordert eine genaue und vollständige Simulation der Proton-Proton-Kollisionen, angefangen von der Kollision selbst, über die Detektorantwort bis hin zur Ereignisrekonstruktion. Dieser komplexe Simulationsprozess ist in mehrere Schritte unterteilt und wird im Folgenden skizzenhaft dargestellt. Anschließend werden die für die Analyse verwendeten Samples diskutiert und mit den Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Physikprozesse tabelliert. Bei allen simulierten Samples handelt es sich um offizielle, validierte ATLAS-Samples. Die vollständigen Namen finden sich im Anhang A.

Die Simulation von ATLAS-Ereignissen lässt sich in zwei große Schritte unterteilen. Zunächst wird die Kollision der Protonen bis hin zu den im Detektor messbaren Teilchen simuliert. Da dies angesichts der Komplexität der Theorie nicht analytisch möglich ist sowie aufgrund der probabilistischen Natur der Quantentheorie, kommen sogenannte Monte Carlo Methoden (MC) zum Einsatz, welche auf Pseudozufallszahlen beruhen. Anschließend wird die Detektorantwort auf die generierten MC-Ereignisse simuliert. Das Ergebnis liegt im RDO-Format vor, sodass dieselben Rekonstruktionsalgorithmen angewendet werden können, die für die ATLAS-Daten zum Einsatz kommen.

Die Generierung der MC-Ereignisse ist erneut, wie in Abbildung 18 zu sehen ist, in mehrere Schritte unterteilt. Dies hat physikalische Ursachen, da die einzelnen Teilprozesse auf unterschiedlichen Energieskalen mit verschiedener Phänomenologie ablaufen, weshalb jeweils andere Methoden für ihre theoretische Modellierung erforderlich sind. So kann für die Quarks im Anfangszustand bei den am LHC erreichten hohen Energien asymptotische Freiheit angenommen werden, während die Quarks im Endzustand nur in Hadronen gebunden auftreten.

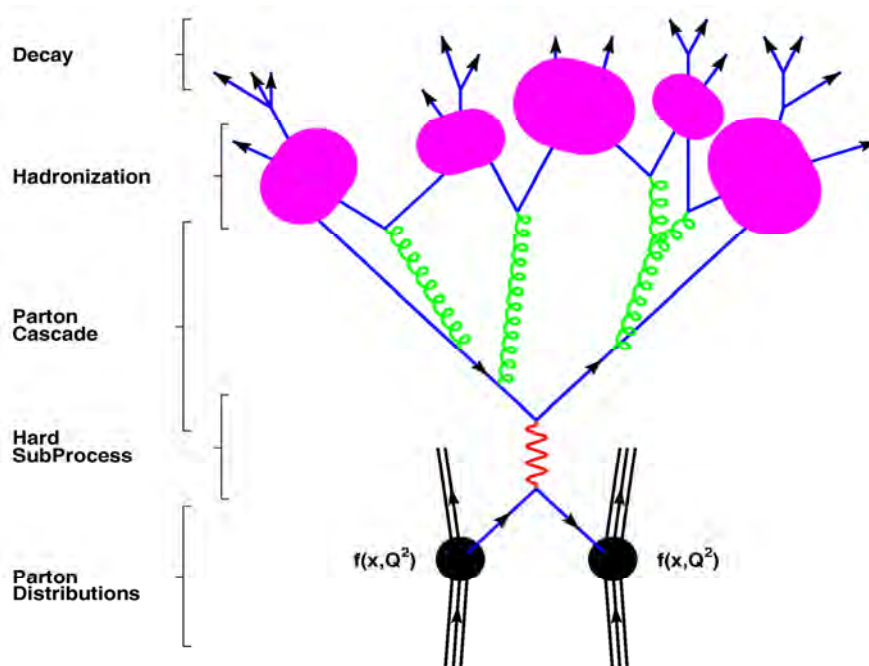


Abbildung 18 Schematische Darstellung der Ereignis-Simulation [69]

Eine entscheidende Voraussetzung für die Simulation von Proton-Proton-Kollisionen ist die exakte Kenntnis der Ausgangsteilchen. Da nicht die Protonen selbst kollidieren, sondern ihre Bestandteile, die Partonen, muss deren genaue Verteilung innerhalb des Protons bekannt sein. Diese wird durch die sogenannte PDF beschrieben, welche durch Streuexperimente an anderen Beschleunigern zuvor ermittelt wurde. Sie hängt vom Impulsübertrag Q und dem Impulsbruchteil x des jeweiligen Partons

ab. Die Verwendung der PDF beruht auf der Möglichkeit, die Gleichung für den Wirkungsquerschnitt für Prozesse an Proton-Proton-Beschleunigern auf folgende Art zu faktorisieren:

$$\sigma_{AB} = \int dx_a dx_b \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \otimes f_{a/A}(x_1, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_2, Q^2),$$

mit den PDFs $f_{a/A}(x_1, Q^2)$ und $f_{b/B}(x_2, Q^2)$, welche die gesamte Dynamik innerhalb des Protons beschreiben und dem Wirkungsquerschnitt des interessierenden Prozesses $\hat{\sigma}_{ab}$. Während letzterer auf Quark-Niveau mit den Quarks a und b beschrieben wird, basiert der Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{AB} auf den Hadronen A und B [70]. Das Prinzip der Faktorisierung ist in Abbildung 19 dargestellt.

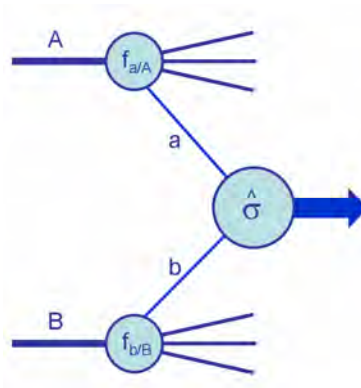


Abbildung 19 Visualisierung des Faktorisierungstheorems [70]

Der zu simulierende Physikprozess mit dem Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{ab}$, häufig als harter Prozess bezeichnet, wird unter Verwendung von Feynman-Regeln berechnet, woraus sich ein Matrixelement (ME) ergibt. Es gibt MC-Generatoren, die nur Feynman-Diagramme auf Tree-Level (LO^{17}) verarbeiten, und solche, die auch Schleifenkorrekturen bis zu einer gewissen Ordnung berücksichtigen (NLO¹⁸, NNLO¹⁹, ...). Die Wahl des Generators hängt dabei vom zu simulierenden Prozess ab, da für einige das ME auf Tree-Level keine genaue Beschreibung der Daten erlaubt.

Der Übergang von der asymptotischen Freiheit der Quarks zu gebundenen Zuständen erfolgt durch vielfache Gluonenabstrahlung, auch QCD Bremsstrahlung genannt, der beteiligten Partonen sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand. Diese Prozesse lassen sich nicht durch ein ME mit wenigen Schleifenkorrekturen berechnen und werden durch sogenannte Parton Showers (PS) in vereinfachter Weise simuliert.

ME und PS stellen zwei verschiedene Ansätze zur Berechnung von Hochenergieprozessen dar: während die ME-Methode der Simulation der harten, hochenergetischen Teilchen dient, übernimmt der PS-Algorithmus die weitere Prozessierung niederenergetischerer Partikel. Die Vermeidung von Überschneidungen zwischen beiden Vorgehensweisen ist eine komplizierte Aufgabe, die von den Generatoren auf unterschiedliche Weise gelöst wird.

Den Abschluss der MC-Ereignisgenerierung bilden die Hadronisierung der entstandenen Quarks sowie der anschließende Zerfall sehr kurzlebiger Teilchen, welche den Detektor nicht erreichen. Weiterhin müssen für eine vollständige Simulation Mehrfachstreuungen, d.h. die Kollision der verbliebenen Partonen der Ausgangsprotonen, sowie die Kollisionen weiterer Protonen zur selben Zeit, was als Pile-up bezeichnet wird, berücksichtigt werden. Eine detaillierte Beschreibung über die Generierung von MC-Ereignissen findet sich unter [71].

¹⁷ Englisch: Leading Order

¹⁸ Englisch: Next to Leading Order

¹⁹ Englisch: Next to Next to Leading Order

Für die generierten MC-Ereignisse muss für einen Vergleich mit den ATLAS-Daten eine Simulation der Detektorantwort erfolgen. Diese geschieht mithilfe des vom CERN entwickelten Toolkits GEANT4 [72], welches die Reaktionen eines Teilchens beim Durchqueren von Materie simuliert. Es wird neben der Hochenergiephysik auch in der Astro-, Medizin- und Nuklearphysik verwendet. Aus den simulierten Energieeinträgen in den Detektorzellen wird abschließend das Antwortverhalten der Elektronik und die Digitalisierung der simulierten elektrischen Signale modelliert. Als Ergebnis liegen die MC-Ereignisse in Form von RDOs vor. Nach der in Kapitel 6 beschriebenen Objektrekonstruktion können sie genauso wie die ATLAS-Daten analysiert und mit diesen verglichen werden [73].

7.1 Normierung

Um einen Vergleich zwischen Daten und MC ziehen zu können, müssen die MC-Ereignisse normiert werden. Zu diesem Zweck erhält jedes MC-Ereignis ein Gewicht w_{MC} , welches dem Verhältnis zwischen der integrierten Luminosität der aufgenommenen ATLAS-Daten \mathcal{L}_{Daten} und der simulierten integrierten Luminosität des jeweiligen MC-Samples \mathcal{L}_{MC} entspricht:

$$w_{MC} = \frac{\mathcal{L}_{Daten}}{\mathcal{L}_{MC}}.$$

Für die Berechnung der MC-Luminosität ist neben der Anzahl der generierten MC-Ereignisse N und der Filtereffizienz ϵ_{Filter} die genaue Kenntnis des totalen Wirkungsquerschnittes σ des simulierten Prozesses erforderlich:

$$N = \mathcal{L}_{MC} \cdot \sigma \cdot \epsilon_{Filter} \Rightarrow w_{MC} = \frac{\sigma \cdot \epsilon_{Filter}}{N} \cdot \mathcal{L}_{Daten}.$$

Die Filtereffizienz ϵ_{Filter} gibt den Prozentsatz der vom MC-Generator simulierten Ereignisse an, welche anschließend auch rekonstruiert werden. Sie kann kleiner als eins sein, wenn z.B. bereits bei der Ereignisgenerierung Schnitte auf physikalische Variablen vorgenommen wurden.

7.2 Simulation der Signalprozesse

Die Simulation des Signalprozesses wird entsprechend der beiden Higgs-Produktionsmechanismen getrennt behandelt. Dies ist möglich, da es sich um verschiedene Endzustände handelt und daher keine Interferenzen zu erwarten sind.

Die b-assozierte Higgs-Produktion wird durch den Sherpa-Generator [74] simuliert. Sherpa ist ein modular aufgebautes C++ Programm, welches ein Ereignis angefangen vom harten Prozess bis zur Hadronisierung des Endzustands berechnen kann, wobei ein großes Gewicht auf die korrekte Verknüpfung von ME und PS gelegt wird [75]. Es stehen Samples mit sechs verschiedenen Testmassen m_A zur Verfügung: 110 GeV, 130 GeV, 150 GeV, 170 GeV, 200 GeV und 250 GeV. Alle Samples wurden mit einem Verhältnis der Vakuumerwartungswerte von $\tan\beta = 40$ simuliert. Die Wirkungsquerschnitte zur Normierung der Samples auf die Datenluminosität werden nicht von Sherpa übernommen, sondern durch FeynHiggs in der Version 2.6.2 unter Verwendung des Prozesses $b\bar{b} \rightarrow A^0$ mit NNLO-Präzision berechnet. Es wird die NNLO-PDF MRST2004 [76] verwendet. Die Ergebnisse werden von einer ATLAS-Arbeitsgruppe in Form einer C++ Bibliothek zur Verfügung gestellt, welche auch die genauen Zerfallsbreiten der einzelnen Higgs-Bosonen, die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls in zwei Myonen sowie die Theoriefehler der Wirkungsquerschnitte jeweils in Abhängigkeit von m_A und $\tan\beta$ enthält [22]. Um die Massendegeneration der neutralen Higgs-Bosonen zu berücksichtigen, werden die Wirkungsquerschnitte von h^0 und H^0 mit dem von A^0 summiert, wenn sich deren Zerfallsbreiten mit der von A^0 überlappen.

Die Simulation der Gluon-Fusion erfolgt durch PowHeg [77] und PYTHIA [78], wobei PowHeg die Berechnung des harten Prozesses mittels der ME-Methode mit NLO-Präzision übernimmt. Im

Vergleich zu anderen NLO-Generatoren hat PowHeg den Vorteil, keine negativen Ereignis-Gewichte zu verursachen. Das Aufschaubern der Partonen wird durch PYTHIA simuliert. Es stehen Samples mit denselben Testmassen wie für die b-assozierte Higgs-Produktion zur Verfügung, mit welchen die jeweiligen Gluon-Fusions-Samples entsprechend ihres Luminositätsgewichts addiert werden. Die für die Normierung erforderlichen Wirkungsquerschnitte wurden mit HIGLU [79] mit NLO-Präzision unter Verwendung der NLO-PDF MRST2004 [76] berechnet und in derselben Bibliothek wie die der b-assozierte Higgs-Produktion gespeichert. Die Massendegeneration der Higgs-Bosonen wird mit derselben Methode, wie sie bei der b-assozierte Higgs-Produktion zum Einsatz kommt, berücksichtigt.

Tabelle 5 listet alle Signalsamples sowie die Wirkungsquerschnitte von h^0, H^0 und A^0 bei der jeweiligen Testmasse auf. Alle Werte wurden im m_h^{\max} -Szenario mit $\tan\beta = 40$ mit den oben genannten Programmen berechnet.

Prozess	m_A [GeV]	Sample ID	ϵ_{Filter}	$\sigma_h \times BR$ [fb]	$\sigma_H \times BR$ [fb]	$\sigma_{A^0} \times BR$ [fb]
$gg \rightarrow A^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	110	116930	1	$91,9 \pm 5,9$	$97,4 \pm 5,9$	
	130	116931	1	$20,7 \pm 1,7$	$42,0 \pm 2,9$	
	150	116932	1		$20,0 \pm 1,6$	$19,7 \pm 1,5$
	170	116933	1		$10,3 \pm 0,9$	$10,2 \pm 0,9$
	200	116934	1		$4,25 \pm 0,44$	$4,26 \pm 0,44$
	250	116935	1		$1,19 \pm 0,15$	$1,24 \pm 0,16$
$b\bar{b} \rightarrow A^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	110	116920	1	$128,6 \pm 5,9$	$128,3 \pm 5,9$	
	130	116921	1	$43,0 \pm 1,7$	$74,15 \pm 2,9$	
	150	116922	1		$45,2 \pm 1,6$	$44,2 \pm 1,5$
	170	116923	1		$28,8 \pm 0,9$	$28,6 \pm 0,9$
	200	116924	1		$15,6 \pm 0,4$	$15,6 \pm 0,4$
	250	116925	1		$6,30 \pm 0,15$	$6,36 \pm 1,6$

Tabelle 5 Übersicht über die Signal-Samples mit den ihnen zugeordneten Wirkungsquerschnitten

7.3 Simulation der Untergrundprozesse

Aufgrund der starken Dominanz des Z^0 -Untergrundes ist eine möglichst genaue Simulation der in Abschnitt 4.1 diskutierten Z^0 -Produktion erforderlich. Es werden daher Samples von drei verschiedenen MC-Generatoren miteinander verglichen, um den mit der besten Übereinstimmung mit den ATLAS-Daten für die Schnittoptimierung zu verwenden:

- PYTHIA: PYTHIA ist ein seit Jahrzehnten stetig weiterentwickelter Vielzweck-MC-Generator, welcher neben dem PS auch das ME auf Tree-Level berechnen kann. Für die Analyse wird ein inklusives $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^- + Jets$ -Sample ohne Ereignisfilter verwendet, welches vollständig von PYTHIA simuliert wurde.
- ALPGEN (ME) [80] und Jimmy (PS) [81],[82]: ALPGEN ist ein LO-Generator, der das ME mit einer festen Anzahl an Partonen im Endzustand berechnet. Er lässt sich daher besonders gut für Prozesse mit hohen Jet-Multiplizitäten einsetzen. Zusätzliche Jets werden durch den von einem separaten Generator, in diesem Fall Jimmy, simulierten PS erzeugt. Da ALPGEN jede Partonenmultiplizität separat berechnet, existieren auch separate Samples. Für den Prozess $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^- + Jets$ gibt es Samples mit null bis fünf Partonen im Endzustand. Darüber hinaus werden Samples für die b-assozierte Z^0 -Produktion mit Null bis Drei Partonen verwendet, welche ebenfalls mit ALPGEN generiert wurden. Der Überlapp zwischen beiden Sample-Typen wird mit der ATLAS-internen Software Heavy Flavour Overlap Removal Tool (HFOR) [83] entfernt.
- MC@NLO (ME) [84] und HERWIG (PS) [85]: MC@NLO dient der Berechnung von Matrixelementen auf NLO-Niveau. Eine Besonderheit ist das Auftreten von MC-Ereignissen

mit negativen Gewichten. HERWIG ist ähnlich wie PYTHIA ein Vielzweck-MC-Generator, welcher im verwendeten Sample für den PS verwendet wird.

Die Wirkungsquerschnitte für den inklusiven Prozess $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + Jets$ werden dem simulierten Massenfenster entsprechend einer ATLAS Note [86] entnommen, welche die Ergebnisse verschiedener numerischer NNLO-Rechnungen zusammenstellt:

- ALPGEN: $\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu} = 1070 \pm 54 \text{ pb}$ ($40 < M_{\mu\mu} < 2000 \text{ GeV}$)
 $\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu + b - Jets} = 12,7 \pm 0,6 \text{ pb}$ (selber k-Faktor²⁰ wie für $\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}$)
- PYTHIA, MC@NLO: $\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu} = 989 \pm 49 \text{ pb}$ ($M_{\mu\mu} > 60 \text{ GeV}$)

Die wichtigsten Eigenschaften der von PYTHIA und MC@NLO generierten Samples sind in Tabelle 6 dargestellt. Die Samples von ALPGEN werden anschließend separat behandelt.

Generator	Sample ID	ϵ_{Filter}	$\sigma_{LO/NLO, Z \rightarrow \mu\mu} [pb]$	# MC-Ereignisse
PYTHIA	106047	1	855,3	4.999.129
MC@NLO	106088	1	951.9	4.284.157

Tabelle 6 Eigenschaften der $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + Jets$ -Samples von PYTHIA und MC@NLO

Die einzelnen ALPGEN-Samples werden zunächst mit ihren jeweiligen von ALPGEN berechneten LO-Wirkungsquerschnitten gewichtet und aufsummiert, um anschließend gemeinsam auf die oben stehenden Wirkungsquerschnitte skaliert zu werden. Die b-Jet-angereicherten Samples werden dabei stets getrennt von den übrigen betrachtet. Alle für die Normierung erforderlichen Informationen sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Prozess	Partonen	Sample ID	ϵ_{Filter}	$\sigma_{LO, Z \rightarrow \mu\mu} [pb]$	# MC-Ereignisse
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^- + Jets$	0	107660	1	657,7	6.619.010
	1	107661	1	132,8	1.334.723
	2	107662	1	39,6	403.886
	3	107663	1	11,1	109.954
	4	107664	1	2,8	29.978
	5	107665	1	0,8	9.993
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^- + b - Jets$	0	109305	1	6,31	149.971
	1	109306	1	2,44	99.967
	2	109307	1	0,85	39.980
	3	109308	1	0,38	9.994

Tabelle 7 Übersicht über die mit ALPGEN generierten $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + Jets$ -Samples

Der Untergrund durch Top-Paare wird mit MC@NLO simuliert, wobei der PS dieses Mal von Jimmy berechnet wird. Es wurde bei der Generierung ein Filter verwendet, welcher zwei Leptonen im Endzustand verlangt, die eine invariante Masse von mindestens 60 GeV aufweisen müssen. Die Filtereffizienz beträgt:

$$\epsilon_{Filter} = 0,5558.$$

Der Wirkungsquerschnitt, welcher mit einer NNLO-Rechnung bestimmt wurde, kann der ATLAS Note [87] entnommen werden. Er beträgt:

$$\sigma_{t\bar{t}} = 164,6_{-11,3}^{+8,3} \text{ pb}.$$

Es wurden insgesamt 1.984.032 $t\bar{t}$ -MC-Ereignisse erzeugt.

²⁰ Als k-Faktor wird in diesem Fall das Verhältnis zwischen dem theoretischen NNLO-Wirkungsquerschnitt und dem vom Generator ausgegebenen LO-Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Hier hat er einen Wert von 1,27.

Die Zweibosonen-Samples mit den Prozessen $W^+W^-/W^\pm Z^0/Z^0Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-X$ wurden mit ALPGEN und Jimmy generiert. Es handelt sich um inklusive Samples, die alle leptonischen Zerfallsarten von W^\pm bzw. Z^0 enthalten. Sie weisen null bis drei zusätzliche Partonen auf und werden mit derselben Methode normiert, wie die oben beschriebenen $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN. Folgende Gesamtwirkungsquerschnitte werden verwendet [86]:

- $W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-X$: $\sigma_{WW} \times BR_{ll} = 4784 \pm 234 \text{ pb}$
- $W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-X$: $\sigma_{WZ} \times BR_{ll} = 592 \pm 42 \text{ fb}$
- $Z^0Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-X$: $\sigma_{ZZ} \times BR_{ll} = 61 \pm 3 \text{ fb}$

Die für die Normierung notwendigen Generatorwirkungsquerschnitte auf Leading-Order sowie die Anzahl der MC-Ereignisse in jedem Sample sind in Tabelle 8 aufgelistet.

Prozess	Partonen	Sample ID	ϵ_{Filter}	$\sigma_{LO} \times BR_{ll} [\text{fb}]$	# MC-Ereignisse
$W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-X$	0	107100	1	2049	49992
	1	107101	1	987	24997
	2	107102	1	441	14996
	3	107103	1	178	9995
$W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-X$	0	107104	1	664	14994
	1	107105	1	399	9998
	2	107106	1	221	4999
	3	107107	1	93	4997
$Z^0Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-X$	0	107108	1	494	9994
	1	107109	1	224	4499
	2	107110	1	88	4993
	3	107111	1	28	2500

Tabelle 8 Übersicht über die Zweibosonen-Samples mit ihren Wirkungsquerschnitten

Um zu überprüfen, dass kaum QCD-Untergrund zu erwarten ist, werden von PYTHIA generierte QCD-Multijet-Samples verwendet. Sie werden nicht normiert, da nur überprüft werden soll, ob QCD-Ereignisse die Ereignisselektion passieren. Es stehen insgesamt 3.965.625 MC-Ereignisse zur Verfügung.

Alle MC-Samples werden vor ihrer Nutzung mit denselben Routinen wie die ATLAS-Daten verschlankt, indem nur die für die Analyse notwendigen Informationen gespeichert werden. Darüber hinaus findet eine Filterung statt: Es werden nur Ereignisse übernommen, die mindestens zwei rekonstruierte, entgegengesetzt geladene Myonen mit einem Transversalimpuls von jeweils 10 GeV enthalten.

8 Ereignisselektion

Die Suche nach neutralen MSSM Higgs Bosonen im Zweimyonen-Kanal wurde bereits vor der Inbetriebnahme des LHC in Monte-Carlo-Studien für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ detailliert untersucht und dokumentiert [23]. Darauf aufbauend wird zunächst die Ereignisselektion für drei verschiedene Endzustände erklärt, welche nach einem Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo für die aktuelle Schwerpunktsenergie des LHC von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ optimiert wird. Neben den beiden in [23] beschriebenen b-Tagging benutzenden Analysestrategien wird eine dritte inklusive Analyse ohne b-Tagging durchgeführt. Die Vorauswahl der Ereignisse sowie der physikalischen Objekte ist dabei für alle Verfahren gleich.

8.1 Objektselektion

Der erste Schritt der Ereignisselektion ist die Auswahl der physikalischen Objekte.

8.1.1 Myonen

Für die Analysen werden CB- und ST-Myonenkandidaten verwendet, welche im Folgenden nur noch als Myonen bezeichnet werden. Die Wahl dieser beiden Rekonstruktionsstrategien sichert eine große Effizienz bei hoher Reinheit [58]. Es werden weiterhin die folgenden Qualitätskriterien auf jedes einzelne Myon angewendet, wie sie von der ATLAS Muon Combined Performance Gruppe (MCPG) empfohlen werden [88].

- Kinematische Kriterien

- $p_T > 20 \text{ GeV}$

Es werden nur Myonen verwendet, die einen transversalen Impuls von mindestens 20 GeV haben. Dies stellt sicher, dass der Arbeitspunkt auf dem Effizienzplateau des verwendeten Triggers liegt. Der größte Teil des Impulsspektrums der Myonen des Signalprozesses liegt weit jenseits dieses Schwellwertes.

- $|\eta| < 2,5$

Die Abdeckung des ID reicht nur bis $|\eta| < 2,5$. Da für CB- und ST-Myonen ID-Spuren verwendet werden, kann ihre Pseudorapidität $2,5$ nicht überschreiten.

- Tight Myonen

Rekonstruierte Myonen erhalten von ihrem Algorithmus eine der Qualitätsmarkierungen Tight, Medium oder Loose, welche ein Maß für die Reinheit der Myonen-Kandidaten sind. Für die Analysen werden nur Myonen der höchsten Qualitätsklasse verwendet, auch wenn sich die Empfehlungen der MCPG mittlerweile geändert haben. Dies ist nötig, da viele MC-Korrekturen mit Tight Myonen ermittelt wurden.

- ID-Spurkriterien

Die MCPG empfiehlt die folgenden Schnitte auf die ID-Spuren der Myonen. Sie stellen sicher, dass für die Rekonstruktion hinreichend viele Spurpunkte gemessen wurden. Defekte Detektorteile werden dabei berücksichtigt.

- Mindestens ein Treffer in der B-Lage des Pixeldetektors, es sei denn, es wurde ein defekter oder unbestückter Detektorteil durchflogen.
- $N_{Pixel\ hit}^{21} + N_{Dead\ pixel\ crossed}^{22} > 1$
- $N_{SCT\ hit}^{23} + N_{Dead\ SCT\ crossed}^{24} \geq 6$
- $N_{Pixel\ hole\ crossed}^{25} + N_{SCT\ hole\ crossed}^{26} < 3$
- Messung der Spur im TRT ohne zu viele Ausreißer
- Stoßparameter
 - $|z_0^{ID\ expV}| < 10\ mm$
 - $\frac{d_0^{ID\ expV}}{\sigma_{d_0}} < 10$

Um den Untergrund durch kosmische Myonen und Myonen aus Pile-up-Ereignissen zu unterdrücken, wird auf die vom ID gemessenen und zum primären Vertex extrapolierten Stoßparameter z_0 und d_0 geschnitten. z_0 ist dabei der zur Strahlachse longitudinale und d_0 der transversale Stoßparameter.

- Isolationskriterium

- $\frac{p_T^{cone\ 0,2}}{p_T} < 0,2$

Die gesuchten Myonen sind Endzustandsteilchen aus dem harten Stoßprozess und sollen nicht aus späteren Zerfällen, wie sie in Jets auftreten, stammen. Daher wird verlangt, dass die Myonen isoliert sind, d.h. dass sie nicht Teil eines Jets sind. Bei dem gewählten Isolationskriterium wird überprüft, ob innerhalb eines Kegels um die Myonenflugbahn mit Radius $\Delta R = 0,2$ die Summe der transversalen Impulse anderer Teilchen 20% des Myonen p_T überschreitet. Wenn das der Fall ist, wird das Myon nicht selektiert, da es nach dem Kriterium nicht isoliert ist. Der Schnitt auf $p_T^{cone\ 0,2}/p_T$ basiert also auf Informationen aus dem ID. Ein alternatives Kriterium wäre ein Schnitt auf die Variable $E_T^{cone\ 0,2}/p_T$, welche, analog zum Erstgenannten, Informationen aus den Kalorimetern nutzt. Sie hat aber den entscheidenden Nachteil, dass sie wesentlich stärker durch Pile-up beeinflusst wird [89].

8.1.2 Jets

Anders als bei den Myonen werden für die Jets nur die kinematischen Eigenschaften überprüft, um Rausch-Effekte zu unterdrücken. Weitere Qualitätsschnitte werden später während der Ereigniselektion durchgeführt. Folgende Bedingungen muss jeder Jet erfüllen, um selektiert zu werden:

- $p_T > 20\ GeV$
- $|\eta| < 4,5$

²¹ Anzahl der getroffenen Pixel

²² Anzahl der getroffenen defekten Pixel

²³ Anzahl der getroffenen SCT-Sensoren

²⁴ Anzahl der getroffenen defekten SCT-Sensoren

²⁵ Anzahl der durchflogenen aber nicht bestückten Regionen im Pixel-Detektor

²⁶ Anzahl der durchflogenen aber nicht bestückten Regionen im SCT

8.1.3 b-tagged Jets

Die b-tagged Jets sind eine Untermenge der bereits selektierten Jets. Da die Abdeckung des ID, der die Spurinformatoren für das b-Tagging liefert, nur bis $|\eta| < 2,5$ reicht, wird die Pseudorapidität der b-Jet-Kandidaten auf diesen Wert beschränkt. Jeder der verbliebenen Jets erhält einen b-Tag, wenn sein SV0-Gewicht größer als 5,85 ist. Dieser Schnitt wird von der Flavour Tagging Gruppe empfohlen und entspricht einer Effizienz von 50% und einer Reinheit von etwa 94% [90].

8.1.4 Fehlende transversale Energie

Wie später dargestellt wird, ist der Schnitt auf die MET einer der wichtigsten, um den $t\bar{t}$ -Untergrund zu unterdrücken. Es wird daher eine gute Übereinstimmung zwischen ATLAS-Daten und der Simulation der Untergrundprozesse sowie eine hohe Trennkraft zwischen $t\bar{t}$ und dem Signal benötigt. Um dies zu gewährleisten, werden drei auf unterschiedliche Weise berechnete MET-Varianten auf ihre Eignung als Schnittvariable untersucht:

- MET LocHadTopo: MET nach globaler Kalibration mit Local-Hadronic-Schema
- MET RefFinal: MET nach Refinement
- MET RefFinalEm: MET nach Refinement mit elektromagnetischer Energieskala

8.2 Vorselektion

Jedes Ereignis, das von einer der drei Analysestrategien verwendet werden kann, muss eine Reihe von Vorbedingungen erfüllen, welche durch die Topologie des Signalprozesses oder durch Detektoreigenschaften und -charakteristika vorgegeben sind. Während einige dieser Kriterien nur auf Daten-Ereignisse angewendet werden, müssen für MC-Ereignisse Korrekturen vorgenommen werden, um die unzureichend genaue Detektorsimulation auszugleichen. Zunächst werden alle Schritte erklärt; ihre Namen sind für die spätere Bezeichnung in Klammern angegeben. Die Reihenfolge wird anschließend vollständig in Tabelle 9 auf Seite 45 dargestellt.

8.2.1 Ereigniskriterien für Daten und MC

Für jedes Ereignis wird verlangt, dass ein primärer Vertex rekonstruiert wurde, von dem mindestens drei Spuren ausgehen und der nicht mehr als 200 mm in z-Richtung vom Nullpunkt entfernt ist. Dieser Schnitt soll den Einfluss von Pile-up und kosmischer Hintergrundstrahlung unterdrücken. (*Vertex Requirements*)

Als Trigger wird der EF Einmyonen-Trigger EF_mu18_MG mit einer p_T -Schwelle von 18 GeV verwendet. Er basiert auf dem MuGirl Algorithmus und nutzt die Detektorinformationen aus dem MS [56]. Bei der Produktion der MC10b Samples ist es zu einem Konfigurationsfehler gekommen, weshalb die Trigger-Effizienz des EF_mu18_MG mit steigendem Transversalimpuls des Myons im Gegensatz zu den Daten stark abfällt. Um diesen Effekt auszugleichen, wird auch der Trigger EF_mu40_MOnly_barrel abgefragt. Beide Trigger sind mit einem logischen Oder verknüpft. (*Trigger*)

Um die Myonen-Selektion besser überwachen zu können, werden die in Abschnitt 8.1.1 genannten Selektionskriterien in vier Schritte aufgeteilt. Im ersten wird der Impuls des Myons überprüft (*Muon Momentum*). Der Schnitt auf die Pseudorapidität, das Tight-Kriterium sowie die ID Spurkriterien werden zusammengefasst (*Muon Quality*). Abschließend werden die Stoßparameter (*Muon Impact*) und die Isolation (*Muon Isolation*) abgefragt. Ein Ereignis wird verworfen, wenn nach einem der genannten Schnitte weniger als zwei Myonen verbleiben.

Nach der Myonen-Selektion wird das Myonen-Paar ausgewählt. Es können dabei nur Myonen mit unterschiedlicher Ladung vereint werden. Falls mehr als eine Möglichkeit der Paarbildung besteht, wird für jedes die invariante Masse errechnet. Dasjenige mit der höchsten invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ wird weiterverwendet. (*Muon Pair*)

Es wird sichergestellt, dass auf den Signalprozess getriggert wird, indem überprüft wird, ob eines der beiden zum Paar vereinten Myonen den Trigger ausgelöst hat. Dafür wird ein sogenanntes Trigger Matching durchgeführt. Weil es einen Fehler in der zentralen D3PD-Produktion gab, muss für jedes der beiden Myonen neben dem EF-Myon auch das passende L2-Objekt gefunden werden. Ein L2-Myon wird als das richtige identifiziert, wenn es sich in einem Kegel mit $\Delta R = 0,2$ um das rekonstruierte Myon befindet. Dieses Vorgehen entspricht dem aus [91], da dies die Quelle für die später verwendeten Skalierungsfaktoren für die Trigger-Effizienz ist. (*Trigger Matching*)

Die Rekonstruktionsalgorithmen für die verschiedenen physikalischen Objekte arbeiten voneinander unabhängig. Daher kann es vorkommen, dass dasselbe Detektorsignal von verschiedenen Algorithmen unterschiedlich interpretiert wird. So hinterlassen Myonen Energieeinträge in den Kalorimetern, die manchmal als Jets rekonstruiert werden. Um diesen Überlapp zu vermeiden, werden alle Jets, die sich in einem Kegel von $\Delta R = 0,4$ befinden, verworfen. (*Overlap Removal*)

8.2.2 Ereigniskriterien für Daten

Um sicherzustellen, dass zum Aufnahmezeitpunkt eines Daten-Ereignisses alle für die Analysen relevanten Detektorkomponenten korrekt funktioniert haben, wird es in einer Good Runs List (GRL) gesucht. Nur wenn es dort gefunden werden kann, kommt das Ereignis für die weitere Analyse in Betracht. (*Good Runs List*)

Die Jet-Rekonstruktion wird von verschiedenen Effekten, wie Detektorrauschen und kosmischer Strahlung, negativ beeinflusst. Jets, die aus solchen Gründen unzuverlässige Parameter haben, müssen als solche erkannt werden. In Studien der Jet/ETMiss-Gruppe wurden Algorithmen entwickelt, die mit unterschiedlicher Effizienz und Reinheit solche Jets aufspüren [92]. Für die Analysen werden Jets als unbrauchbar angesehen, wenn sie die schwächste der drei Kategorien LooseBad, MediumBad und TightBad erfüllen oder vom Algorithmus als Ugly deklariert wurden. Da sich solche Jets aufgrund ihres nicht genau bestimmten Transversalimpulses auch negativ auf die MET auswirken, müssen Daten-Ereignisse, die solche Jets enthalten, verworfen werden. (*Jet Cleaning*)

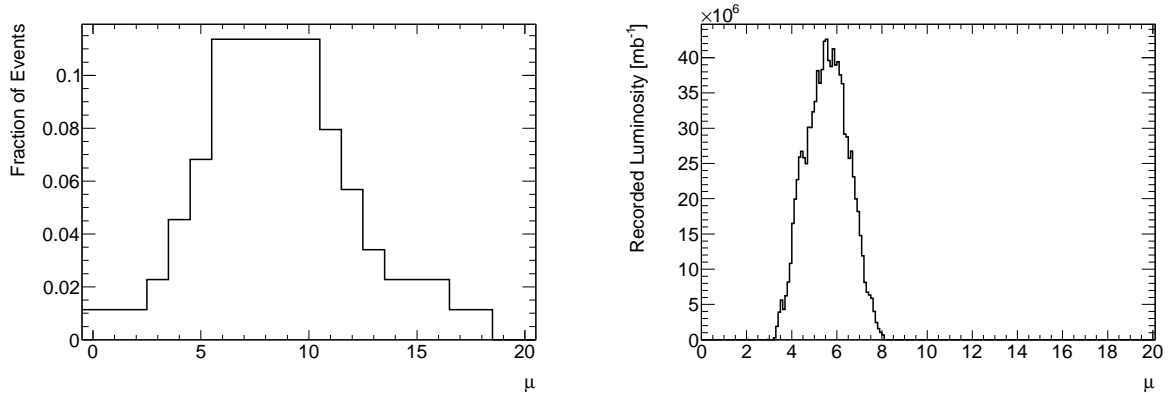
Im EMC gibt es hin und wieder in großen Teilen des Kalorimeters hochenergetisches Rauschen. Dieser Effekt ist bisher unverstanden und wird als Noise Burst bezeichnet. Um Ereignisse, die während eines solchen Noise Bursts stattfanden, von der Analyse auszuschließen, wird eine Flag überprüft, die den Status des EMC angibt [93]. (*LAr Cleaning*)

8.2.3 Korrekturen für Monte Carlo Ereignisse

Jedes MC-Ereignis bekommt ein Gewicht, dessen Startwert der Gewichtung auf die Datenluminosität entspricht. Der MC-Generator McAtNlo vergibt darüber hinaus jedem MC-Ereignis ein eigenes Gewicht, welches mit dem Luminositätsgewicht multipliziert wird. Durch die nachfolgend geschilderten MC-Korrekturen wird diese Ereignisgewichtung zum Teil erheblich verändert. (*Luminosity Weighting*)

Da die Zahl der durchschnittlichen Sekundärkollisionen nicht exakt vorhersagbar ist, enthalten alle MC-Samples verschiedene Pile-up Szenarien. Die in den Daten gemessene Pile-up-Stärke muss daher auf MC übertragen werden, indem die MC-Ereignisse veränderte Gewichte erhalten, sodass die gleichen Pile-up-Konditionen wie in den Daten vorherrschen. In diesem Fall sollte sich die

ursprüngliche Verteilung von MC in Abbildung 20a der Verteilung der Daten in Abbildung 20b angleichen. Die Berechnung dieser Gewichte übernimmt das C++ Paket PileupReweighting-00-00-15. (*Pile-up Weighting*)



(a) Simuliertes Pile-up in MC10b

(b) Gemessenes Pile-up in den Datenperioden B bis H 2011

Abbildung 20 Pile-up-Konditionen in MC (a) und in den Daten (b). μ steht für die durchschnittliche Anzahl an inelastischen Protonenkollisionen pro Protonenpaketkollision. Die Bestimmung der μ -Verteilung der Daten übernimmt der ATLAS Luminosity Calculator [55].

Da sowohl die Impulsskala also auch die -auflösung in MC nicht mit den Daten genau übereinstimmt, werden entsprechende Korrekturen für den transversalen Impuls jedes einzelnen Myons vorgenommen [94]. Das C++ Tool MuonMomentumCorrections-00-03-02 der MCPG nimmt diese vor und enthält auch Informationen über die Unsicherheit der ihm zugrunde liegenden Zahlen. Sämtliche Schnitte auf den Myonen- p_T finden erst nach dessen Korrektur statt. Da der Myonenimpuls, wie in Kapitel 8.1.4 beschrieben, auf die fehlende transversale Energie Einfluss hat, müssen Änderungen von ihm auf die MET übertragen werden. Zu diesem Zweck werden die Impulsdifferenzvektoren der einzelnen Myonen aufsummiert und von der MET vektoriell subtrahiert. (*Muon Momentum Correction*)

Die Rekonstruktionseffizienz von Myonen in den Daten ist in der Regel geringer als in MC. Die Abweichungen betragen etwa 1%. Jedes MC-Ereignis, in dem mindestens zwei isolierte Myonen gefunden wurden, erhält ein dementsprechend verändertes Gewicht. Für jedes dieser Myonen gibt die C++ Bibliothek MuonEfficiencyCorrections-00-03-15 einen Skalierungsfaktor aus, der mit dem Ereignisgewicht multipliziert wird [58]. (*Muon Efficiency Weighting*)

Genau wie die Myonen-Rekonstruktionseffizienz unterscheidet sich auch die Trigger-Effizienz in den Daten und in MC. Erneut werden Ereignisgewichte errechnet, um diese Unterschiede auszugleichen. Folgende Formel wird dafür verwendet:

$$w = \frac{1 - \prod_{i=1}^{N_\mu} (1 - \epsilon_{\text{Daten},i})}{1 - \prod_{i=1}^{N_\mu} (1 - \epsilon_{\text{MC},i})},$$

wobei der Index i stets über alle den Trigger auslösenden Myonen, für deren Anzahl N_μ steht, läuft. ϵ gibt die jeweilige Trigger-Effizienz an, welche in [91] gemessen wurde. Welche der selektierten Myonen den Trigger ausgelöst haben, wird durch das Trigger-Matching festgestellt. (*Trigger Efficiency Weighting*)

Nr.	Schnitt / Korrektur	Daten / MC
1	Good Runs List	Daten
2	Muon Momentum Correction	MC
3	Luminosity Weighting	MC
4	Pile-up Weighting	MC
5	Jet Cleaning	Daten
6	Vertex Requirements	Daten & MC
7	Trigger	Daten & MC
8	Muon Momentum	Daten & MC
9	Muon Quality	Daten & MC
10	Muon Impact	Daten & MC
11	Muon Isolation	Daten & MC
12	Muon Weighting	MC
13	Muon Pair	Daten & MC
14	Trigger Matching	Daten & MC
15	Trigger Efficiency Weighting	MC
16	Overlap Removal	Daten & MC
17	LAr Error Cleaning	Daten

Tabelle 9 Überblick über die Reihenfolge der Vorselektion

8.3 Inklusive Analyse

Bei der inklusiven Analyse wird nur nach einem Myonenpaar gesucht, ohne auf weitere physikalische Objekte einzugehen. Dies hat den Vorteil, dass eine große Anzahl an Ereignissen nach allen Schnitten verbleibt. Weiterhin treten keine systematischen Fehler durch Jets auf, wie dies in den übrigen zwei Analysestrategien der Fall ist. Da die Unsicherheiten über die Jet-Energieskala und -auflösung zum Beginn des ATLAS Experiments noch recht hoch sind [95], wird die inklusive Analyse für die ersten Daten favorisiert. Es werden, wie in Tabelle 10 dargestellt, nach der Vorselektion nur zwei weitere Schnitte angewendet.

Das Spektrum der invarianten Masse des Myonen-Paares $M_{\mu\mu}$ wird auf $M_{\mu\mu} > 70 \text{ GeV}$ beschränkt, da für die Higgs-Massen weit größere Werte erwartet werden, der Z^0 -Peak jedoch zum Vergleich zwischen Daten und MC benötigt wird.

Da der Signalprozess keine unmessbaren Teilchen im Endzustand hat, wird die MET RefFinal zunächst auf $E_T^{miss} < 40 \text{ GeV}$ beschränkt. Dieser Schnitt wurde aus [23] übernommen und wird später Teil der Schnittp Optimierung sein. Wie in Abbildung 21 zu sehen ist, reduziert er besonders den $t\bar{t}$ -Untergrund, während die Signal-Samples sowie das $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample kaum beeinflusst werden.

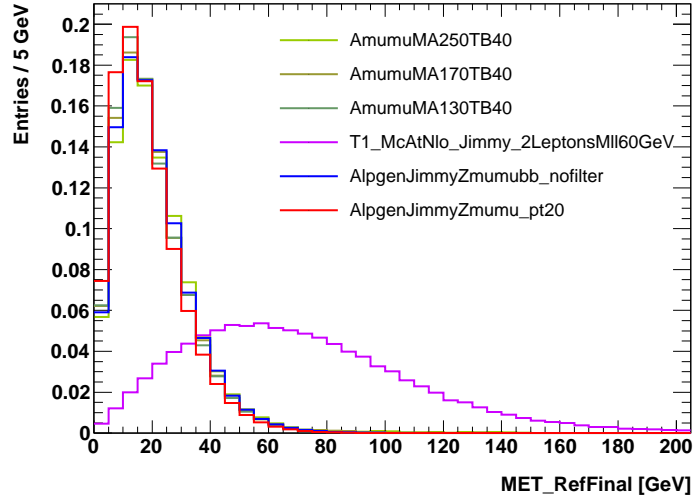


Abbildung 21 Auf eins normierte Verteilungen der fehlenden transversalen Energie ausgewählter MC-Samples

Es wird erwartet, dass der größte Beitrag zum Untergrund aus Z^0 -Zerfällen kommt. Andere Prozesse wie $t\bar{t}$, WW , WZ oder ZZ spielen aufgrund des viel geringeren Wirkungsquerschnittes bzw. des kleinen Verzweigungsverhältnisses des Myonen-Kanals nur eine untergeordnete Rolle.

Nr.	Schnitt / Korrektur	Daten / MC
1-17	Vorselektion	Daten & MC
18	$M_{\mu\mu} > 70 \text{ GeV}$	Daten & MC
19	$E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}$	Daten & MC

Tabelle 10 Überblick über die Reihenfolge der inklusive Schnittselektion

8.4 Analyse mit b-Jet-Kandidaten

Die Analyse mit b-Jet-Kandidaten basiert auf der inklusiven Analyse und verlangt zusätzlich einen b-tagged Jet in jedem Ereignis. Die Strategie beruht darauf, dass die Selektionseffizienz der b-assoziierten MSSM Higgs-Produktion höher ist als für den bei der inklusiven Analyse stark dominanten Z^0 -Untergrund. Da die Selektionseffizienz mit b-Tagging insgesamt sehr niedrig ist, wird eine hohe integrierte Luminosität benötigt, um ausreichend viele Ereignisse für die Analyse zu erhalten. Es werden neben dem b-Tagging zwei weitere, aus [23] übernommene Schnitte durchgeführt, um den stärker werdenden Einfluss des $t\bar{t}$ -Untergrundes zu reduzieren. Ihre Schnittwerte sind später Teil der Selektionsoptimierung. Außerdem müssen die MC-Ereignisse korrigiert werden, um dieselbe b-Tagging Effizienz wie in den Daten zu erhalten. Ein Überblick über die gesamte Analyse ist in Tabelle 11 dargestellt.

Zunächst wird auf den Öffnungswinkel der beiden Myonen geschnitten. Aufgrund der Impulserhaltung verlassen die Myonen den Zerfallspunkt des Higgs-Bosons in dessen Ruhesystem in entgegengesetzter Richtung. Da erwartet wird, dass der transversale Impuls des Higgs-Bosons gering ist, äußert sich dies in einem großen Abstand der beiden Myonen in ϕ -Richtung. Der Schnittwert beträgt $|\sin \Delta\phi_{\mu\mu}| < 0,75$.

In MC-Studien hat sich gezeigt, dass die Summe der transversalen Impulse aller selektierten Jets in einem Ereignis, welche als Jet-Aktivität bezeichnet wird, als diskriminierende Variable zwischen Higgs- und $t\bar{t}$ -Produktion geeignet ist. Der Schnitt erfolgt zunächst bei $\sum p_T^{\text{jet}} < 90 \text{ GeV}$.

Die Verteilungen von Myonen-Öffnungswinkel und Jet-Aktivität einiger wichtiger Signal- und Untergrundsamples nach der inklusiven Analyse sind in Abbildung 22 dargestellt.

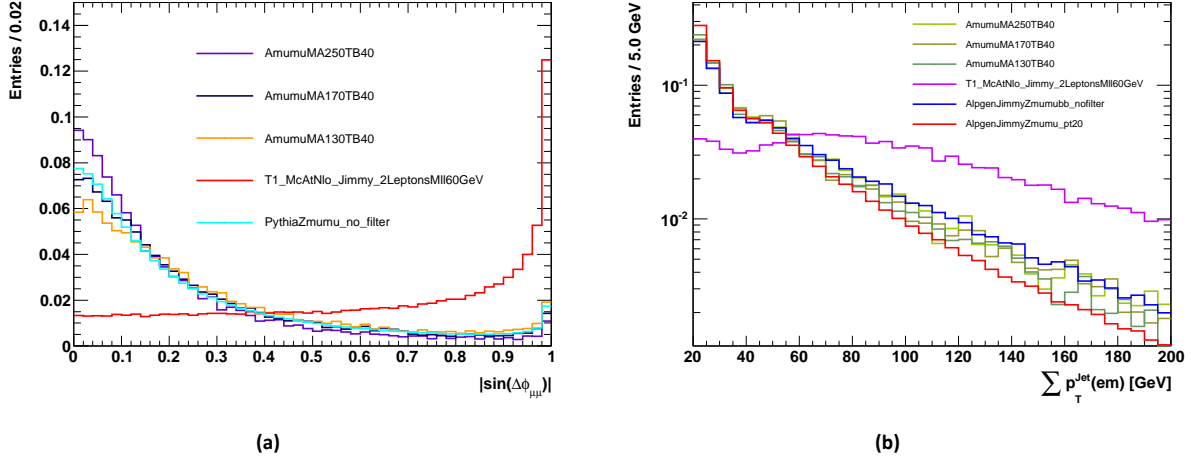


Abbildung 22 Auf eine normierte Verteilungen des Myonen-Öffnungswinkels $|\sin \Delta\phi_{\mu\mu}|$ (a) sowie der Jet-Aktivität $\sum p_T^{jet}$ (b)

Da die b-Tagging-Effizienz in MC höher ist als in den Daten, muss erneut eine Korrektur der MC-Ereignisse vorgenommen werden. Das C++ Tool CalibrationDataInterface-00-00-07 der ATLAS Flavour Tagging Gruppe errechnet für jeden für die Analyse berücksichtigten Jet, gleich ob mit oder ohne b-Tag, einen Skalierungsfaktor, welcher mit der in [96] beschriebenen Methode dem Ereignisgewicht hinzugefügt wird.

Nr.	Schnitt / Korrektur	Daten / MC
1-17	Vorselektion	Daten & MC
18-19	Inklusive Analyse	Daten & MC
20a	Min. ein b-tagged Jet	Daten & MC
21a	b-Tagging Kalibration	MC
22a	$ \sin \Delta\phi_{\mu\mu} < 0,75$	Daten & MC
23a	$\sum p_T^{jet} < 90 \text{ GeV}$	Daten & MC

Tabelle 11 Überblick über die Reihenfolge der Schnittselektion mit b-tagged Jet

8.5 Analyse ohne b-Jet-Kandidaten

Die Analyse mit b-Jet-Kandidaten verwirft die meisten der Ereignisse, die bei der inklusiven Selektion noch verwendet wurden. Um diese trotzdem nutzen zu können, werden alle Ereignisse ohne b-tagged Jet in einer neuen, in Tabelle 12 dargestellten Analyse betrachtet. Sie ist bis auf die kleine Anzahl der Ereignisse mit b-Jet-Kandidaten mit der inklusiven Analyse identisch, hat aber den Vorteil, statistisch unabhängig von der Analyse mit b-tagged Jets zu sein. Der Nachteil des stärkeren Z^0 -Untergrunds wird durch die höhere Anzahl an Ereignissen ausgeglichen, sodass beide Analysen eine ähnliche Sensitivität aufweisen. Aufgrund ihrer statistischen Unabhängigkeit können ihre Limits ohne weiteres kombiniert werden [23].

Nr.	Schnitt / Korrektur	Daten / MC
1-17	Vorselektion	Daten & MC
18-19	Inklusive Analyse	Daten & MC
20b	Kein b-tagged Jet	Daten & MC

Tabelle 12 Überblick über die Reihenfolge der Schnittselektion ohne b-tagged Jet

9 Systematische Unsicherheiten

Im Folgenden werden die für die Analysen betrachteten systematischen Unsicherheiten erörtert. Sie werden nach ihrer Quelle in theoretische und experimentelle Unsicherheiten unterteilt und werden zum einen für den Vergleich von MC mit den Daten und zum anderen für die Beurteilung ihres Einflusses auf die Ermittlung der optimalen Schnittwerte verwendet. Dementsprechend werden sie mit unterschiedlichen Methoden ausgewertet.

9.1 Auswertung der systematischen Unsicherheiten

9.1.1 Vergleich der MC-Generatoren

Für den Vergleich der $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples ist vor allem der Einfluss der systematischen Unsicherheiten auf die Verteilung der invarianten Masse entscheidend. Systematische Fehler, die nicht in die Normierung der MC-Samples eingehen, lassen sich nicht analytisch in einen Fehler auf die Verteilung der invarianten Masse des Myonenpaares umrechnen. Der fehlerbehaftete Analyseparameter wird daher um eine Standardabweichung nach oben bzw. unten verschoben. Die Analysen werden für beide neuen Parameterwerte wiederholt. Anschließend werden für jedes Intervall des Histogramms der invarianten Masse die Abweichungen der beiden Analysen mit dem verschobenen Parameter zum Bestwert ermittelt. Es hat sich bei der Untersuchung der systematischen Unsicherheiten gezeigt, dass für alle untersuchten Fehlerquellen die Abweichung des nach oben verschobenen Parameters in etwa mit der des nach unten verschobenen Parameters übereinstimmt. Daher wird für jedes Intervall des Histogramms nur der Mittelwert der beiden Abweichungen weiterverwendet. Da erwartet wird, dass die unterschiedlichen systematischen Unsicherheiten voneinander unabhängig sind, werden die verschiedenen Parameter einzeln variiert. Die resultierenden Abweichungen werden quadratisch dem statistischen Fehler des entsprechenden Intervalls hinzuaddiert.

Die mit dieser Methode gefundenen systematischen Fehler werden exemplarisch mit allen Untergrund Samples und dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA im weiteren Verlauf dieses Kapitels dargestellt. Die Ergebnisse sind für die $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples der übrigen beiden MC-Generatoren von vergleichbarer Größe.

9.1.2 Schnittoptimierung

Anders als beim Generatorvergleich werden für die Auswertung des Einflusses der systematischen Unsicherheiten auf die Schnittoptimierung nicht die in Intervalle eingeteilten Verteilungen physikalischer Variablen betrachtet, sondern jedes MC-Ereignis separat. Durch die einzelne Variation der berücksichtigten fehlerbehafteten Parameter um eine Standardabweichung kann ein Ereignis einmal die verwendete Schnittselektion passieren bei einer anderen Variation nicht. Die Untersuchung dieses Effekts erfolgt durch die wiederholte Optimierung aller Schnittwerte unter Variationen jeweils eines fehlerbehafteten Parameters. Anschließend werden die Abweichungen der gefundenen optimalen Schnittwerte ausgewertet. Da es sich dabei um ein sehr rechenintensives Verfahren handelt, wird es nur bei zwei Testmassen m_A durchgeführt und auf die übrigen extrapoliert.

9.2 Theorieunsicherheiten

Die theoretischen Unsicherheiten ergeben sich aus dem Abbruch der Störungsrechnung bei einer gewissen Ordnung und beeinflussen sowohl die Form der physikalischen Verteilungen als auch deren Normierung, in deren Berechnung der theoretisch ermittelte Wirkungsquerschnitt eingeht. Bei den weiteren Betrachtungen werden nur die abgeschätzten Fehler der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt, welche in Kapitel 7 aufgelistet sind. Da der Wirkungsquerschnitt direkt durch

Multiplizieren in die Normierung eingeht, kann sein relativer Fehler quadratisch mit den relativen statistischen Fehlern des jeweiligen Samples addiert werden.

9.3 Experimentelle Unsicherheiten

Experimentelle Unsicherheiten ergeben sich aus der Bestimmung der vom LHC gelieferten Luminosität und der Diskrepanz zwischen Daten und MC aufgrund bisher nicht korrekt simulierter Detektoreigenschaften. Die Bestimmung der einzelnen Korrekturen für die MC-Ereignisse unterliegt selbst einer statistischen und systematischen Unsicherheit, deren Gesamtfehler als systematischer Fehler für die weitere Analyse betrachtet wird.

9.3.1 Luminosität

Eine große Schwierigkeit bei Proton-Proton-Collidern ist die Bestimmung der Luminosität. Ihre Unsicherheit wirkt sich über die Normierung der MC-Samples direkt auf die Analysen aus und beträgt für die Daten des Jahres 2011 3,7% [97]. Genau wie bei den Wirkungsquerschnitten wird dieser relative Fehler quadratisch auf die übrigen Fehler addiert.

9.3.2 Effizienz der Myonen-Trigger

Die Effizienz der Myonen-Trigger wurde mit einer Tag-and-Probe-Methode anhand eines PYTHIA $Z \rightarrow \mu\mu$ Samples ermittelt. Neben den statistischen Fehlern auf die Skalierungsfaktoren, die je nach Myonen- p_T und Detektorregion zwischen 0,2% und 9% variieren, werden in [91] die systematischen Fehler nur grob auf 1% abgeschätzt. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der Summe der beiden Fehler, da die systematische Unsicherheit durch die Variation der Tag-and-Probe-Selektion ermittelt wurde.

Eine grafische Darstellung des Einflusses der systematischen Fehler der Trigger-Skalierungsfaktoren auf die inklusive Analyse findet sich in Abbildung 23. Es wird deutlich, dass die Verteilung der invarianten Masse um etwa 0,4% nach oben bzw. nach unten verschoben wird. Bei höheren invarianten Massen steigt der Fehler leicht an, da in diesem Bereich die statistischen Fehler der Skalierungsfaktoren zunehmen.

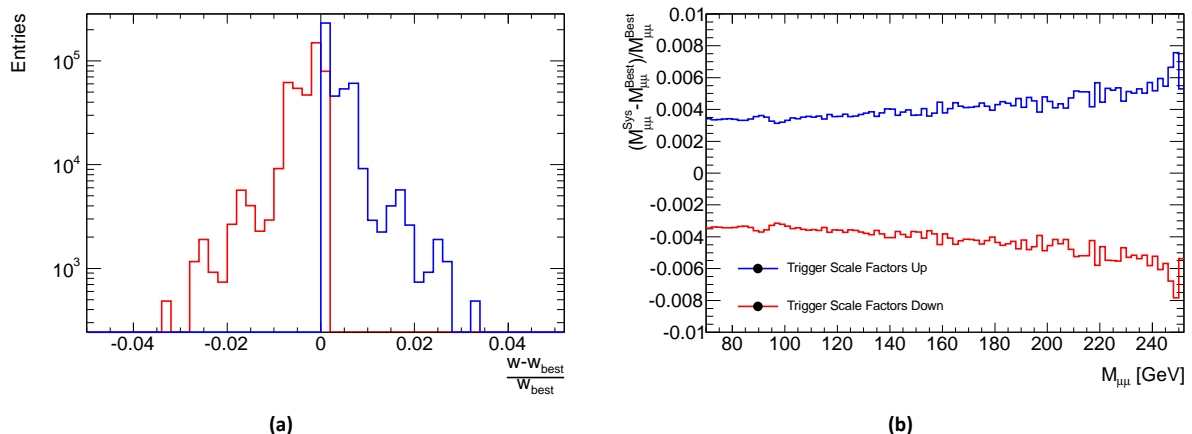


Abbildung 23 Systematische Unsicherheit über die Trigger-Effizienz: Verteilung der relativen Abweichung der Trigger-Ereignisgewichte vom Bestwert (a) bei der nach oben (Blau) bzw. nach unten (Rot) verschobenen Analyse und deren Auswirkung auf die Verteilung der invarianten Masse (b). Dargestellt ist die mittlere relative Abweichung durch die verschobenen Trigger-Gewichte über der invarianten Masse der beiden Myonen. Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA unter Verwendung der inklusiven Ereignis Selektion zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

9.3.3 Myonen-Rekonstruktionseffizienz

Genau wie die Trigger-Effizienz wurden die Skalierungsfaktoren für die Rekonstruktionseffizienz der Myonen mit einer Tag-and-Probe-Methode bestimmt [58]. Neben diesen Skalierungsfaktoren bietet

das C++ Tool MuonEfficiencyCorrections-00-03-15 der MCPG auch Zugriff auf die statistischen und systematischen Fehler dieser Korrekturfaktoren. Auch der systematische Fehler der Rekonstruktionseffizienz wurde durch eine Veränderung der Tag-and-Probe Selektion bestimmt, weshalb er mit dem statistischen Fehler der Skalierungsfaktoren linear addiert wird.

In Abbildung 24 ist das Ergebnis der Variation der Skalierungsfaktoren zu sehen. Sie werden um 0,5% bis 1% nach oben bzw. unten verschoben, wodurch eine nahezu konstante Abweichung der invarianten Masse von 1,1% bis 1,2 % verursacht wird.

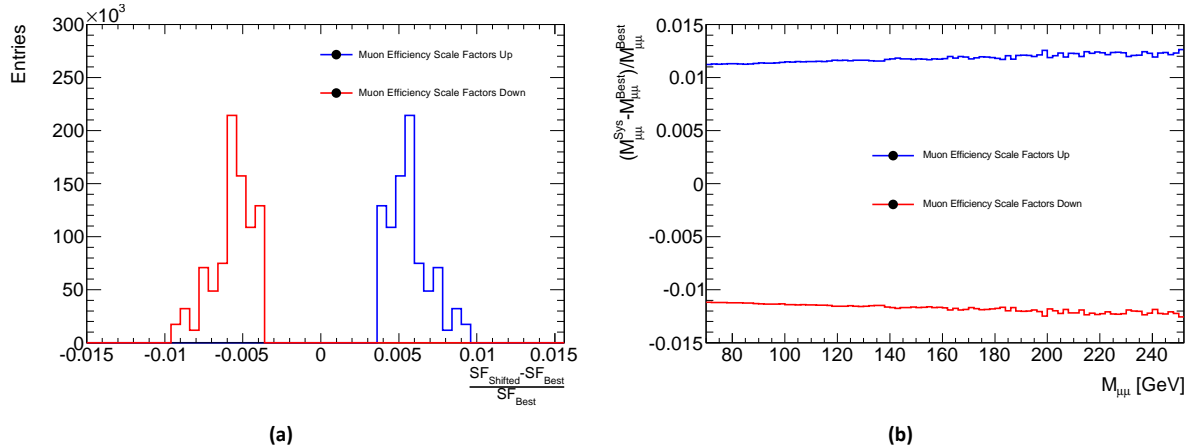


Abbildung 24 Systematik der Myonen-Rekonstruktionseffizienz: Verteilung der relativen Abweichungen der verschobenen Skalierungsfaktoren vom Bestwert (a) und die daraus resultierenden relativen Abweichungen der Verteilung der invarianten Masse zum Bestwert (b). Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA unter Verwendung der inklusiven Ereignis Selektion zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

9.3.4 Myonen-Impulsbestimmung

Die Transversalimpulsauflösung und -skala der rekonstruierten Myonen wird, wie in [94] beschrieben, anhand der Breite des Z^0 -Pols der invarianten Masse von $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ Zerfällen und dem Vergleich der Impulsmessung des Myons aus $W^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu$ Zerfällen in ID und MS ermittelt. Das C++ Paket MuonMomentumCorrections-00-03-02 gibt Zugriff auf die ermittelten Zahlen für die Daten des Jahres 2011 im Verhältnis zu MC und erlaubt die einzelne Variation der ID- und MS-Auflösung sowie der Impulsskala um jeweils eine Standardabweichung nach unten bzw. oben.

In Abbildung 25 sind die Ergebnisse der Variation der Impulsauflösung dargestellt. Die Transversalimpulse der MC-Myonen müssen zusätzlich verschmiert werden, um dieselbe Transversalimpulsauflösung aufzuweisen wie die in den ATLAS-Daten gefundenen Myonen. Wird die Breite der Verschmierung variiert, wirkt sich dies auch auf die Verteilung der invarianten Masse aus. Der Z^0 -Pol wird mit stärkerer Verschmierung flacher und breiter, während er bei geringerer Verschmierung schmaler wird. Abseits des Z^0 -Pols fluktuieren die Abweichungen von Intervall zu Intervall in positive wie in negative Richtung. Eine Verschiebung der Verteilung der invarianten Masse lässt sich nicht mehr beobachten.

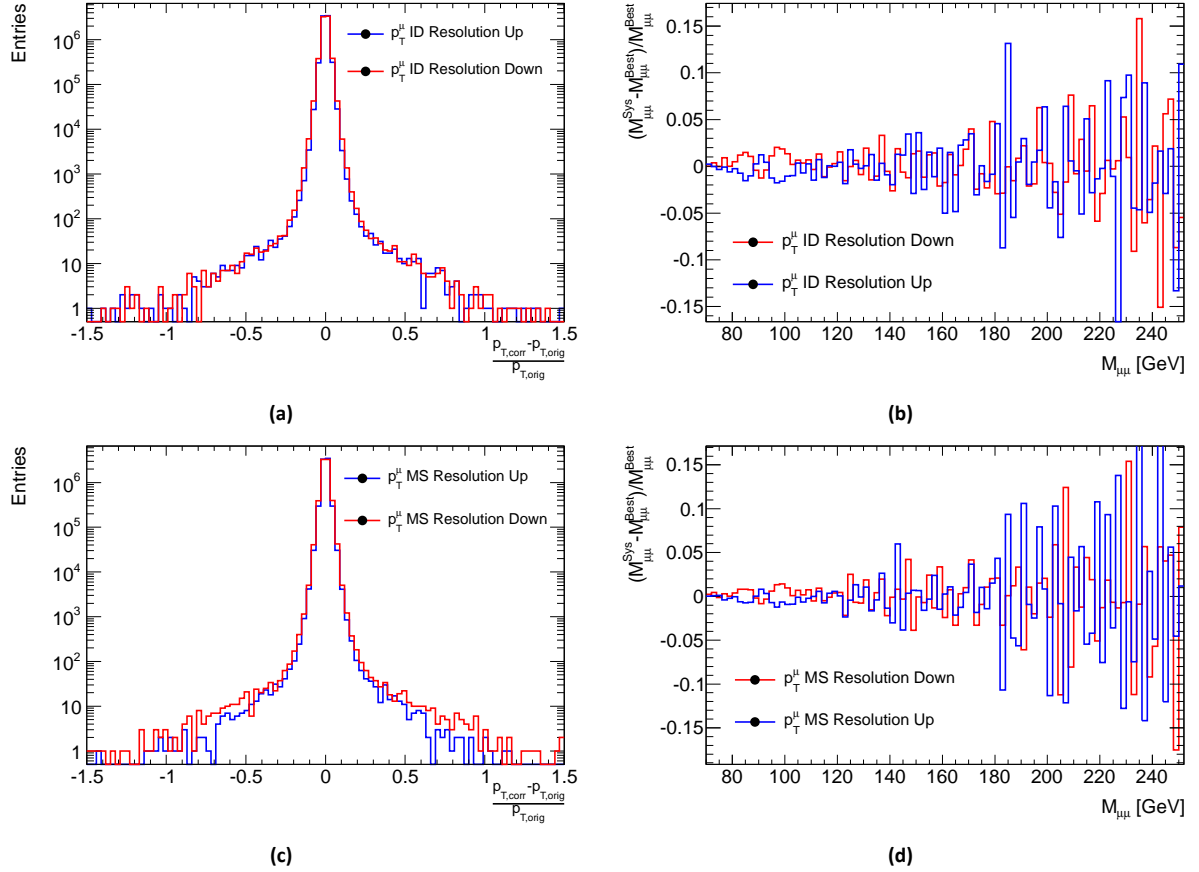


Abbildung 25 Systematik der Auflösung des Transversalimpulses der Myonen: Verschmierung des im ID gemessenen Transversalimpulses (a) und die resultierende Veränderung der Verteilung der invarianten Masse (b). Analog die Verschmierung des im MS gemessenen p_T (c) sowie die Auswirkung auf die invariante Masse (d). Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA unter Verwendung der inklusiven Ereignis Selektion zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

Das Resultat der Variation der Myonen-Impulsskala ist in Abbildung 26 zu sehen. Die Breite der Verschmierung der Transversalimpulse der Myonen ist konstant, jedoch sind beide Verteilungen leicht gegeneinander verschoben. Dies hat besonders Einfluss auf die Position des Z^0 -Pols, welcher mit wachsender Impulsskala zu größeren invarianten Massen hin verschoben wird. Darüber hinaus fluktuieren die gefundenen Abweichungen erneut von Intervall zu Intervall um 2% bis 6%.

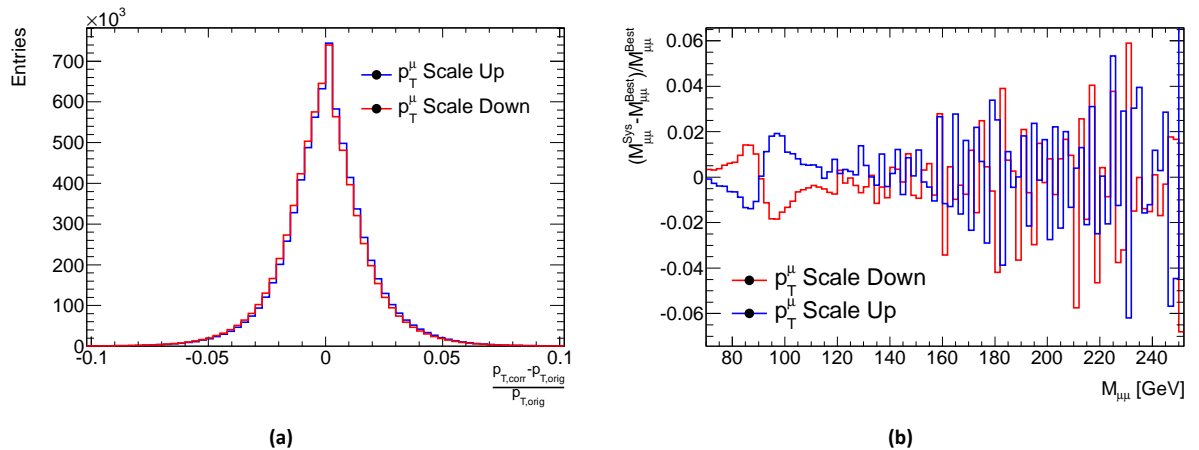


Abbildung 26 Systematik der Skala des Transversalimpulses der Myonen: Verschiebung der p_T -Verschmierung (a) und deren Auswirkung auf die Verteilung der invarianten Masse (b). Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA unter Verwendung der inklusiven Ereignis Selektion zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

9.3.5 Jet-Energieauflösung

Die Jet-Energieauflösung (JER) wurde für die ATLAS-Daten des Jahres 2010 mit den in [98] beschriebenen Methoden auf 4% bis 8% genau bestimmt. Aktuelle Zahlen für die Daten aus dem Jahr 2011 bisher liegen nicht vor. Die C++ Bibliothek JetResolution-00-00-05 der ATLAS Jet/ETMiss Gruppe stellt die Ergebnisse für die Analyse bereit. Da die Transversalimpulse der für die Analyse verwendeten Jets bereits auf den Bestwert der gemessenen Energieauflösung kalibriert wurden, ist nur eine Variation der Energieauflösung nach oben möglich. Dafür werden die Transversalimpulse aller Jets mit einer Gauß-Funktion, deren Breite sich aus der quadratischen Differenz zwischen der Ein-Sigma-Abweichung der JER und ihrem Bestwert ergibt, verschmiert. Dies beeinflusst mittels einer veränderten Jet-Selektion nur die Verteilung der invarianten Masse der Ereignisselektion mit b-Jet-Kandidaten. Der Effekt ist für die Analyse ohne b-Jet-Kandidaten vernachlässigbar. Die Impulskorrekturen werden genau wie bei der Verschmierung der Myonen auf die MET übertragen, indem die Differenzvektoren zwischen den neuen und alten Jet-Impulsvektoren von der MET abgezogen werden.

Abbildung 27 zeigt das Ergebnis der JER-Variation um eine Standardabweichung nach oben. Da die Anzahl der Jets mit wachsendem Transversalimpuls abnimmt, migrieren mehr Jets mit zuvor niedrigem Transversalimpuls durch die Verschmierung über die Selektionsschwelle von 20 GeV als in die entgegengesetzte Richtung. Diese zusätzlichen Jets erhöhen die Anzahl möglicher b-Jet-Kandidaten, sodass insgesamt etwas mehr Ereignisse selektiert werden. Da die Anzahl aller MC-Ereignisse besonders im Bereich großer invarianter Massen nach dem b-Tagging sehr gering ist, kommt es zum Teil zu starken Fluktuationen.

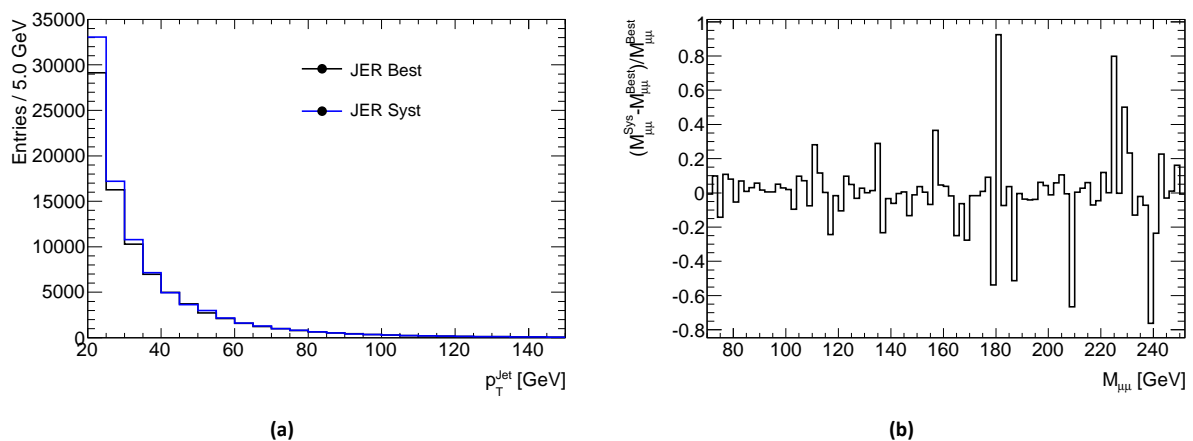


Abbildung 27 Systematik der Jet-Energieauflösung: Verschmierung der Jet-Transversalimpulse (a) und deren Einfluss auf die Verteilung der invarianten Masse der Analyse mit b-Jet-Kandidaten (b). Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

9.3.6 Jet-Energieskala

Anhand von Daten aus dem Jahr 2010 wurde die Jet-Energieskala (JES) je nach Jet-Energie und Detektorregion auf 2,5% bis 14% genau bestimmt [99]. Aktuellere Zahlen liegen bisher nicht vor. Da die Strahlkonfiguration und damit das Pile-up Szenario im Jahr 2011 sehr verschieden von der des Jahres 2010 ist, müssen die ermittelten Korrekturen entsprechend den Empfehlungen der ATLAS Jet/ETMiss Gruppe angepasst werden. Folgende Fehler werden quadratisch mit der relativen Unsicherheit der JES addiert [100]:

	$0 < \eta < 2,1$	$2,1 < \eta < 4,5$
$20 \text{ GeV} < p_T^{\text{Jet}} < 50 \text{ GeV}$	5%	7%
$50 \text{ GeV} < p_T^{\text{Jet}} < 100 \text{ GeV}$	2%	3%

Darüber hinaus werden keine weiteren Korrekturen der Ergebnisse für die Daten von 2010 vorgenommen. Die Unsicherheiten über die JES können mithilfe des C++ Tools JetUncertainties-00-03-04 der ATLAS Jet/ETMiss Gruppe abgerufen werden. Der Einfluss auf die Verteilung der invarianten Masse beschränkt sich auf die Analyse mit b-Jet-Kandidaten. Die Ereignisselektion ohne b-Jet-Kandidaten wird zwar ebenfalls beeinflusst, jedoch in vernachlässigbarem Umfang. Genau wie bei der Impulskorrektur der Myonen werden die Differenzvektoren zwischen den neuen und alten Jet-Impulsvektoren von der MET abgezogen.

In Abbildung 28 sind Ergebnisse der JES-Variation um eine Standardabweichung, d.h. im Mittel um etwa 7%, nach oben bzw. unten dargestellt. Während die Verschiebung der JES nach oben im Bereich des Z^0 -Pols die Verteilung invariante der Analyse mit b-Jet-Kandidaten um etwa 15% anhebt, ist der Einfluss der Variation nach unten wesentlich geringer. Bei größeren invarianten Massen dominiert statistisches Rauschen.

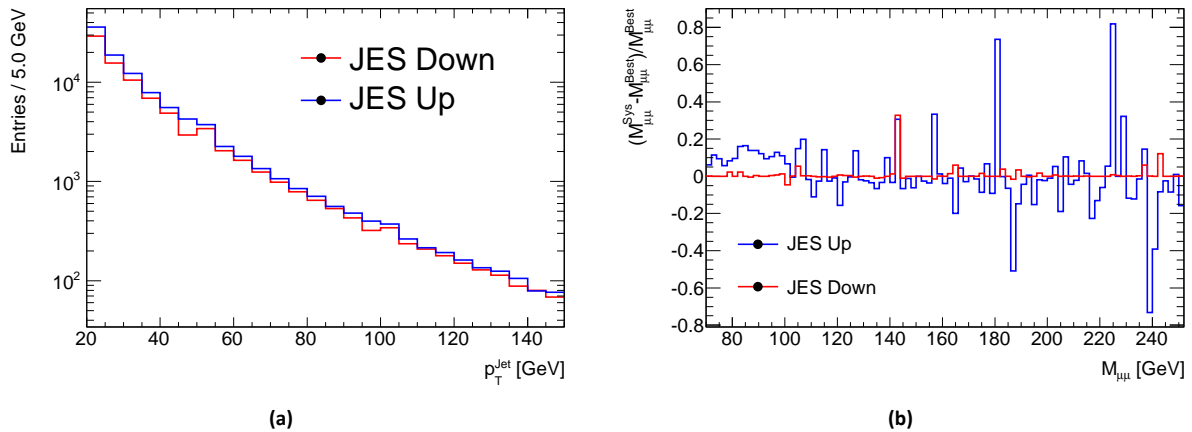


Abbildung 28 Systematik der Jet-Energieskala: Veränderte Verteilung der Jet-Transversalimpulse durch die Variation der Energieskala (a) und der Einfluss auf die Verteilung der invarianten Masse der Analyse mit b-Jet-Kandidaten (b). Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

9.3.7 Fehlende transversale Energie

Die MET wird, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, aus einer großen Anzahl von Eingangsgrößen berechnet. Sie ist besonders von der Energieskala und -auflösung der berücksichtigten physikalischen Objekte abhängig und wird daher auch von deren systematischer Unsicherheit beeinflusst. Eine vollständige Berechnung der Fehler auf die MET ist aufgrund fehlender Informationen in den verwendeten D3PDs nicht möglich, jedoch werden die Unsicherheiten der Energieskala und -auflösung der Myonen und Jets wie beschrieben auf die MET übertragen.

9.3.8 b-Tagging-Kalibration

Die C++ Bibliothek CalibrationDataInterface-00-00-07 zur Kalibration der b-Tagging-Effizienz stellt neben den Skalierungsfaktoren für die Jets auch deren Unsicherheiten zur Verfügung, welche als systematische Fehler für die Analyse berücksichtigt werden [101].

Abbildung 29 zeigt die Auswirkung der Variation der Skalierungsfaktoren auf die mit der in [96] beschriebenen Methode errechneten Ereignisgewichte sowie die daraus resultierende Veränderung

der Verteilung der invarianten Masse. Es wird deutlich, dass letztgenannte bis auf Fluktuationen konstant um etwa 9% nach oben bzw. unten verschoben wird.

Die Fehler der b-Tagging-Kalibration werden nur für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten berücksichtigt, da sie für die zu ihr komplementäre Ereignis Selektion ohne b-Jet-Kandidaten vernachlässigbar klein sind.

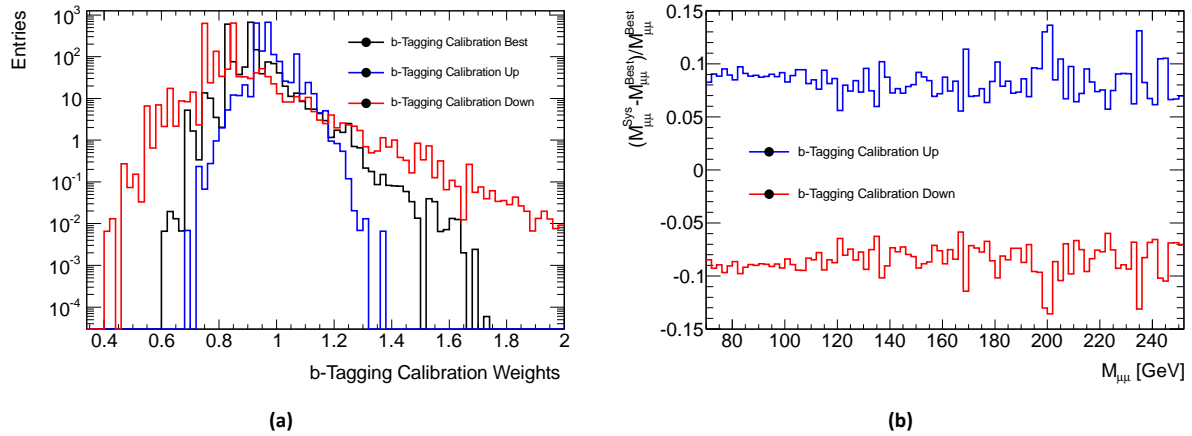


Abbildung 29 Systematik der b-Tagging-Kalibration: Verschiebung der Verteilung der b-Tagging-Korrekturgewichte (a) und deren Auswirkung auf die Verteilung der invarianten Masse (b). Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA unter Verwendung der Ereignis Selektion mit b-Jet-Kandidaten zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

9.4 Einfluss der systematischen Fehler auf die Analysen

Im Folgenden sind die über alle Intervalle gemittelten Beträge der Abweichungen durch die Fehlerquellen, welche sich nicht direkt auf die Verteilung von $M_{\mu\mu}$ auswirken, dargestellt. Für den Vergleich der MC-Samples werden die Fehler für jedes Intervall separat betrachtet. Da wie oben gezeigt die Variation einiger Parameter starke statistische Fluktuationen im Bereich großer invarianter Massen verursacht, sind die nachfolgend tabellierten Fehlerwerte nur zur Einordnung der Größenverhältnisse gedacht. In Tabelle 13 sind die relativen Abweichungen der einzelnen Quellen zu finden, welche anhand aller Untergrundsamples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA bestimmt wurden. Die Werte sind für die Samples von MC@NLO und ALPGEN von vergleichbarer Größe, wie anhand von Tabelle 14 bzw. Tabelle 15 zu erkennen ist.

Quelle	Vorselektion	Inklusive Analyse	Analyse mit b-Jet-Kandidaten	Analyse ohne b-Jet-Kandidaten
Trigger-Effizienz	0,4%	0,4%	0,5%	0,4%
Myonen-Rekonstruktionseffizienz	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%
Myonen-Impulsauflösung im ID	2,3%	2,6%	13,3%	2,6%
Myonen-Impulsauflösung im MS	2,8%	3,1%	11,3%	3,2%
Myonen-Impulsskala	1,4%	1,5%	4,6%	1,5%
Jet-Energieauflösung			11,9%	0,1%
Jet-Energieskala			6,2%	
b-Tagging-Kalibration			8,4%	

Tabelle 13 Übersicht über die Größe der systematischen Fehler für alle Selektionen. Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

Quelle	Vorselektion	Inklusive Analyse	Analyse mit b-Jet-Kandidaten	Analyse ohne b-Jet-Kandidaten
Trigger-Effizienz	0,4%	0,4%	0,5%	0,4%
Myonen-Rekonstruktionseffizienz	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%
Myonen-Impulsauflösung im ID	2,8%	3,2%	19,4%	3,3%
Myonen-Impulsauflösung im MS	2,7%	2,9%	17,0%	2,9%
Myonen-Impulsskala	1,6%	1,7%	5,3%	1,8%
Jet-Energieauflösung			12,2%	0,1%
Jet-Energieskala			6,4%	
b-Tagging-Kalibration			8,4%	

Tabelle 14 Übersicht über die Größe der systematischen Fehler für alle Selektionen. Es wurden alle Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

Quelle	Vorselektion	Inklusive Analyse	Analyse mit b-Jet-Kandidaten	Analyse ohne b-Jet-Kandidaten
Trigger-Effizienz	0,4%	0,4%	0,5%	0,4%
Myonen-Rekonstruktionseffizienz	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%
Myonen-Impulsauflösung im ID	1,9%	2,3%	10,7%	2,3%
Myonen-Impulsauflösung im MS	2,1%	2,3%	11,8%	2,3%
Myonen-Impulsskala	1,3%	1,4%	4,4%	1,4%
Jet-Energieauflösung			10,1%	0,1%
Jet-Energieskala			5,2%	
b-Tagging-Kalibration			8,2%	

Tabelle 15 Übersicht über die Größe der systematischen Fehler für alle Selektionen. Es wurden alle Untergrund-Samples mit den $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von ALPGEN zur Ermittlung der Abweichungen verwendet.

10 Vergleich der MC-Generatoren

Nachfolgend werden verschiedene wichtige Verteilungen auf ihre Übereinstimmung zwischen ATLAS-Daten und MC-Vorhersage überprüft. Dieser Vergleich wird für jedes der drei $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples wiederholt. Er ist Grundlage für die Festlegung auf einen MC-Generator für das $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample, welches anschließend für die Schnittoptimierung verwendet wird.

Da der in Abschnitt 8.3 angegebene Schnittwert für die fehlende transversale Energie für MET RefFinalEm gilt, wird zunächst diese MET-Version verwendet.

Es werden stets die Verteilung selbst sowie das Verhältnis von Daten zu MC dargestellt, wobei in letzterem die MC-Fehler bestehend aus statistischen und systematischen Unsicherheiten durch ein cyanfarbenes Band gezeichnet werden. Eine vergrößerte Darstellung der Histogrammlegenden ist in Abbildung 30 dargestellt.

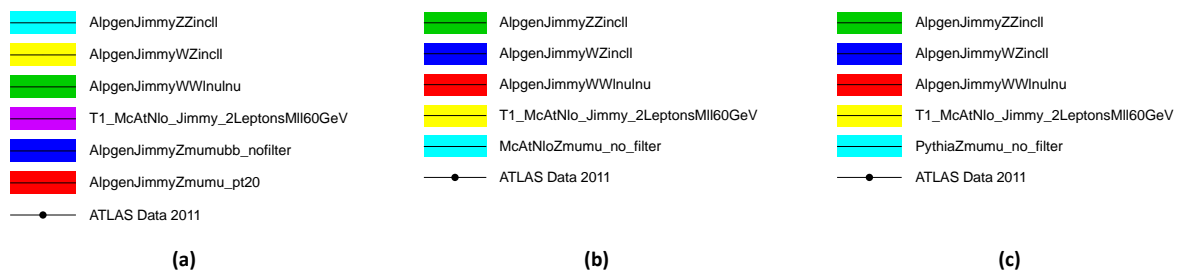


Abbildung 30 Vergrößerte Legende der im Folgenden abgebildeten Histogramme jeweils mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN (a), MC@NLO (b) und PYTHIA (c).

10.1 Schnittfluss

Zunächst wird der Schnittfluss unter Verwendung der drei MC-Generatoren untersucht. Das Ergebnis für ALPGEN ist in Abbildung 31 dargestellt. Es ist zu erkennen dass die MC-Vorhersage für die inklusive Analyse, d.h. nach dem MET-Schnitt, kompatibel mit den Daten ist. Dies gilt jedoch nicht mehr, sobald ein b-tagged Jet verlangt wird. In diesem Fall werden die Daten stark unterschätzt, was durch die b-Tagging-Kalibration noch verstärkt wird. Dasselbe gilt für den MC@NLO-Generator, wie in Abbildung 32 zu sehen ist, wobei die Abweichungen für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten noch größer sind als bei ALPGEN. Der in Abbildung 33 gezeigte Schnittfluss mit dem PYTHIA-Sample stimmt hingegen gut mit den Daten bis hin zur Analyse mit b-tagged Jets überein.

In Tabelle 16 ist der Schnittfluss der ATLAS-Daten im Vergleich zu allen verwendeten MC-Samples jeweils mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN, MC@NLO und PYTHIA dargestellt. Es wird dabei erneut deutlich, dass PYTHIA die Daten am besten beschreibt.

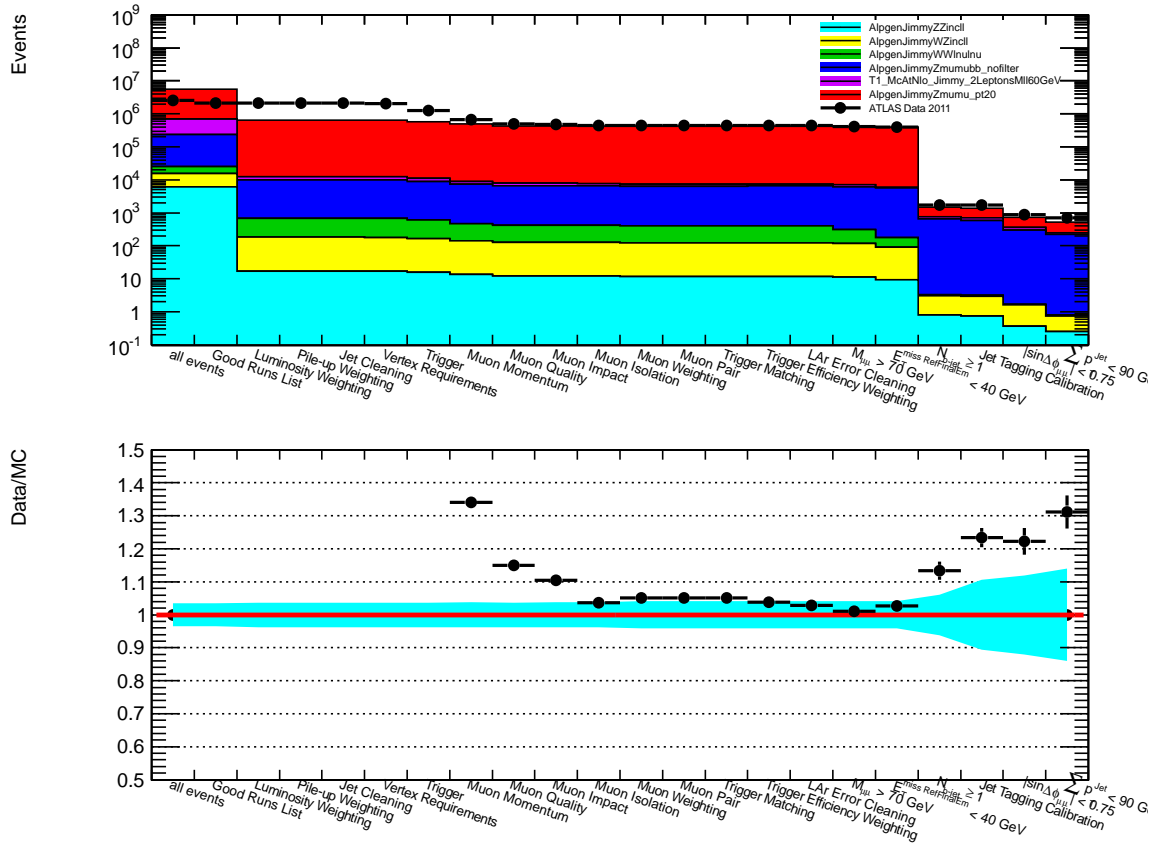


Abbildung 31 Schnittfluss-Diagramm für das $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

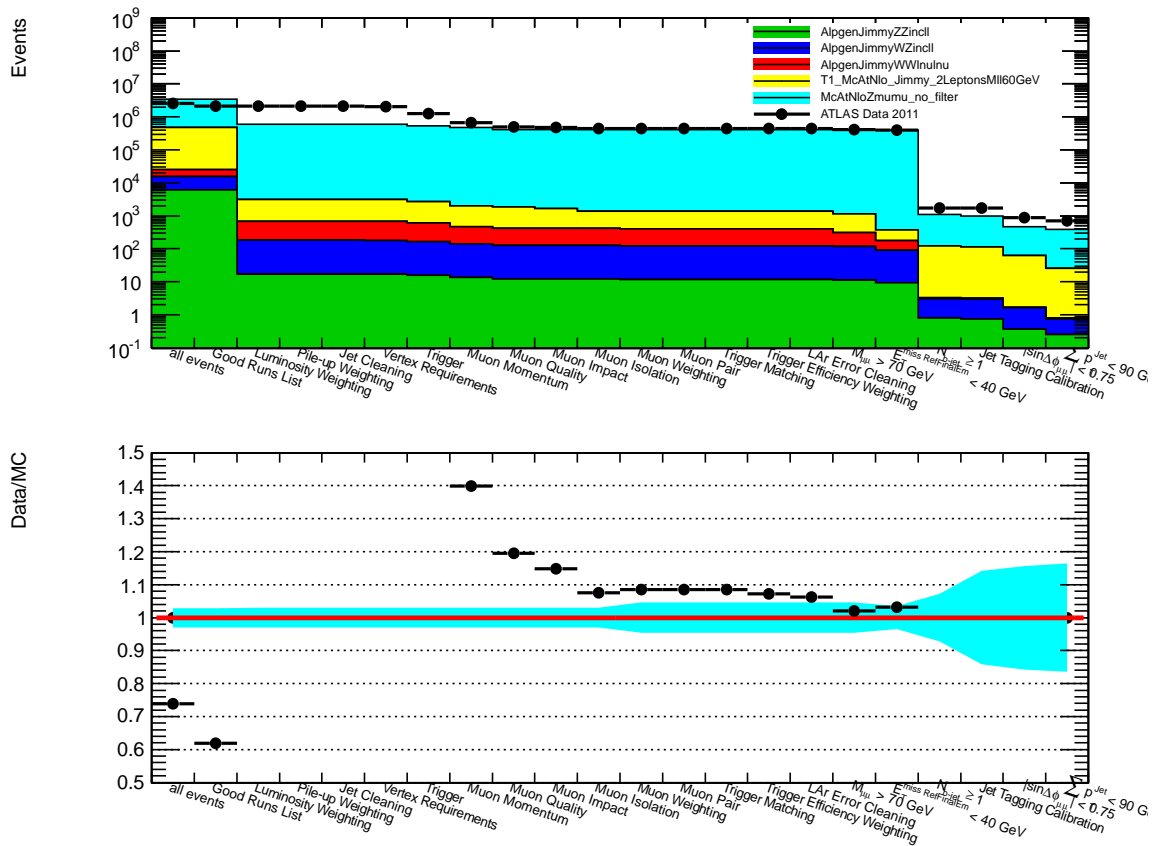


Abbildung 32 Schnittfluss-Diagramm für das $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

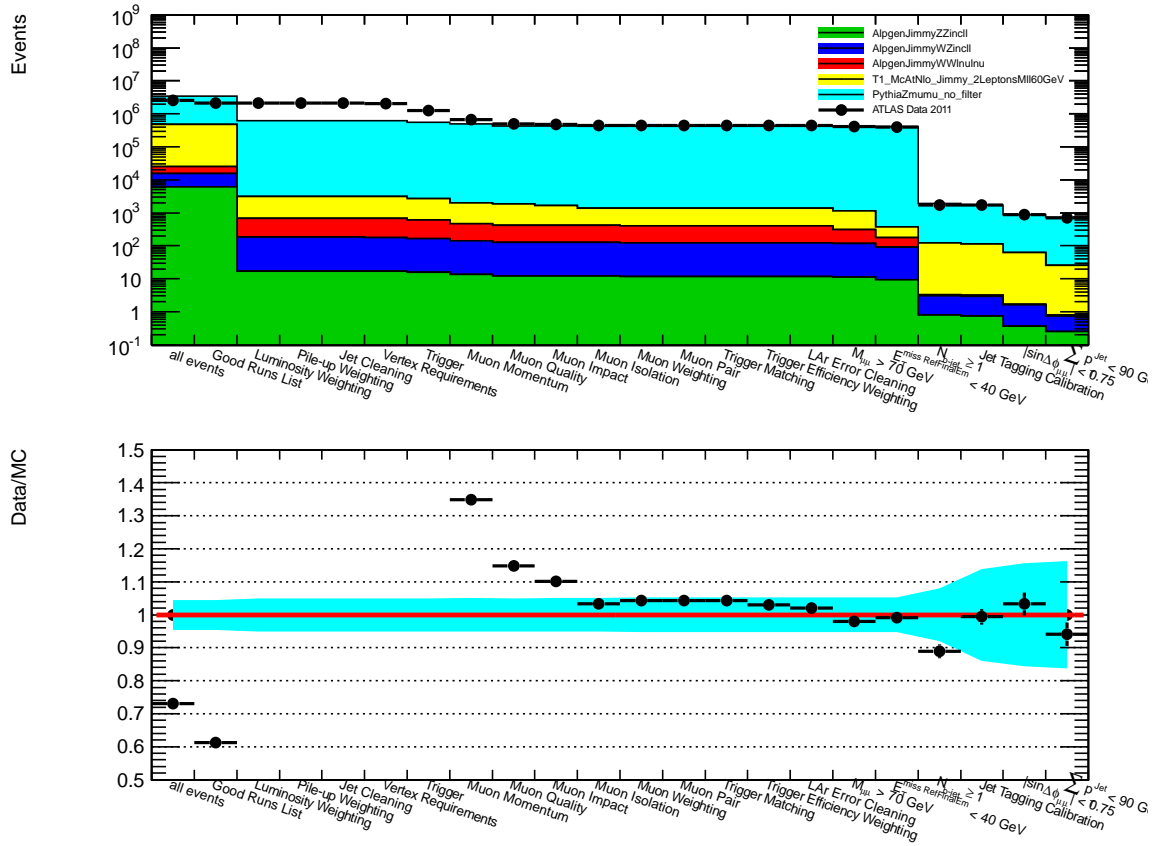


Abbildung 33 Schnittflussdiagramm für das $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Schnitt-Nr.	ATLAS-Daten	ALPGEN		MC@NLO		PYTHIA	
	N_{Data}	N_{MC}	$\frac{N_{MC} - N_{Data}}{N_{Data}}$	N_{MC}	$\frac{N_{MC} - N_{Data}}{N_{Data}}$	N_{MC}	$\frac{N_{MC} - N_{Data}}{N_{Data}}$
-	2.560.536	5.509.835	115%	3.457.947	35%	3.495.425	37%
1	2.146.406	5.509.835	157%	3.457.947	61%	3.495.425	63%
3	2.146.406	641.884	-70%	595.623	-72%	615.429	-71%
5	2.144.630	641.884	-70%	595.623	-72%	615.429	-71%
6	2.052.040	636.142	-69%	589.701	-71%	610.898	-70%
7	1.263.301	570.473	-55%	532.802	-58%	553.452	-56%
8	674.076	502.510	-26%	481.741	-29%	499.653	-26%
9	498.732	433.596	-13%	417.272	-16%	434.535	-13%
10	477.360	432.294	-9,4%	415.948	-13%	433.468	-9,2%
11	444.734	429.323	-3,5%	413.387	-7,0%	430.650	-3,2%
12	444.734	423.300	-4,8%	409.718	-7,9%	426.606	-4,1%
13	444.717	423.294	-4,8%	409.713	-7,9%	426.601	-4,1%
14	441.941	420.573	-4,8%	407.030	-7,9%	423.873	-4,1%
15	441.941	425.475	-3,7%	412.001	-6,8%	429.074	-2,9%
17	437.620	425.455	-2,8%	411.983	-5,9%	429.056	-2,0%
18	410.112	405.600	-1,1%	402.166	-1,9%	418.626	2,1%
19	404.017	393.649	-2,6%	391.315	-3,1%	407.727	0,9%
20a	1.712	1.509	-12%	1.088	-36%	1.924	12%
21a	1.712	1.386	-19%	969	-43%	1.721	0,6%
22a	895	731	-18%	466	-48%	866	-3,2%
23a	692	527	-24%	394	-43%	735	6,3%

Tabelle 16 Schnittflusstabelle mit Vergleich zwischen den ATLAS-Daten und ALPGEN, MC@NLO und PYTHIA

Schnitt-Nr.	Schnitt-Name	Daten/MC	Analyse	
1	Good Runs List	Daten	Vorselektion	
3	Luminosity Weighting	MC		
5	Jet Cleaning	Daten		
6	Vertex Requirements	Daten & MC		
7	Trigger	Daten & MC		
8	Muon Momentum	Daten & MC		
9	Muon Quality	Daten & MC		
10	Muon Impact	Daten & MC		
11	Muon Isolation	Daten & MC		
12	Muon Weighting	MC		
13	Muon Pair	Daten & MC		
14	Trigger Matching	Daten & MC		
15	Trigger Efficiency Weighting	MC		
17	LAr Error Cleaning	Daten & MC		
18	$M_{\mu\mu} > 70 \text{ GeV}$	Daten & MC		Inklusive Analyse
19	$E_T^{miss} < 40 \text{ GeV}$	Daten & MC		
20a	Min. ein b-tagged Jet	Daten & MC		Analyse mit b-Jet-Kandidaten
21a	b-Tagging Kalibration	MC		
22a	$ \sin \Delta\phi_{\mu\mu} < 0.75$	Daten & MC		
23a	$\sum p_T^{jet} < 90 \text{ GeV}$	Daten & MC		

Tabelle 17 Übersicht über die angewendeten Schnitte und MC-Korrekturen

10.2 Myonen-Variablen

Im Folgenden werden die Verteilungen der Transversalimpulse der ausgewählten Myonen aller durch die inklusive Analyse selektierten Ereignisse betrachtet. Wie in Abbildung 34 und Abbildung 36 zu erkennen ist, stimmen die Vorhersagen von ALPGEN und PYTHIA gut mit den ATLAS-Daten überein, wohingegen das von MC@NLO generierte p_T -Spektrum ab etwa 50 GeV von ihnen stark nach unten abweicht, wie Abbildung 35 zeigt. Weitere Verteilungen von Myonen-Variablen werden in Anhang B dargestellt.

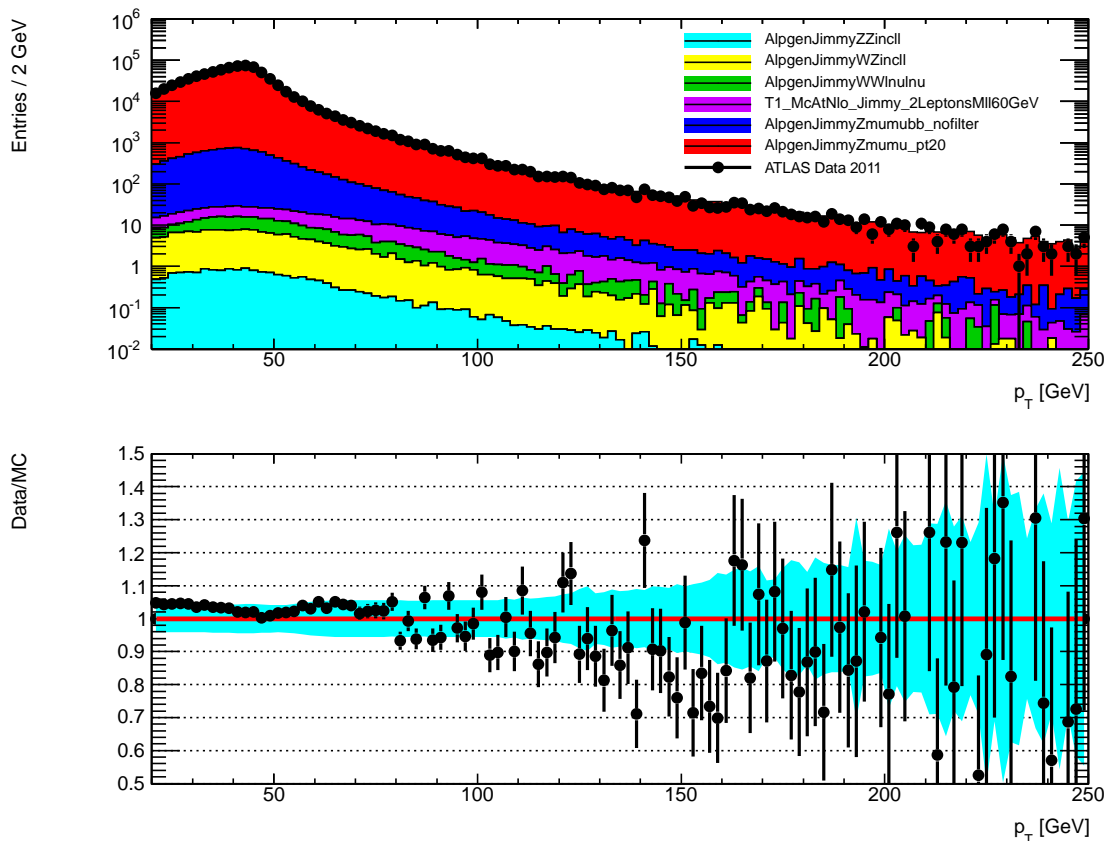


Abbildung 34 p_T -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Ereignisselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

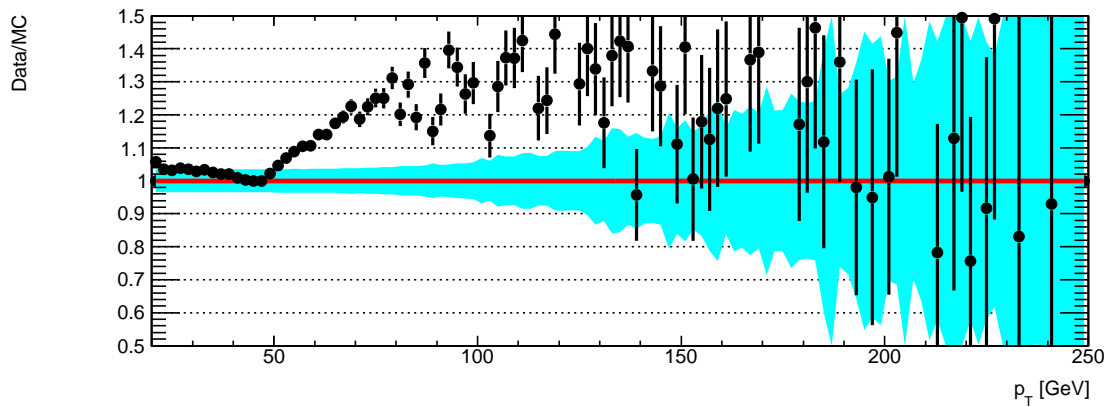
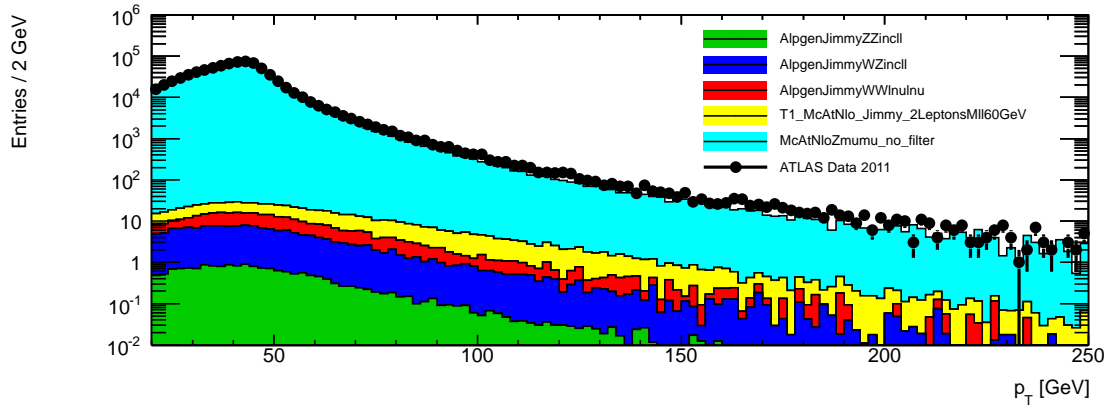


Abbildung 35 p_T -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Ereignisselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

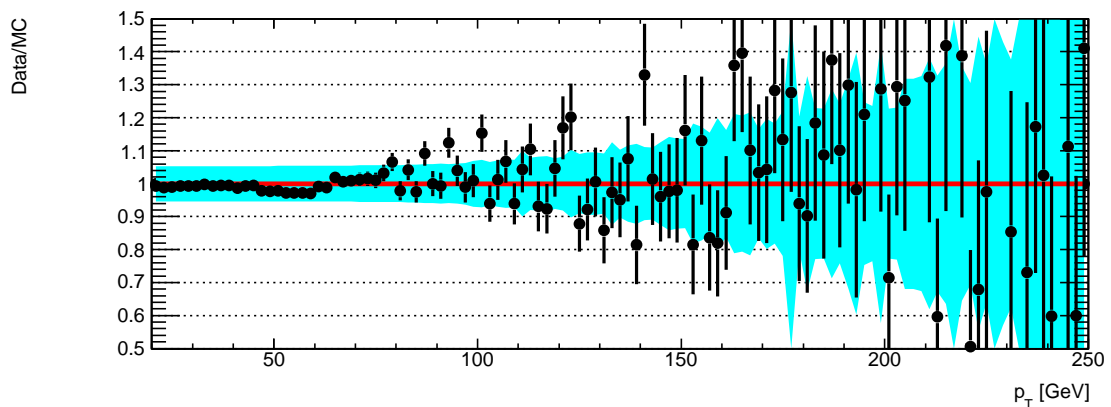
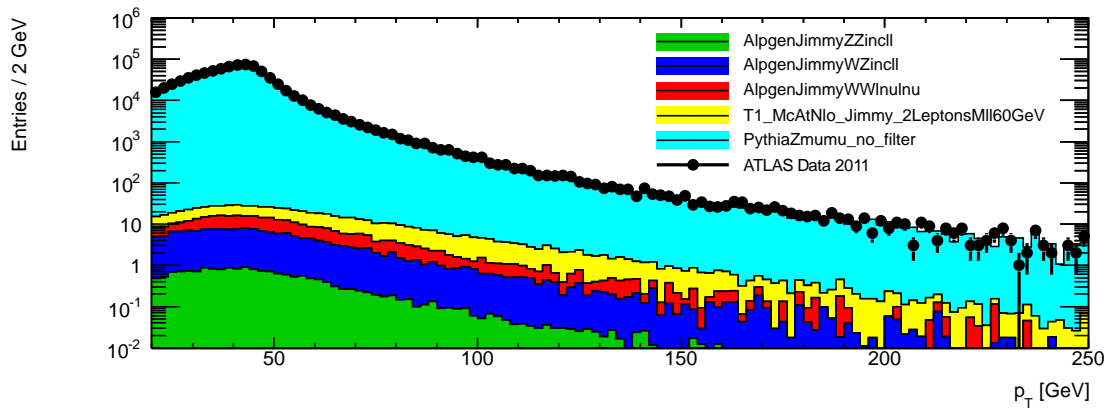


Abbildung 36 p_T -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Ereignisselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

10.3 Jet Variablen

Die Jet-Verteilungen sind für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten von großer Bedeutung, sowohl im Hinblick auf das b-Tagging als auch hinsichtlich des Schnittes auf die Jet-Aktivität. Der Vergleich zwischen ATLAS-Daten und MC zeigt, dass die Verteilung der Transversalimpulse der Jets von ALPGEN am besten simuliert wird, wie Abbildung 37 zeigt. Auch wenn die MC-Vorhersage etwa 10% oberhalb der Daten liegt, beträgt der Abstand nur etwa eine Standardabweichung bei gleicher Form der Verteilung. PYTHIA hingegen generiert zu wenige Jets mit hohem Transversalimpuls, wie in Abbildung 39 zu erkennen ist. Der Abstand zwischen Daten und MC ist etwas größer als eine Standardabweichung. Da ein klarer Trend zu erkennen ist, kann nicht von einer statistischen Fluktuation ausgegangen werden. Die Abweichungen zwischen dem MC@NLO-Sample und den ATLAS-Daten ist in Abbildung 38 selbst in der logarithmischen Skala zu erkennen und beträgt für hohe Transversalimpulse etwa 200%. Dies wird einer der Gründe für den beobachteten Unterschied im Schnittfluss zwischen Daten und MC@NLO für die Analyse mit b-tagged Jets sein.

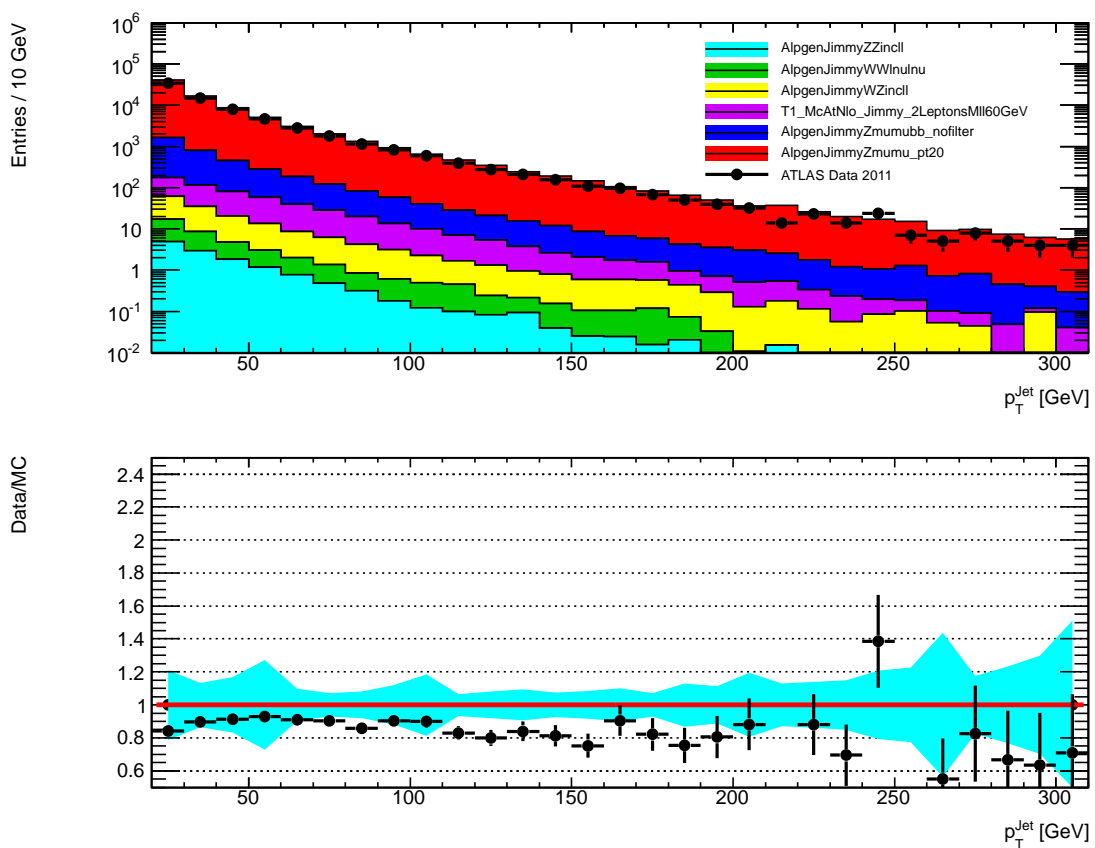


Abbildung 37 p_T -Verteilung der Jets nach der inklusiven Ereignisselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

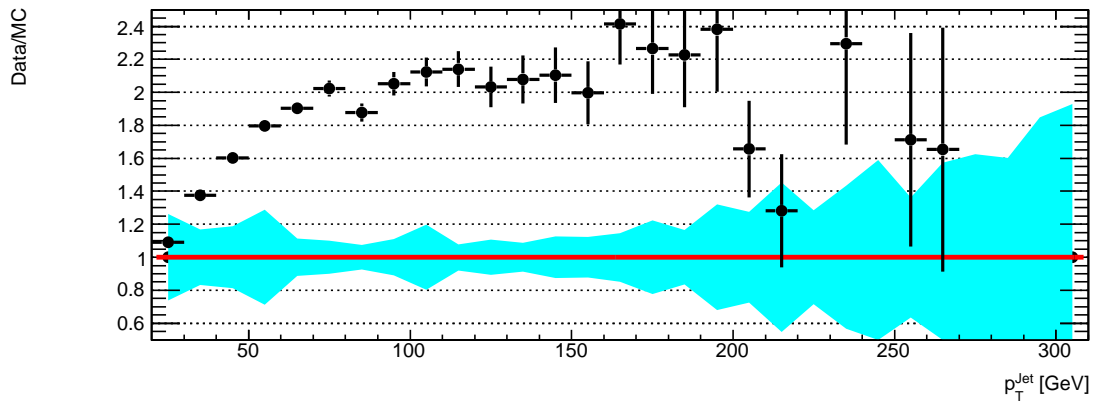
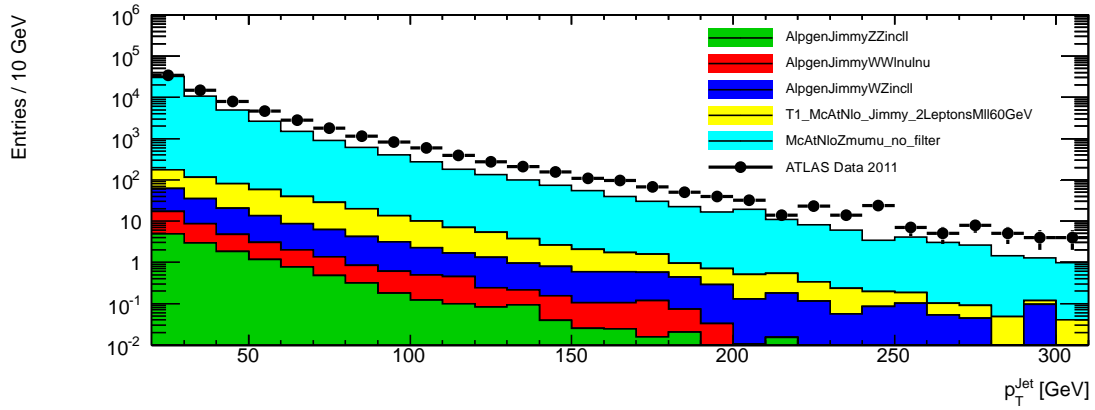


Abbildung 38 p_T -Verteilung der Jets nach der inklusiven Ereignisselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

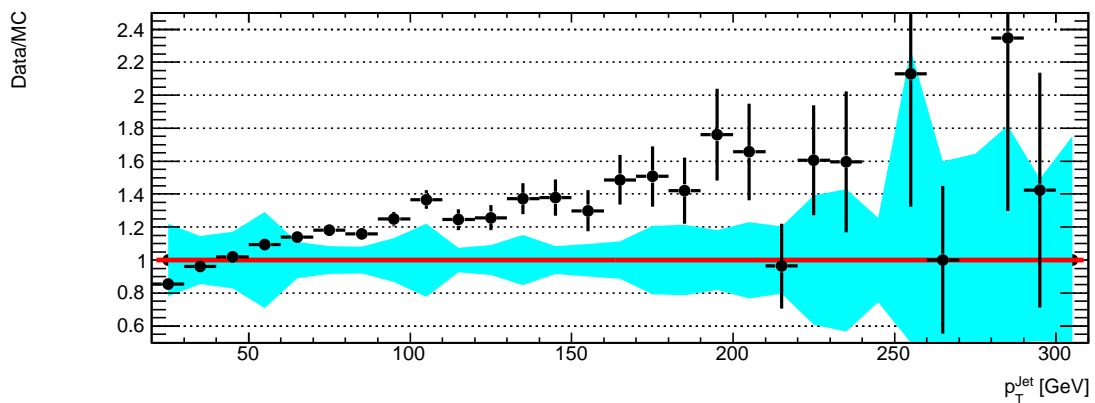
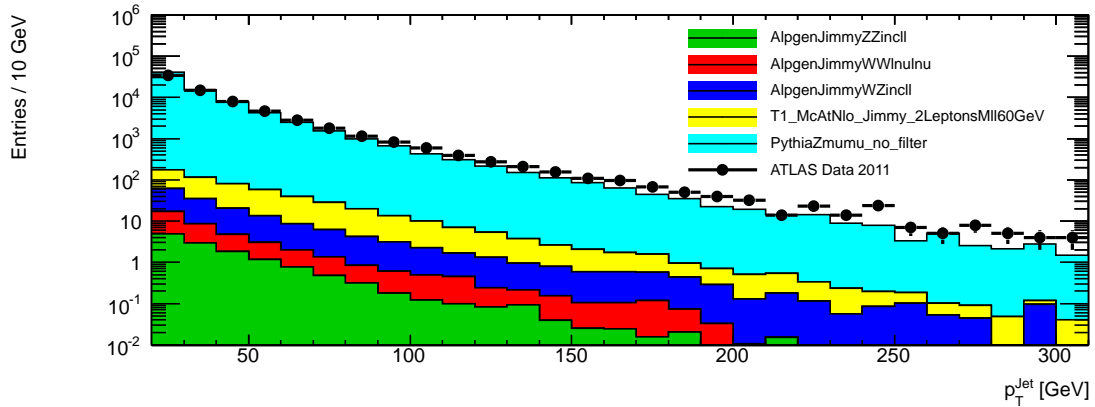


Abbildung 39 p_T -Verteilung der Jets nach der inklusiven Ereignisselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

10.4 Inklusive Analyse

Der wichtigste Schnitt der inklusiven Analyse ist der auf die MET. Da keiner der untersuchten MC-Generatoren die Daten korrekt beschreibt, werden die in Abschnitt 8.1.4 aufgelisteten drei MET-Varianten untereinander verglichen. Die Abweichungen zwischen den Generatoren sind gegenüber dem Unterschied zwischen Daten und MC gering, sodass nur jeweils eine MET-Variante mit einem Generator gezeigt wird. MET LochHadTopo ist in Abbildung 40 dargestellt. Die MC-Vorhersage von ALPGEN weicht zunächst um 40% nach unten von den Daten ab. Zwischen 20 GeV und 60 GeV verkehrt sich die Situation und die Datenpunkt liegen bis zu 20% unterhalb der MC-Verteilung, um anschließend mit ihr übereinzustimmen. Dieselbe Form der Abweichung zeigen auch die Verteilungen von MET RefFinal und MET RefFinalEm in Abbildung 41 und Abbildung 42, jedoch ist ihre prozentuale Abweichung mit bis zu 60% für MET RefFinal noch größer. Dies ist umso bedauerlicher, da die Trennkraft zwischen $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $t\bar{t}$ von MET LochHadTopo erkennbar geringer ist als von MET RefFinal und MET RefFinalEm. Für die Schnittoptimierung werden daher MET LochHadTopo und MET RefFinalEm unter Angabe getrennter Schnittwerte verwendet.

In ähnlichen Analysen wurden zwar ebenfalls Abweichungen zwischen den Daten und MC in der MET-Verteilung beobachtet, jedoch von etwas geringerem Maße [102]. Ein Fehler im Analysecode lässt sich nicht ausschließen, erscheint jedoch unwahrscheinlich, da die gleichen Unterschiede zwischen Daten und MC auftreten, wenn sämtliche MC-Korrekturen deaktiviert und die MC-Ereignisse somit mit demselben Code analysiert werden wie die Daten. Es ist außerdem zu berücksichtigen, dass die systematischen Fehler der MET nicht vollständig untersucht werden konnten.

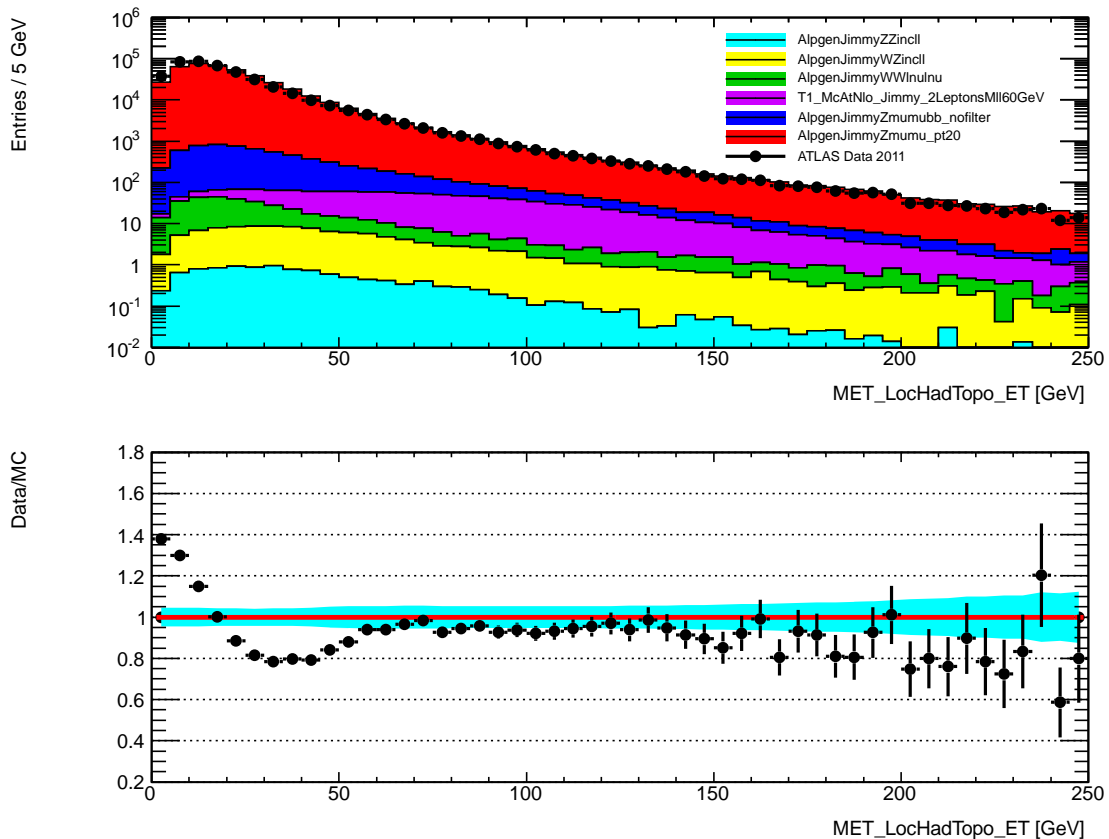


Abbildung 40 Verteilung von MET LochHadTopo nach der Vorselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von ALPGEN

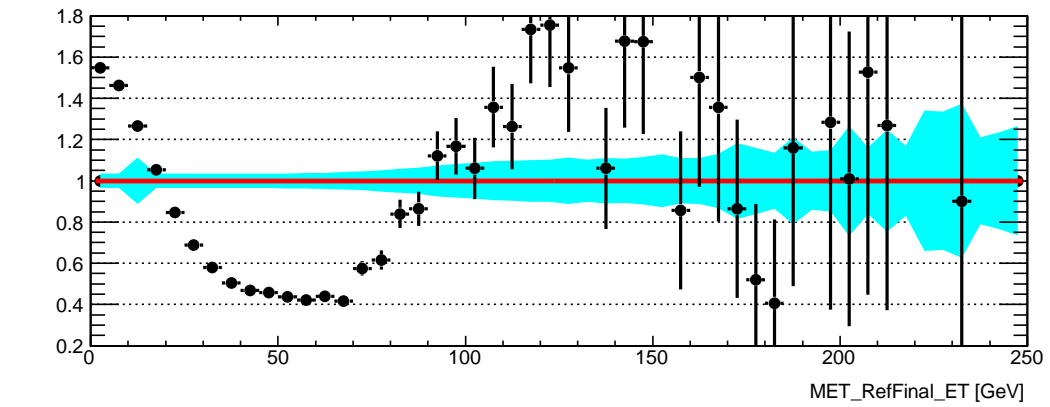
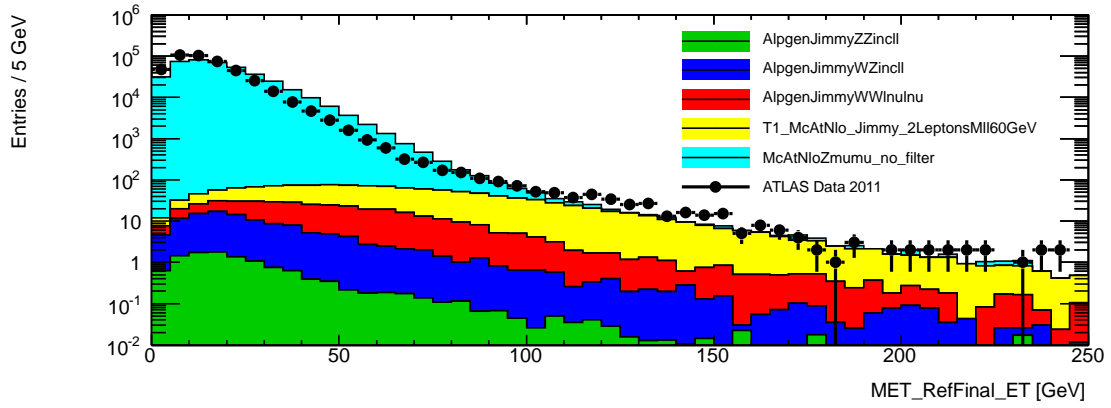


Abbildung 41 Verteilung von MET RefFinal nach der Vorselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von MC@NLO

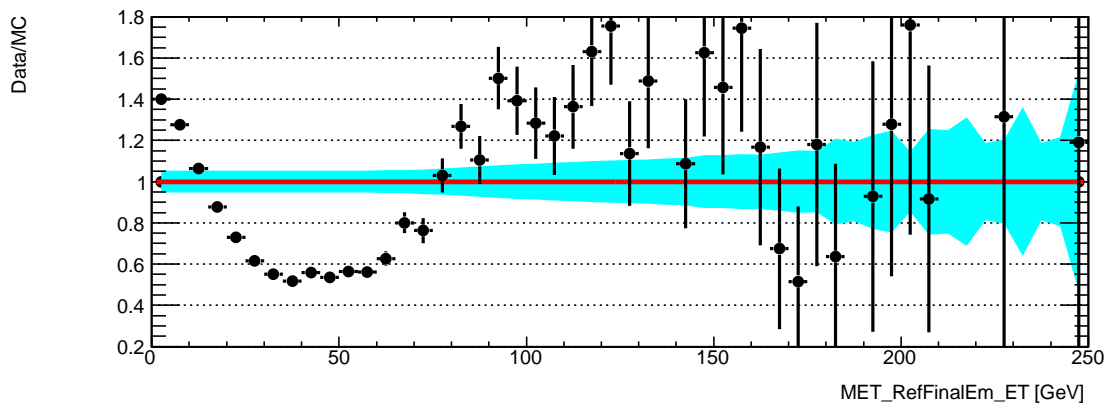
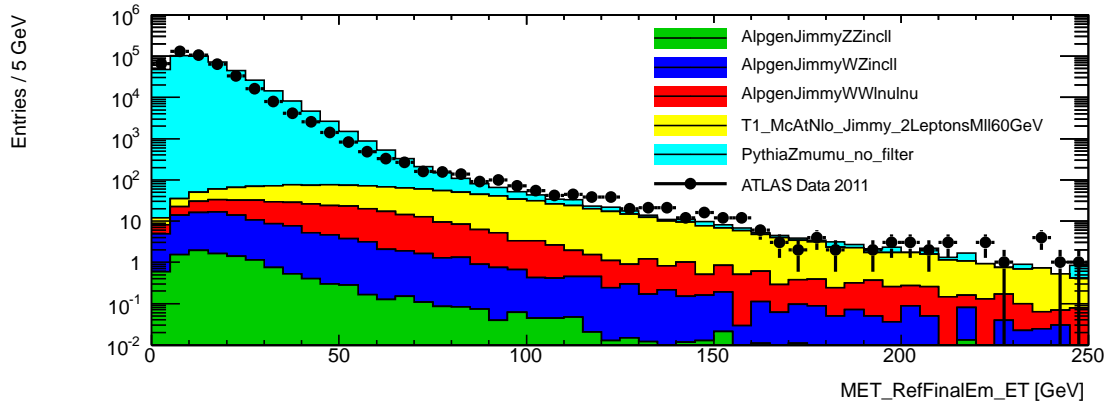


Abbildung 42 Verteilung von MET RefFinalEm nach der Vorselektion mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA

Für die Schnittoptimierung entscheidend ist die Übereinstimmung der simulierten Verteilung der invarianten Masse mit der in den ATLAS-Daten gemessenen Verteilung. Abbildung 43 bis Abbildung 45 zeigen die Ergebnisse für ALPGEN, MC@NLO und Pythia. Es ist zu erkennen, dass der Z^0 -Pol von allen drei MC-Generatoren gut simuliert wird, während an den beiden Flanken der Breit-Wigner-Verteilung die Daten trotz der zusätzlichen Verschmierung der Myonen-Transversalimpulse über der MC-Vorhersage liegen. Bei ALPGEN und MC@NLO beträgt der Abstand zwischen Daten und MC mehr als eine Standardabweichung. Vor allem bei ALPGEN besteht ein genereller Trend zur Unterschätzung der Verteilung der ATLAS-Daten. Es wird vermutet, dass dies durch die Verwendung der CTEQ6L1 LO-PDF [103] von ALPGEN verursacht wird [104]. Wie sich in Vergleichsstudien gezeigt hat, werden dadurch weniger Ereignisse mit Myonen mit kleinen Werten von $|\eta|$ simuliert [105]. Die entsprechende η -Verteilung in Anhang B verdeutlicht dies. Demgegenüber liegen bei PYTHIA fast alle Daten-Ereignisse innerhalb des Fehlerbandes der MC-Vorhersage.

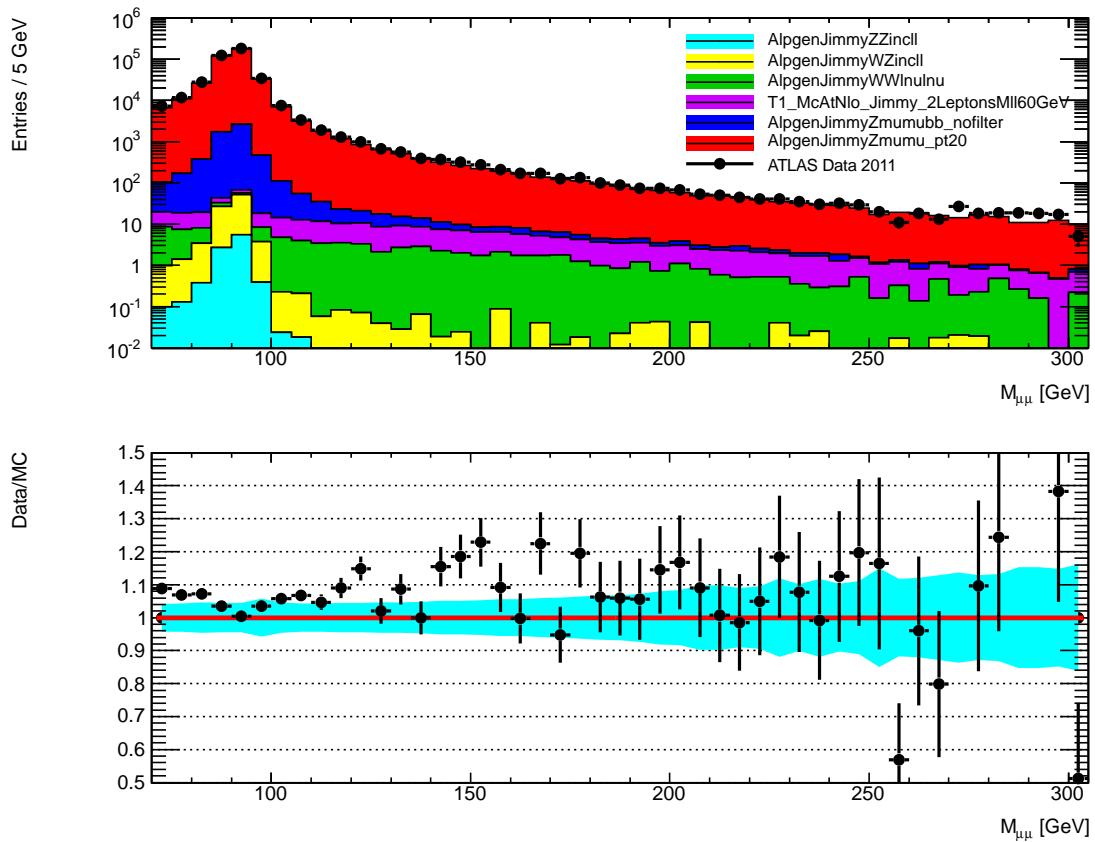


Abbildung 43 Verteilung der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von ALPGEN

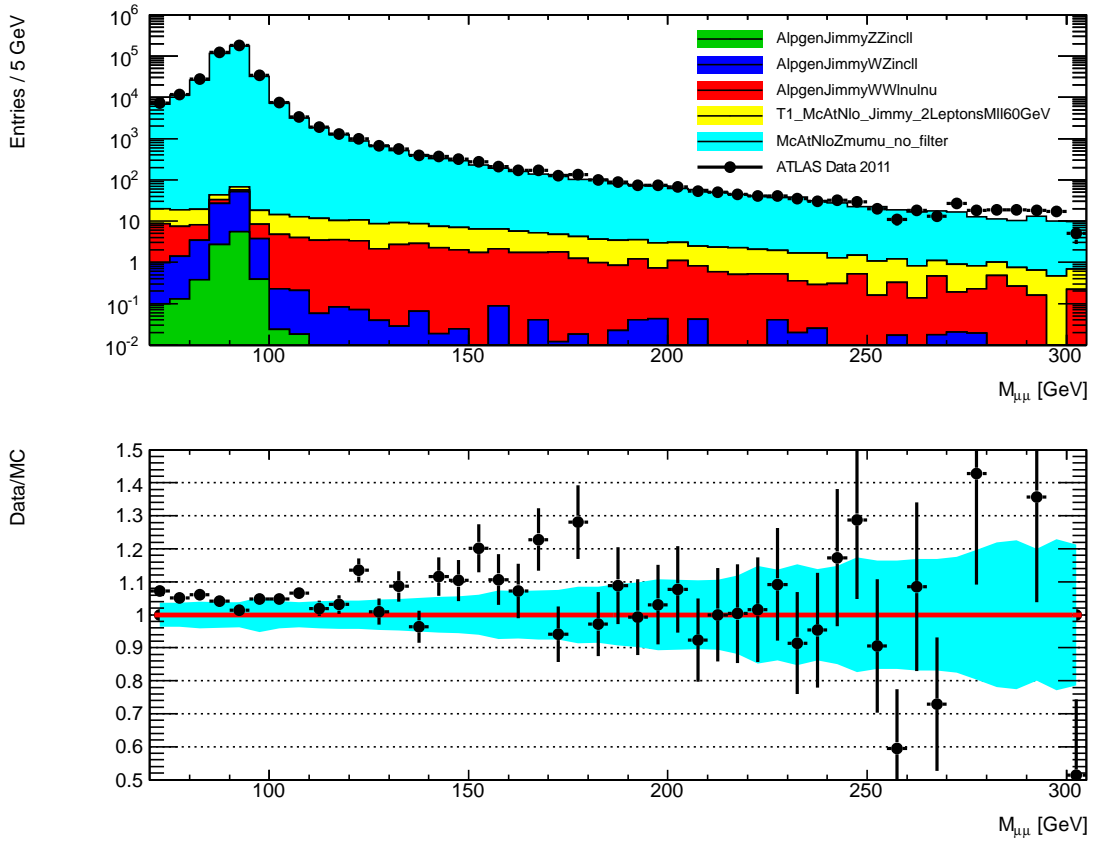


Abbildung 44 Verteilung der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von MC@NLO

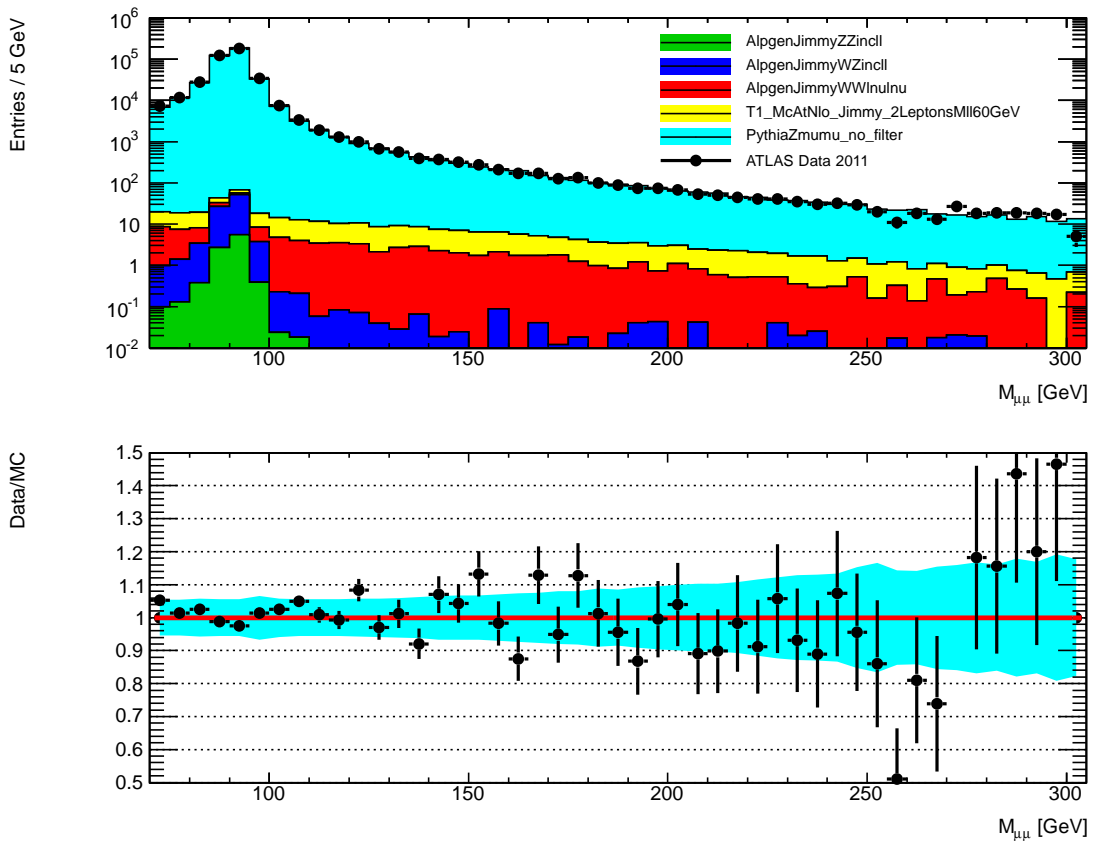


Abbildung 45 Verteilung der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA

10.5 Analyse mit b-Jets

Da sich bereits beim Schnittfluss gezeigt hat, dass weder ALPGEN noch MC@NLO für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten geeignet sind, werden nur die von PYTHIA generierten Verteilungen der Schnittvariablen dargestellt. Die der anderen beiden Generatoren befinden sich in Anhang B.

Für das b-Tagging entscheidend ist die Verteilung des SV_0 -Gewichts, welche in Abbildung 46 zu sehen ist. Offensichtlich wird sie von PYTHIA gut beschrieben, wobei ein leichter Trend zur Überschätzung der Daten zu erkennen ist.

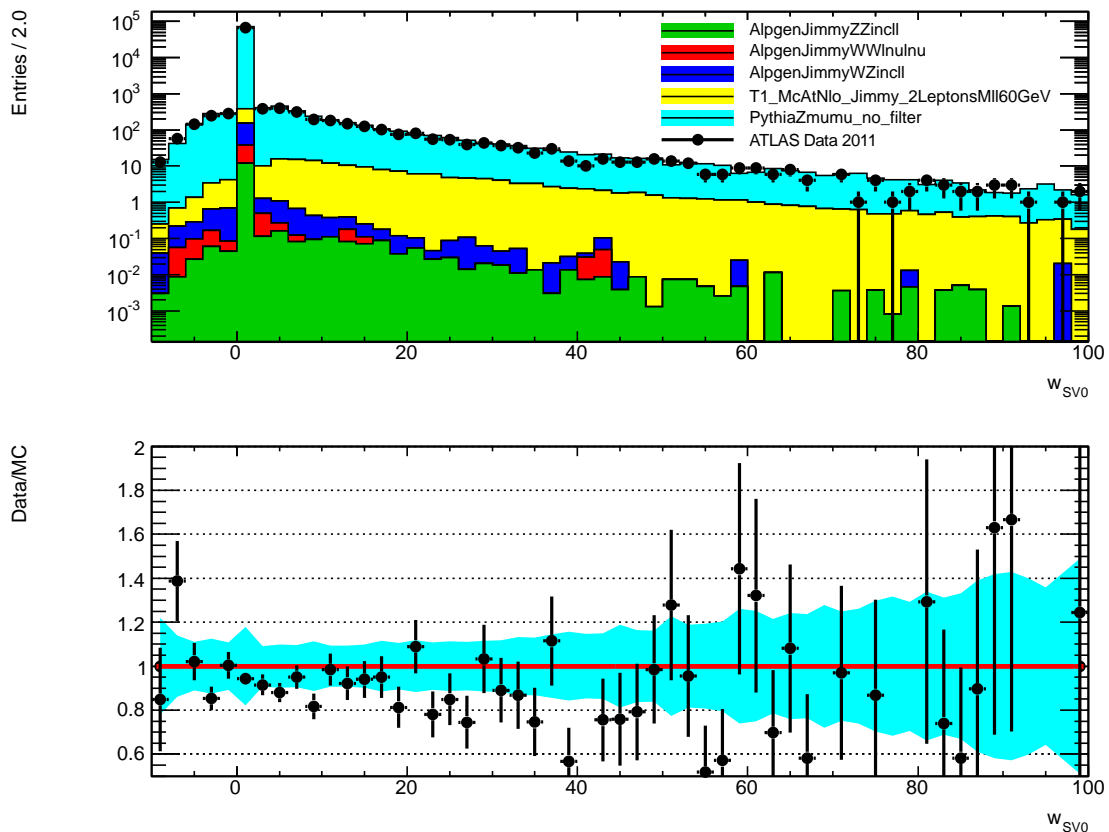


Abbildung 46 Verteilung der SV_0 -Gewichte nach der inklusiven Analyse mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Daraus resultierend ist die Anzahl an b-tagged Jets im Vergleich mit der in den ATLAS-Daten etwas zu groß, jedoch noch im Abstand einer Standardabweichung, wie in Abbildung 47 zu sehen ist. Dieser Unterschied wird, wie der Schnittfluss in Abbildung 33 gezeigt hat, durch die nachfolgende b-Tagging-Kalibration ausgeglichen, sodass Daten und MC anschließend in guter Übereinstimmung sind.

Die in Abbildung 48 dargestellte Verteilung der Myonen-Öffnungswinkel von PYTHIA ist mit den Daten kompatibel, auch wenn tendenziell der Öffnungswinkel etwas zu klein simuliert wird.

Wie bereits aus dem p_T -Spektrum der Jets zu erwarten war, wird auch die Jet-Aktivität von Pythia nicht in voller Übereinstimmung mit den ATLAS-Daten simuliert. Die Anzahl der Ereignisse mit großen p_T -Summen wird unterschätzt, wie Abbildung 49 zeigt.

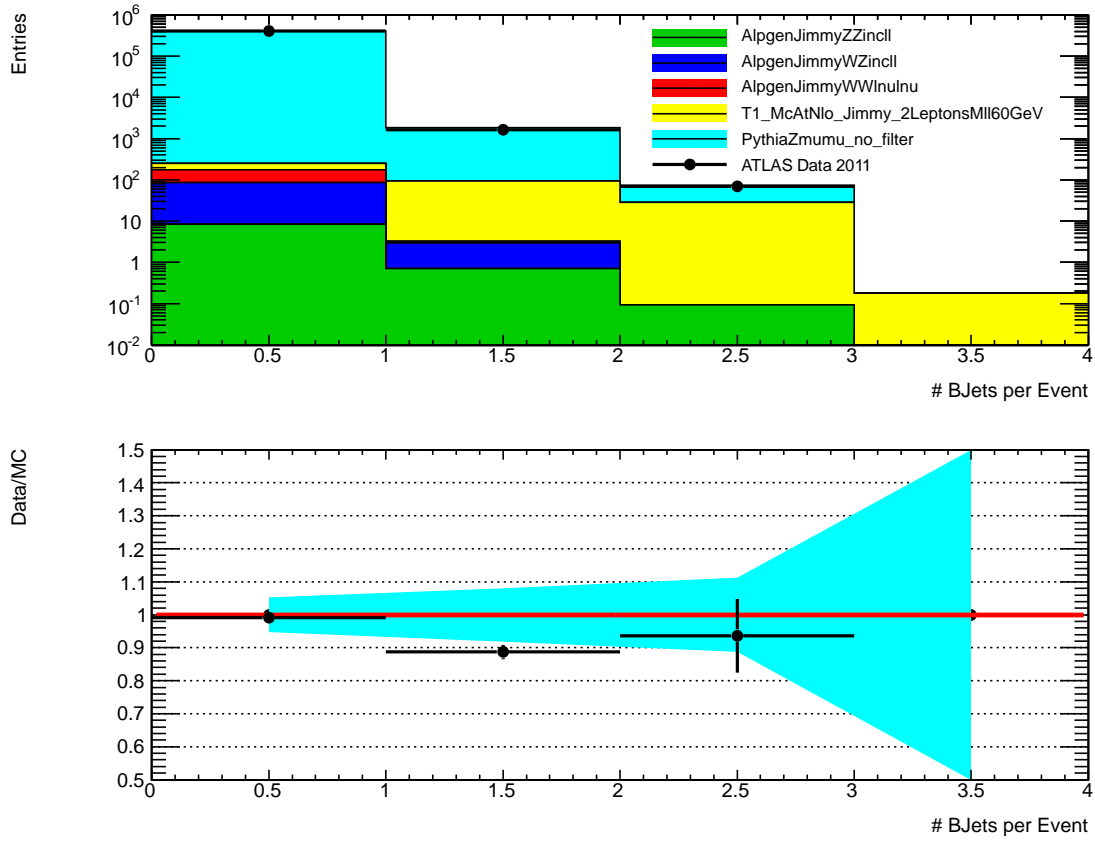


Abbildung 47 Anzahl der b-tagged Jets nach der inklusiven Analyse mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

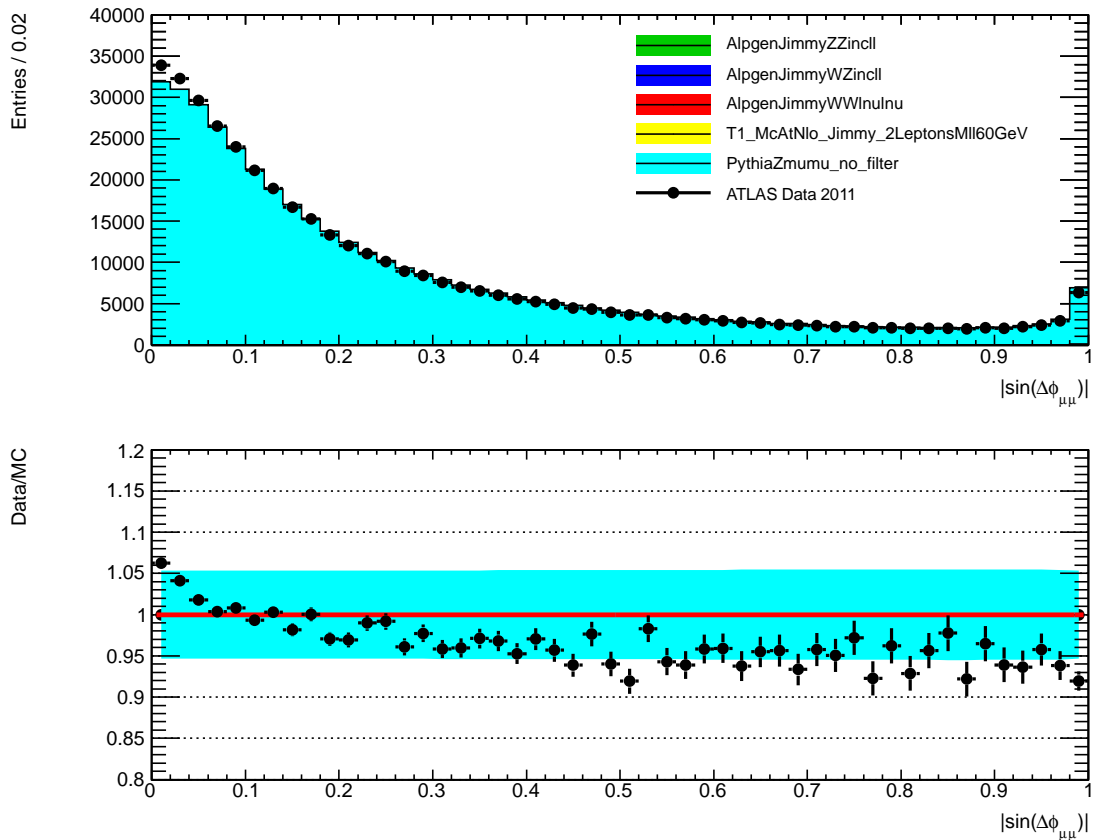


Abbildung 48 Verteilung der Myonen-Öffnungswinkel mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

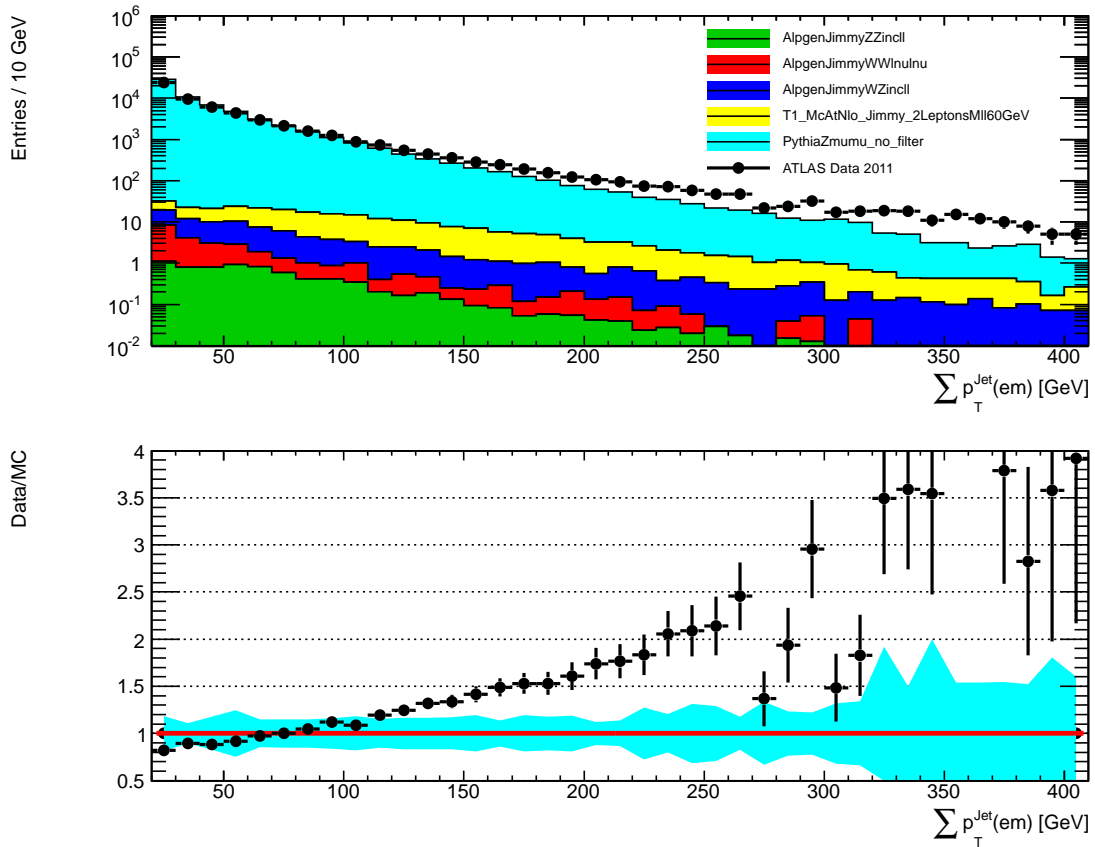


Abbildung 49 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA

Abschließend wird für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten das Spektrum der invarianten Masse für ALPGEN, MC@NLO und PYTHIA in Abbildung 50 bis Abbildung 52 gezeigt. Wie aus dem Schnittfluss von ALPGEN und MC@NLO zu erwarten ist, werden die Daten von beiden Generatoren zum Teil stark unterschätzt. Einzig die von PYTHIA generierte Verteilung ist mit den ATLAS-Daten gut kompatibel.

Im Vergleich zur inklusiven Analyse ist zu erkennen, dass der $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Untergrund noch immer dominiert, verglichen mit $t\bar{t}$ aber stark abgenommen hat. Auch der Untergrund durch Zweibosonen-Zerfälle wird durch das b-Tagging stark reduziert.

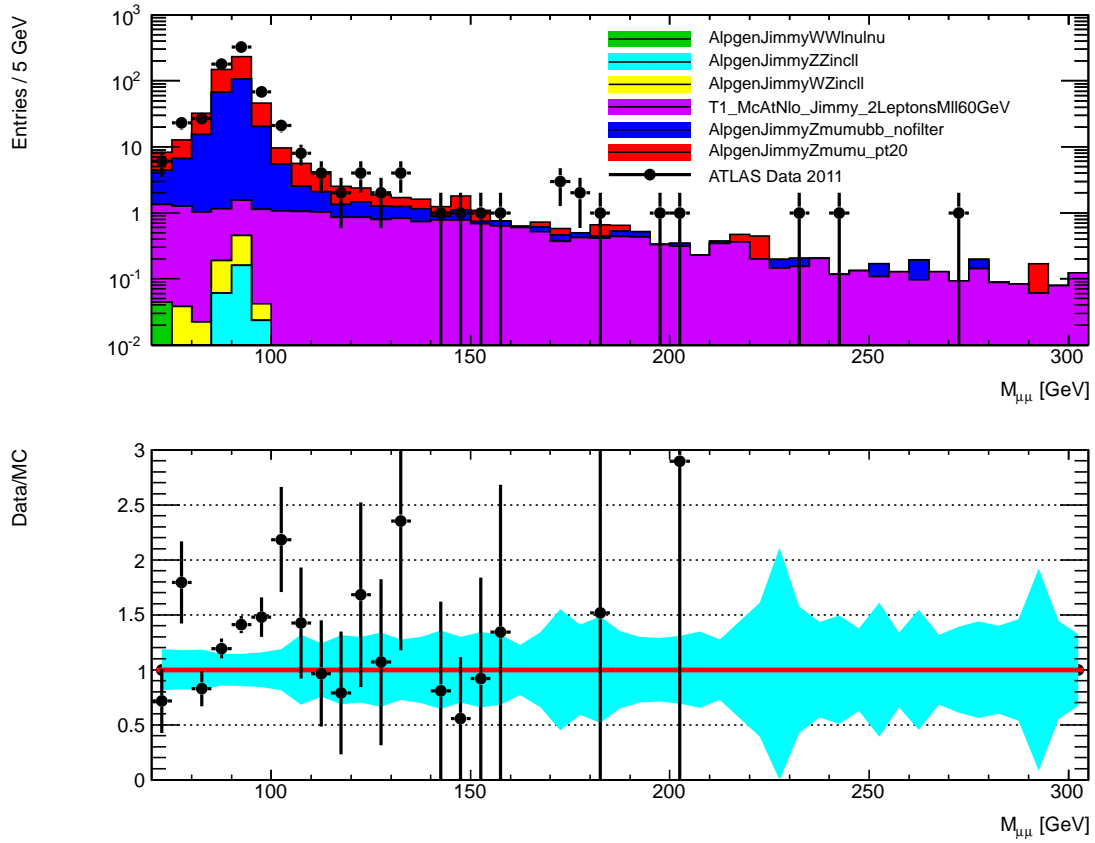


Abbildung 50 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse mit b-tagged Jets mit dem ALPGEN $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample

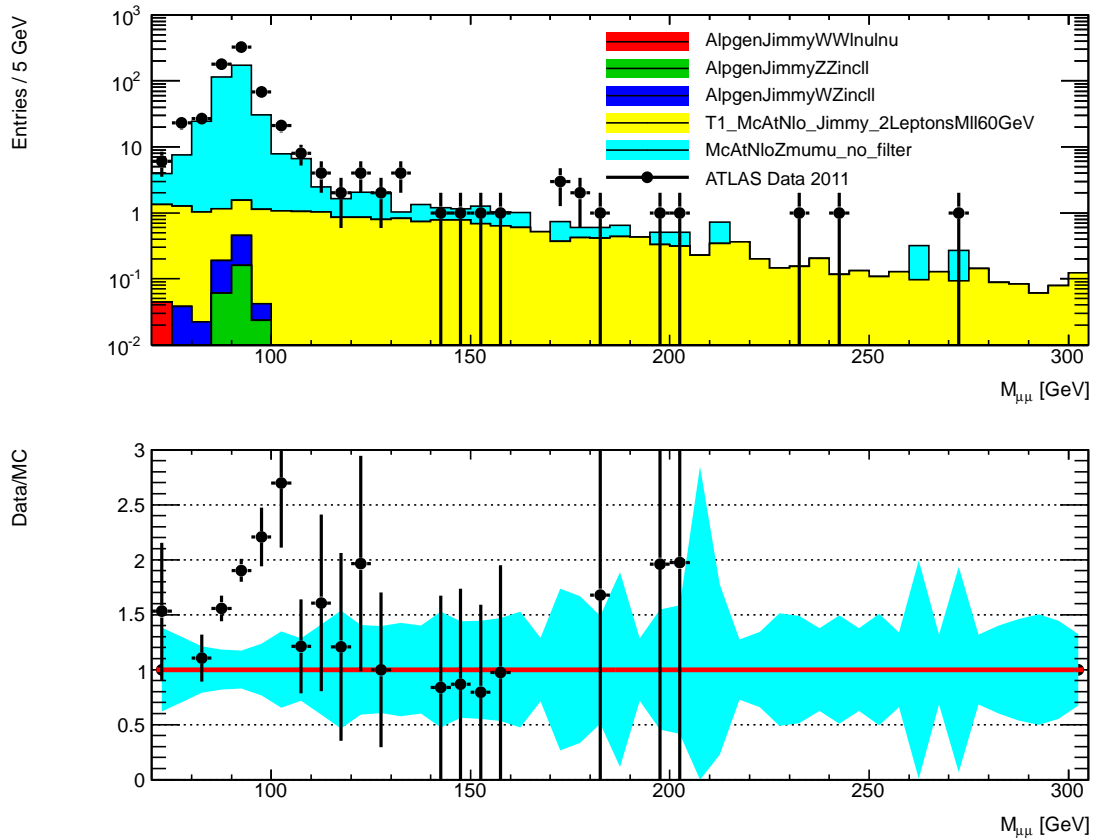


Abbildung 51 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse mit b-tagged Jets mit dem MC@NLO $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample

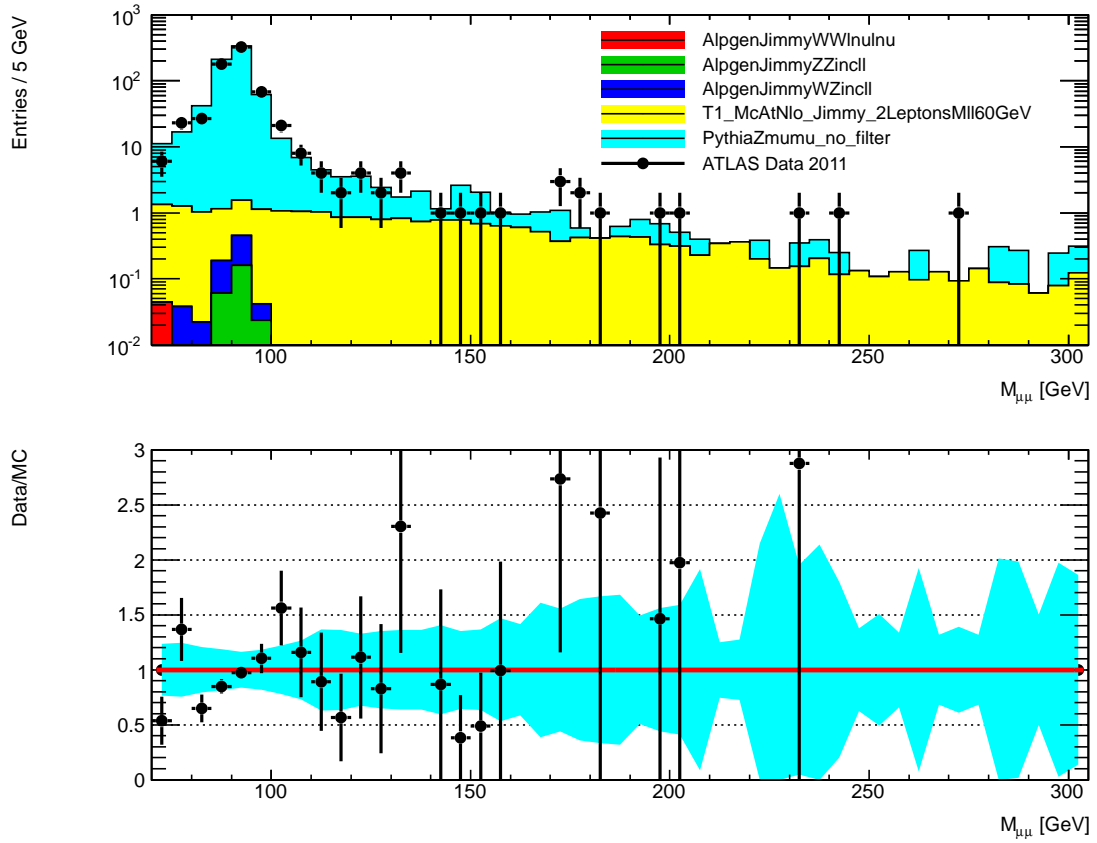


Abbildung 52 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse mit b-tagged Jets mit dem PYTHIA $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample

10.6 Analyse ohne b-Jets

Der Vergleich der MC-Generatoren wird durch die Betrachtung der Verteilung der invarianten Masse der Analyse ohne b-Jet-Kandidaten abgeschlossen. Abbildung 53 bis Abbildung 55 weisen fast dieselben Eigenschaften wie die gleichen Verteilungen der inklusiven Analyse auf, da nur wenige Ereignisse einen b-tagged Jet enthalten. ALPGEN und MC@NLO unterschätzten die ATLAS-Daten, während sie von PYTHIA gut beschrieben werden.

Von geringer Bedeutung ist angesichts des stark dominanten $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Untergrunds die Beobachtung, dass der $t\bar{t}$ -Untergrund durch das Verwerfen von Ereignissen mit b-tagged Jets reduziert wird. Bei zwei hochenergetischen b-Quarks im Endzustand ist die Wahrscheinlichkeit, keinen b-tagged Jet zu finden, geringer als bei den übrigen Prozessen.

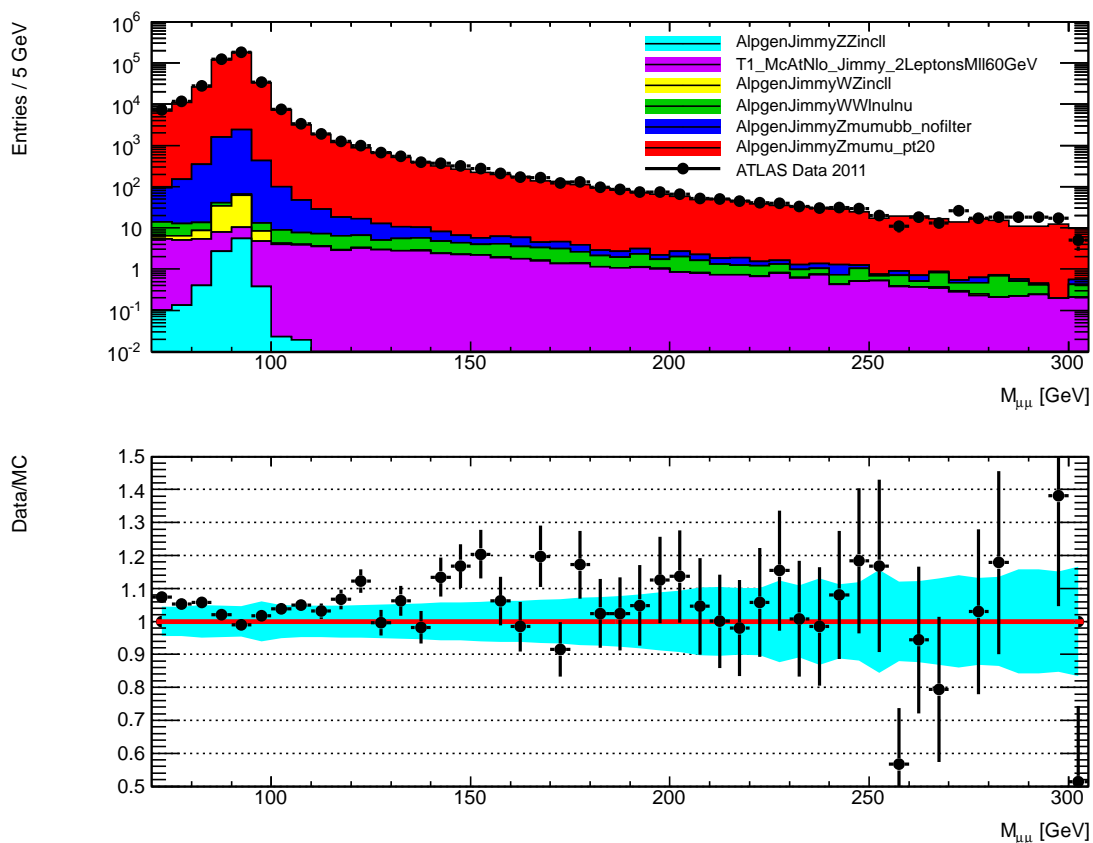


Abbildung 53 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse ohne b-tagged Jets mit dem ALPGEN $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample

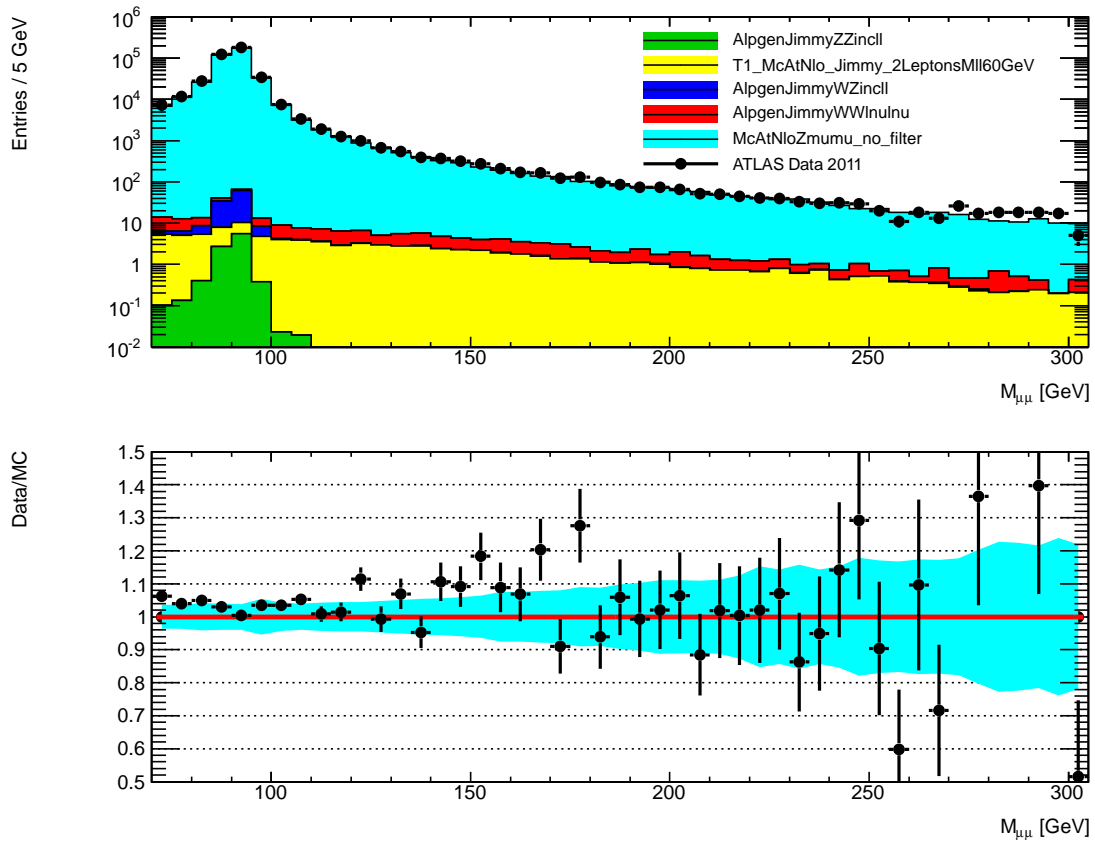


Abbildung 54 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse ohne b-tagged Jet mit dem MC@NLO $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample

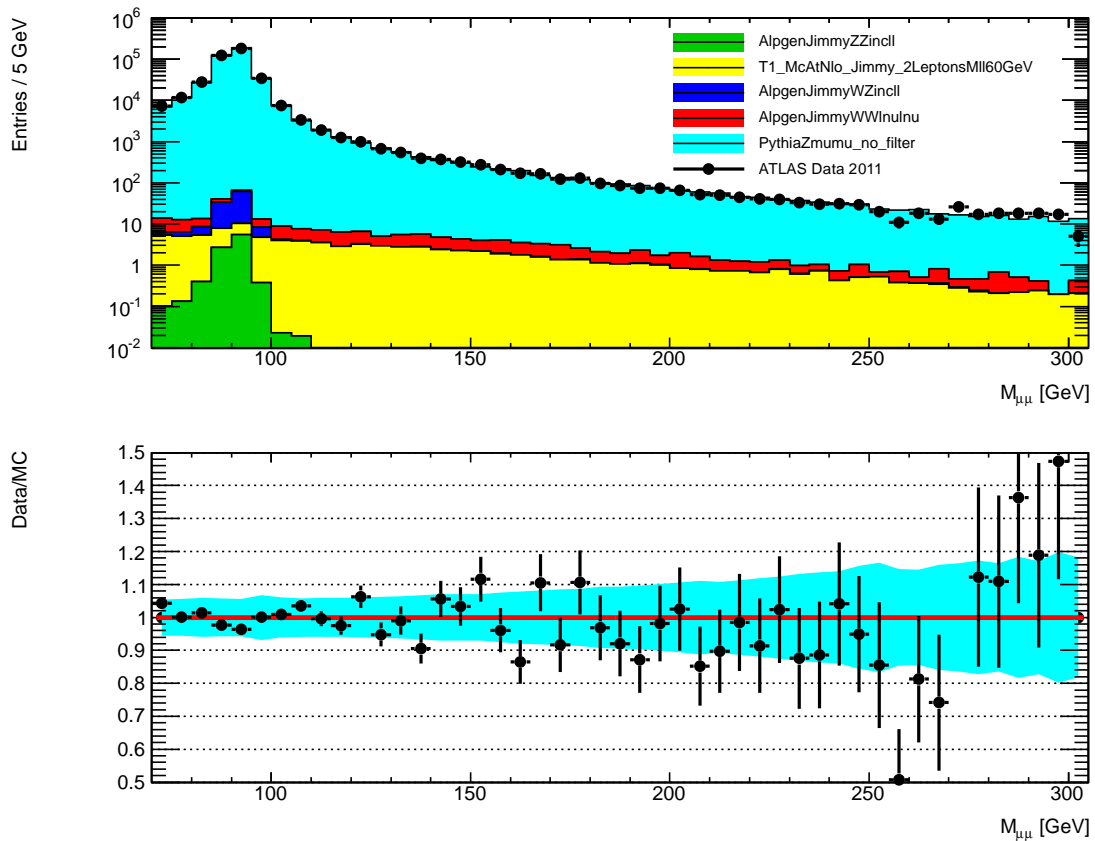


Abbildung 55 Spektrum der invarianten Masse nach der Analyse ohne b-tagged Jets mit dem PYTHIA $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample

10.7 Schlussfolgerung

Der Vergleich der Generatoren fällt eindeutig aus: In vielen der betrachteten Verteilungen weicht die MC-Vorhersage von MC@NLO stark von den ATLAS-Daten ab, während sie von PYTHIA zumeist sehr gut beschrieben werden. Auch wenn die verwendeten MC-Korrekturen unabhängig vom verwendeten Generator sein sollten, ist es für die Übereinstimmung des Samples von PYTHIA mit den ATLAS-Daten von Vorteil, dass fast alle verwendeten Detektor-Performance-Studien anhand von PYTHIA-Samples durchgeführt wurden. Der einzige Schwachpunkt von PYTHIA ist die Beschreibung des p_T -Spektrums der Jets, welches durch ALPGEN besser dargestellt wird. Die verwendeten ALPGEN-Samples sind jedoch von dem oben genannten PDF-Problem betroffen, sodass die ATLAS-Daten in vielen Verteilungen unterschätzt werden, obwohl deren Formen übereinstimmen. Weiterhin wird der Anteil der b-Jets durch ALPGEN unterschätzt, was sich vor allem in der Analyse mit b-Jet-Kandidaten bemerkbar macht und möglicherweise auf dasselbe PDF-Problem zurückzuführen ist. Mit einer geeigneteren PDF wären die ALPGEN Samples aufgrund der besseren Beschreibung der Jet-Kinematik gegenüber PYTHIA zu bevorzugen. Da eine Neugenerierung im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich ist, wird für die Schnittoptimierung hauptsächlich das PYTHIA-Sample verwendet. Die Samples von ALPGEN werden nur verwendet, um den Einfluss der abweichenden Modellierung des p_T -Spektrums auf die Schnittoptimierung zu untersuchen.

11 Optimierung der Ereignisselektion

11.1 Optimierungsziel

Eine Optimierung der Schnittselektion kann stets nur hinsichtlich eines zuvor definierten Analyseziels erfolgen. Im vorliegenden Fall ist dies die Entdeckung eines Higgs-Signals mit unbekannter Position im Spektrum der invarianten Masse und mit unbekanntem Wirkungsquerschnitt. Da die erwartete Signalgröße im Vergleich zum Untergrund sehr klein ist, können mit den verfügbaren ATLAS-Daten lediglich Ausschlusslimits in der m_A - $\tan\beta$ -Ebene für den Wirkungsquerschnitt der möglicherweise existierenden Higgs-Bosonen berechnet werden. Die Beobachtung eines Higgs-Peaks wird nicht möglich sein. In Abbildung 56 und Abbildung 57 ist das für eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} zu erwartende Signal bei verschiedenen Massen von A^0 und $\tan\beta = 40$ für die inklusive Analyse bzw. die Selektion mit b-tagged Jets dargestellt.

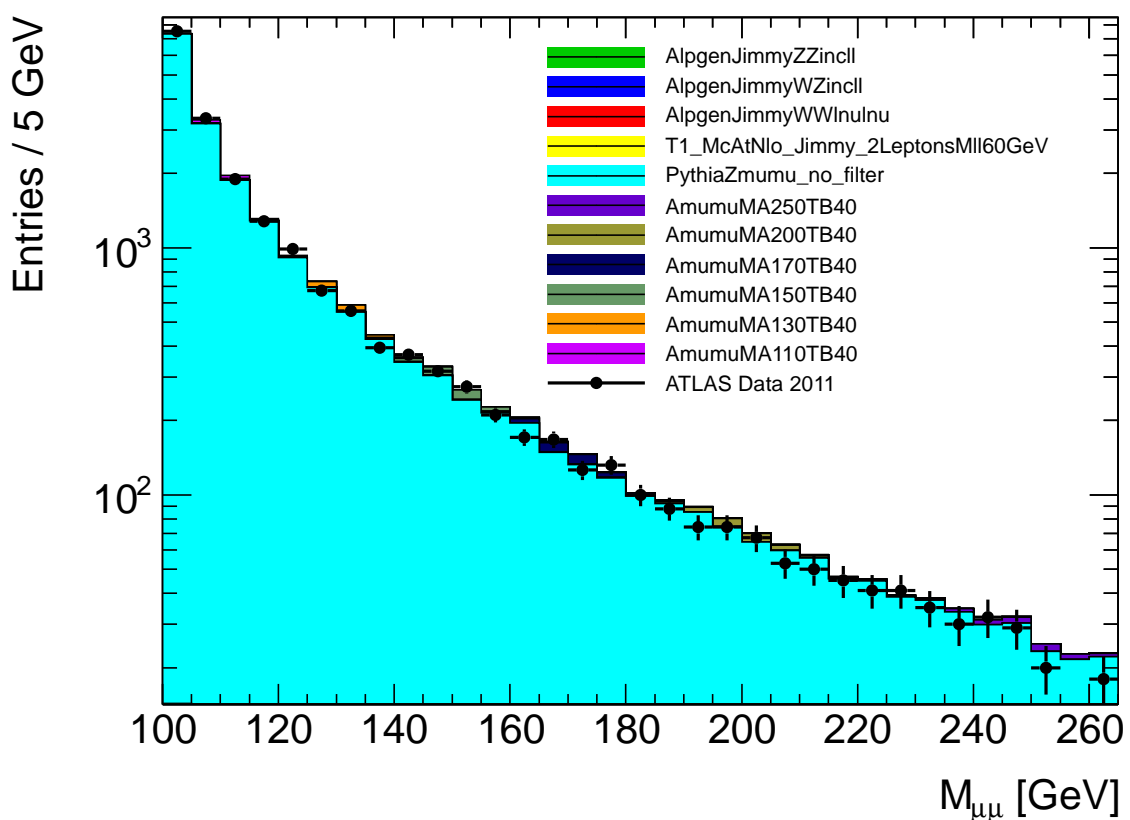


Abbildung 56 Erwartetes Higgs-Signal bei verschiedenen Testmassen m_A und $\tan\beta = 40$ für die inklusiven Analyse.

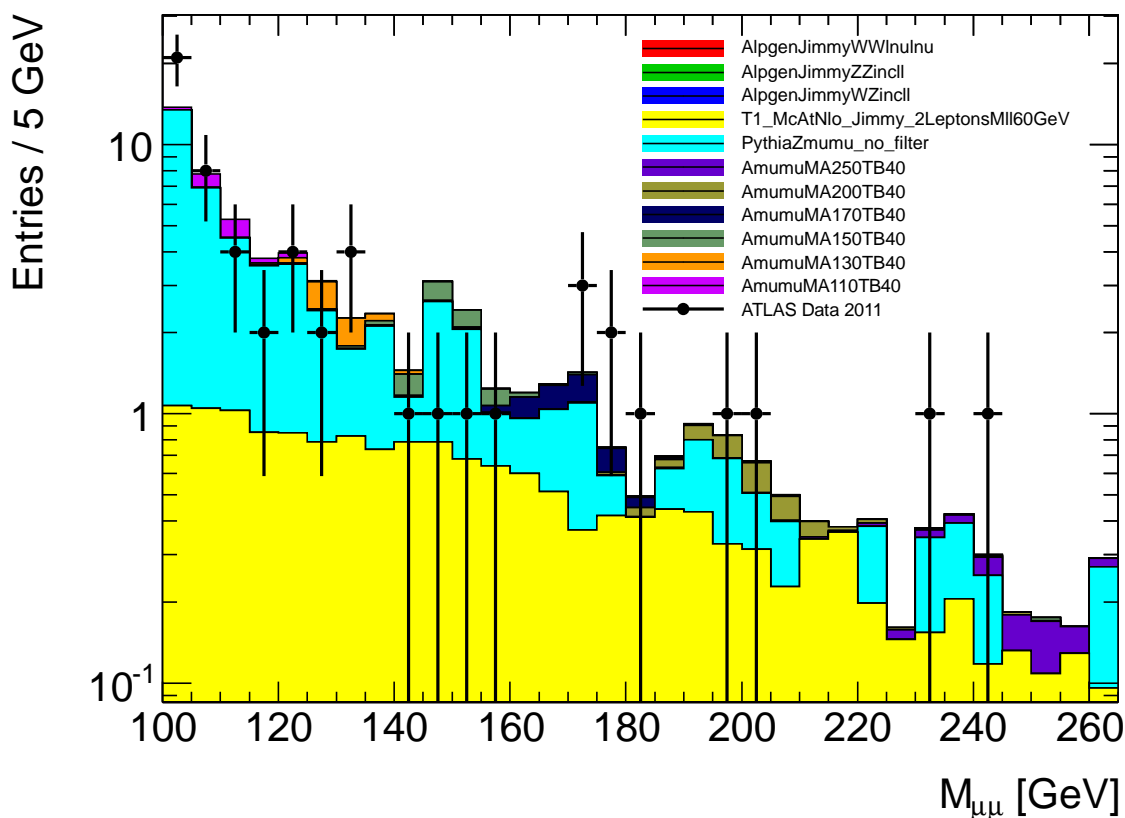


Abbildung 57 Erwartetes Higgs-Signal bei verschiedenen Testmassen m_A und $\tan\beta = 40$ für die Analyse mit b-tagged Jets.

Die Suche nach neuen Phänomenen lässt sich in der Statistik formal durch einen Hypothesentest beschreiben. Die Nullhypothese H_0 steht dabei für die Vorhersage der aktuellen Theorie, während die Alternativhypothese H_1 neben bekannten Prozessen die Vorhersage eines neuen Modells enthält. Um das Ergebnis des Experimentes bewerten zu können, wird die Kompatibilität der Daten mit einer der beiden Hypothesen angegeben, in dem unter der Annahme einer Hypothese die Wahrscheinlichkeit berechnet wird, die gemessenen Daten zu erhalten. In der Teilchenphysik wird statt dieser Wahrscheinlichkeit p häufig die Signifikanz Z angegeben:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p),$$

wobei Φ für die kumulative Verteilungsfunktion der Gauß-Verteilung steht. Für die Entdeckung neuer Physik wird im Allgemeinen eine Abweichung der Daten von der H_0 -Hypothese mit einer Signifikanz von $Z = 5$ verlangt, was einer Wahrscheinlichkeit der Daten unter Annahme von H_0 von etwa $2,87 \cdot 10^{-5} \%$ entspricht. Die Annahme, es gäbe ein Signal, wird hingegen bei einer sich daraus ergebenden Wahrscheinlichkeit der Daten von weniger als 95% verworfen.

Auf dem Hypothesentest aufbauend lässt sich für einen Messwert statt einer Punktschätzung ein Konfidenzintervall angeben. Dieses Vertrauensintervall um den geschätzten Parameter überdeckt mit einer festgelegten Wahrscheinlichkeit, dem sogenannten Konfidenzniveau, den wahren Wert des gemessenen Parameters. Sollte ein erhaltenes Konfidenzintervall unphysikalische Bereiche überdecken, lässt sich stattdessen ein Limit auf einen Parameter angeben. So kann z.B. ein Wirkungsquerschnitt nicht negativ sein. Da, wie oben beschrieben, eine Beobachtung der neutralen MSSM-Higgs-Bosonen im Zweimyonenkanal mit den bisher aufgenommenen ATLAS-Daten nicht möglich ist, können nur obere Limits auf ihre Wirkungsquerschnitte angegeben werden, welche anschließend in die m_A - $\tan\beta$ -Ebene transformiert werden können.

Das Ziel der Optimierung ist es, möglichst stringente Limits für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von m_A und $\tan\beta$ setzen zu können. Da die Berechnung eines Limits ein sehr rechenintensiver Vorgang ist, muss eine Leistungszahl verwendet werden, welche die Güte der getesteten Schnittsektion hinsichtlich der Limitberechnung approximiert. Sie kann als Funktion der zu untersuchenden Schnittwerte betrachtet werden, wodurch sich die Optimierung der Schnittsektion zu einem numerisch lösbaeren Maximalwertproblem reduziert.

Wie in [106] ausgeführt wird, basieren die bei der Higgs-Suche am ATLAS Detektor verwendeten Limits auf sogenannten Profile-Likelihood-Ratios, welche ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Daten unter Annahme einer Hypothese sind. In derselben Note wird daraus für ein Zählexperiment mit bekanntem Untergrund folgende Leistungszahl abgeleitet, welche daher im Folgenden bevorzugt verwendet wird:

$$Z_0 \approx \frac{S}{\sqrt{B}},$$

mit den gezählten Signalereignissen S und der Anzahl der Untergrundereignisse B . Diese Approximation ist nur für $S \ll B$ gültig. Es wird außerdem vorausgesetzt, dass der Untergrund innerhalb der Signalbreite annähernd konstant ist. In Abbildung 56 ist zu erkennen, dass diese Voraussetzungen für die inklusive Analyse erfüllt sind, während sie für die in Abbildung 57 dargestellte Verteilung der invarianten Masse der Analyse mit b-tagged Jets vor allem für große Werte von m_A nicht mehr streng gelten.

Die Leistungszahl S/\sqrt{B} hat den für die Suche nach unbekanntem Prozessen wichtigen Vorteil, nicht von dessen Wirkungsquerschnitt abhängig zu sein. Dasselbe gilt für die in die Normierung eingehende integrierte Luminosität sowie für den Gesamtwirkungsquerschnitt des Untergrunds. Diese beeinflussen als konstante Faktoren vor der Leistungszahl zwar dessen absolute Größe, nicht jedoch die Lage des Maximums. S/\sqrt{B} ist weiterhin kaum auf den Einfluss systematischer Unsicherheiten sensitiv, wie folgende kurze Rechnung zeigt: Der Fehler auf den Untergrund $\Delta B = k \sqrt{B}$ mit unbekanntem $k \in [0, \infty]$ wird quadratisch mit dem Untergrund B addiert. Daraus folgt für die Leistungszahl:

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \rightarrow \frac{S}{\sqrt{B + (\Delta B)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + k^2}} \frac{S}{\sqrt{B}}$$

S/\sqrt{B} wird also für Fehler dieser Art nur durch einen konstanten Faktor verschoben ohne die Lage des Maximums zu beeinflussen.

Der größte Nachteil der Leistungszahl S/\sqrt{B} ist, dass sie bei kleinem B , d.h. wenn die Bedingung $S \ll B$ nicht mehr erfüllt ist, die Effizienz des Experimentes stark einschränkt. So werden 0,1 erwartete Signalereignisse mit 10^{-5} Untergrundereignissen ($Z_0 \cong 32$) gegenüber zehn Signalereignissen mit einem Untergrundereignis ($Z_0 \cong 10$) bevorzugt. Um sicherzustellen, dass die mit der Leistungszahl S/\sqrt{B} ermittelten Schnittwerte nicht von diesem Problem betroffen sind, wird zusätzlich eine Optimierung nach der Punzi'schen Leistungszahl durchgeführt. Diese beruht auf der Maximierung der Parameterregion, für die die Trennkraft des Hypothesentests mindestens so groß wie das festgelegte Konfidenzniveau der H_0 -Hypothese ist. Für ein Zählexperiment ergibt sich daraus folgende Leistungszahl:

$$\frac{\epsilon}{\frac{a}{2} + \sqrt{B}},$$

wobei ϵ für die Selektionseffizienz des Signals steht und a die Anzahl der Standardabweichungen eines einseitigen Gauß-Tests angibt. Im vorliegenden Fall ergibt sich ϵ aus dem Verhältnis der am

Ende der jeweiligen Analyse selektierten Ereignisse zur Anzahl aller vorselektierten Ereignisse. Es wird $\alpha = 2$ gewählt, was einem Konfidenzniveau von 95% entspricht [107].

11.2 Optimierungsalgorithmus

Im Folgenden wird der für die Optimierung der Ereignisselektion entwickelte Algorithmus beschrieben und erklärt. Es handelt sich dabei um einen mehrstufigen Prozess, der mit der bereits beschriebenen Vorselektion der Ereignisse beginnt.

Die wichtigsten Informationen jedes Ereignisses, welches die Vorselektion passiert, werden in flachen N-Tupeln gespeichert. Neben der errechneten invarianten Masse und dem Ereignisgewicht werden alle möglichen Schnittvariablen serialisiert. Um die Größe der erzeugten Dateien zu reduzieren und die Geschwindigkeit der Optimierung zu erhöhen, werden nur Ereignisse gespeichert, deren invariante Masse zwischen 100 GeV und 300 GeV liegt. Die Wahl dieses Massenfensters wird später durch die ermittelte Breite der simulierten Signale mit unterschiedlichen Testmassen m_A begründet. Um im Folgenden die systematischen Unsicherheiten untersuchen zu können, werden N-Tupel mit den in Kapitel 9 beschriebenen Parametervariationen erzeugt.

Um mögliche Korrelationen zwischen den einzelnen Schnittvariablen zu finden, werden aus den N-Tupeln für Signal und Untergrund getrennte Streudiagramme erstellt. Sollten sich die Phasenraumpunkte des Signals in einer Region abseits der Untergrundpunkte konzentrieren, welche nicht durch rechteckige Schnitte vom Bereich des Untergrunds zu trennen wäre, würde dies eine verbesserte Separierung des Signals mithilfe von multivariaten Methoden ermöglichen. Anhand der Streudiagramme soll weiterhin eine mögliche Korrelation zwischen einer Schnittvariable und der invarianten Masse gefunden werden. Da die Schnittselektion für alle Testmassen m_A zwischen 110 GeV und 250 GeV geeignet sein soll, ist eine starke Korrelation unerwünscht.

Für die Optimierung der Schnittselektion wird ein selbstentwickelter genetischer Algorithmus (GA) [108] verwendet, welcher zu großen Teilen auf Code von [109] beruht. Genetische Algorithmen basieren auf dem Evolutionsprinzip. Eine Population zunächst zufällig verteilter Lösungsvorschläge wird durch Selektion, Rekombination, Mutation und Immigration fortentwickelt, um die optimale Lösung zu finden. Ein Lösungsvorschlag wird dabei in Anlehnung an die Evolutionstheorie als Individuum bezeichnet.

Genetische Algorithmen werden für Probleme eingesetzt, deren Lösung gar nicht oder nicht effizient analytisch gefunden werden kann. Da sie nur wenige Informationen über das zu lösende Problem benötigen, sind sie schnell an neue Aufgabenstellungen anpassbar.

Ein Nachteil von GA ist, dass man nicht sicher sein kann, dass die optimale Lösung eines Problems gefunden wurde, da es sich um einen stochastischen Prozess handelt. Weil die Schnittwerte am Ende jedoch auf sinnvolle Werte gerundet werden sollen, ist es für die Schnittoptimierung nicht wichtig, das Optimum exakt zu lokalisieren.

Der Algorithmus benötigt für die Lösung eines Problems zwei Voraussetzungen: eine Fitnessfunktion und die genetische Repräsentation eines Individuums. Als Fitnessfunktion wird eine Funktion bezeichnet, welche die Güte eines Lösungsvorschlags bewertet. Ihr Funktionswert wird Fitness eines Individuums genannt. Je größer die Fitness eines Individuums ist, desto besser ist der Lösungsvorschlag. Als genetische Repräsentation wird die Menge aller Informationen bezeichnet, welche einen Lösungsvorschlag vollständig beschreiben. Für die Schnittoptimierung wird als Fitnessfunktion eine der oben genannten Leistungszahlen verwendet. Die genetische Repräsentation erfolgt durch einen vollständigen Satz von Schnittwerten.

Um die Eingangsgrößen der Fitnessfunktion zu erhalten, werden die ein Individuum repräsentierenden Schnittwerte auf die zuvor in den N-Tupeln gespeicherten vorselektierten

Ereignisse angewendet. Die vom Individuum selektierten Ereignisse werden getrennt nach Signal und Untergrund innerhalb eines Intervalls um die Testmasse m_A ihrem Ereignisgewicht entsprechend gezählt. Die Bestimmung des verwendeten Intervalls erfolgt durch das Anpassen einer Gauß-Funktion an die Verteilung der invarianten Masse des aktuellen Signal-Samples. Aus der bestimmten Standardabweichung errechnet sich die Halbwertsbreite, welche gerundet als Massenfenster zum Zählen der Ereignisse verwendet wird. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 18 aufgelistet.

Testmasse	Breite des Massenfensters
110 GeV	11 GeV
130 GeV	13 GeV
150 GeV	16 GeV
170 GeV	20 GeV
200 GeV	24 GeV
250 GeV	35 GeV

Tabelle 18 Verwendete Massenfenster zum Zählen von Signal- und Untergrundereignissen

Im Folgenden soll kurz die Arbeitsweise des verwendeten GA erklärt werden. Zunächst wird eine Population einer festgelegten Größe (500 Individuen) erzeugt. Die Individuen werden dabei zufällig im gesamten Lösungsraum verteilt. Anschließend werden für jede neue Generation folgende Schritte durchgeführt:

- Bestimmung der Fitness jedes Individuums
- Sortierung der Individuen der Population nach absteigender Fitness
- Verwerfen eines festen Anteils von Individuen (20% der Population) mit der geringsten Fitness
- Erzeugung einer festen Anzahl von Immigranten (40% der Population), d.h. neuer Individuen mit zufälligen Lösungsvorschlägen. Dies soll verhindern, dass sich eine Population in einem lokalen Maximum der Fitnessfunktion konzentriert.
- Fortpflanzung überlebender Individuen der vorangegangenen Population. Je größer die Fitness eines Individuums ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich fortpflanzt. Die Schnittwerte der Elternindividuen werden kombiniert, indem das neue Individuum zufällige Schnittwerte zwischen denen der Eltern zugewiesen bekommt.
- Zufällige Mutation der Individuen. Für einen festgelegten Anteil von Individuen (70% der Population) wird ein zweites temporäres Individuum mit zufälligen Schnittwerten erzeugt. Die Schnittwerte des zu mutierenden Individuums werden entlang der Verbindungslinie zwischen beiden Individuen um einen festgelegten Anteil der Gesamtstrecke (10%) verschoben.

Anschließend beginnt der Prozess von neuem, bis eine festgelegte Anzahl von Generationen (500) durchlaufen wurde.

Der Algorithmus benötigt folgende bereits erwähnte Parameter:

- Anzahl der Individuen einer Population: 500
- Anzahl der zu durchlaufenden Generationen: 500
- Überlebensrate der Individuen: 20%
- Immigrationsrate: 40%
- Mutationsrate: 70%
- Mutationsstärke: 10%

Die Wahl der Parameter basiert auf Erfahrung und hat neben dem sicheren Auffinden der optimalen Schnitte zum Ziel, einen möglichst großen Bereich des Lösungsraumes abzutasten, um den Verlauf der Fitnessfunktion sichtbar zu machen.

Als Ergebnis der Optimierung liegt eine Liste der zehn Individuen mit der größten Fitness vor. Um das Resultat genauer bewerten zu können, werden alle möglichen zweidimensionalen Projektionen des Verlaufs der Fitnessfunktion gespeichert. Wie sich später herausstellt, kommt es aufgrund der geringen Anzahl von MC-Ereignissen bei der Analyse mit b-tagged Jets zu starken Fluktuationen der Fitnessfunktion. Um dennoch die optimalen Schnittwerte finden zu können, werden neben dem Verlauf der Fitnessfunktion auch die Projektionen der Abtastdichte betrachtet. Es ist zu erwarten, dass die Fitnessfunktion bei hinreichend großer Statistik verhältnismäßig schwache Gradienten aufweist. Der GA verstärkt seine Suche nach dem optimalen Schnittwert im Bereich der größten Fitness. Lokale Fluktuationen hingegen weisen sehr starke Gradienten auf. Es ist unwahrscheinlich, dass sich gleichzeitig zwei Individuen im Einflussbereich derselben Fluktuation aufhalten und Nachkommen bilden. Ein einzelnes Individuum hingegen wandert durch Mutation und Fortpflanzung mit weiter entfernt liegenden Individuen schnell von der Fluktuation in benachbarte Bereiche mit niedrigerer Fitness, sodass es verworfen wird. Obwohl eine Fluktuation eine größere Fitness als das wirkliche Optimum aufweisen kann, wird sie daher sehr viel seltener von Individuen bevölkert, was sich in einer geringen Abtastdichte bemerkbar macht.

Die Abtastdichte zur Bestimmung der optimalen Schnittwerte zu nutzen ist keine stets zuverlässige Methode und erfordert eine visuelle Überprüfung der Ergebnisse anhand der Fitness- und Abtastdichteverteilung. Das Problem der zu geringen MC-Statistik im b-Tagging-Kanal ließe sich nur durch neue, umfangreichere MC-Samples lösen, welche jedoch bis zum Ende dieser Analyse nicht verfügbar waren.

12 Ergebnisse der Schnittoptimierung

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Optimierung der Ereignisselektion dargestellt. Nach der Prüfung der beschriebenen Schnittvariablen auf ihre Eignung, durch die Untersuchung ihrer Streudiagramme werden die Resultate der Optimierung in mehreren Varianten abgebildet, verglichen und diskutiert. Abschließend wird der Schnittfluss der neuen Schnittwerte mit dem ursprünglichen verglichen.

12.1 Streudiagramme der Schnittvariablen

12.1.1 Inklusive Analyse

Die inklusive Analyse enthält nur den Schnitt auf die fehlende transversale Energie. Dementsprechend werden in Abbildung 58 die Streudiagramme der MET LocHadTopo und der MET RefFinalEm über der invarianten Masse für die Untergrundsamples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA dargestellt. Es sind keine Korrelation zwischen den Größen zu erkennen. Als Beispiel einer mit der invarianten Masse korrelierten und daher ungeeigneten Schnittvariable dient die Summe der Transversalimpulse aller selektieren Myonen in einem Ereignis. Diese Variable trennt zwar, wie Abbildung 59 zeigt, das Signal vom Untergrund, liefert aber keine neuen, über die invariante Masse hinausgehenden Informationen.

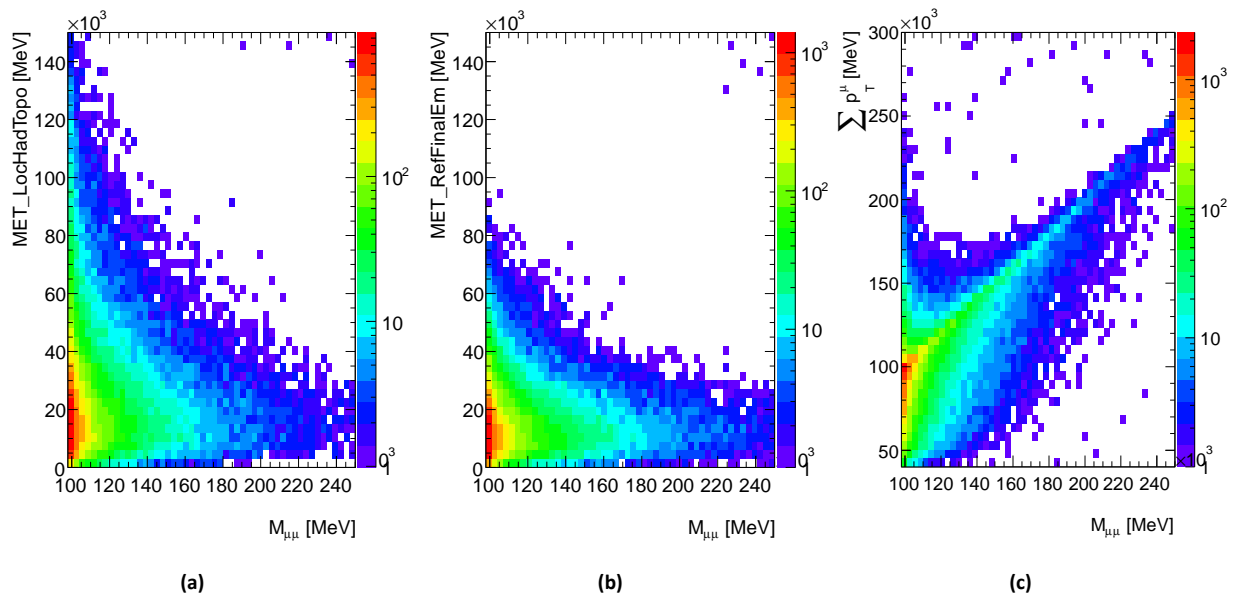


Abbildung 58 Streudiagramme der Untergrund-Samples mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA zur Veranschaulichung von möglichen Korrelationen zwischen den Schnittvariablen und der invarianten Masse nach der inklusiven Analyse. Die MET LocHadTopo (a) und MET RefFinalEm (a) weisen keine erkennbaren Korrelationen auf. Dies steht ganz im Gegensatz zur Summe der Myonen-Transversalimpulse (b), welche als Beispiel stark korrelierter Verteilungen dient. Die Farbskala gibt die Anzahl der Ereignisse in einem Intervall an.

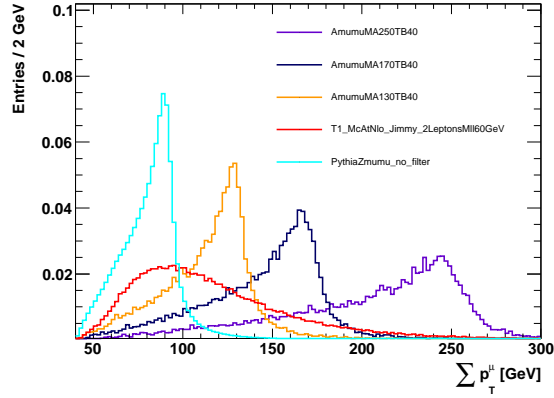


Abbildung 59 Normierte Verteilung der p_T -Summe aller Myonen in einem Ereignis für drei Signal-Samples und die zwei wichtigsten Untergrund-Prozesse nach der Vorselektion.

12.1.2 Analyse mit b-Jet-Kandidaten

Für die Analyse mit b-tagged Jets wird erneut zunächst ein möglicher Zusammenhang zwischen den drei Schnittvariablen (MET, Jet Aktivität und Myonen-Öffnungswinkel) und der invarianten Masse untersucht. Abbildung 60 zeigt, dass für keine der drei Variablen eine starke Korrelation mit der invarianten Masse feststellbar ist.

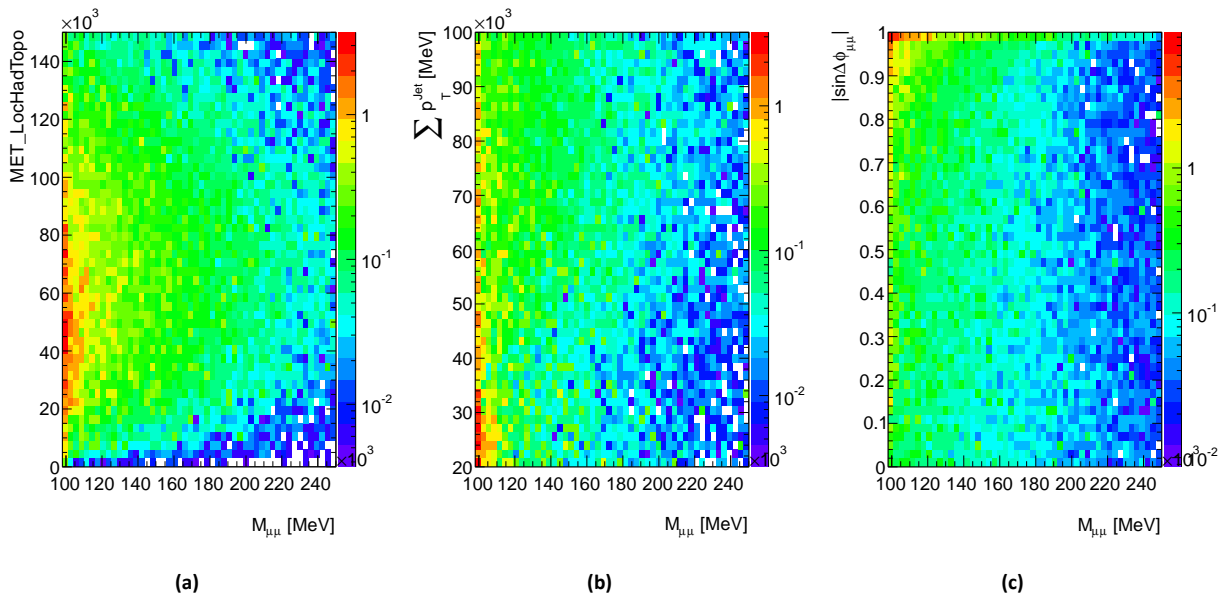


Abbildung 60 Streudiagramme der Untergrund-Samples mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA zur Veranschaulichung von möglichen Korrelationen zwischen den Schnittvariablen und der invarianten Masse nach der Analyse mit b-Jet-Kandidaten. Die Farbskala gibt die Anzahl der Ereignisse in einem Intervall an. Die MET LocHadTopo (a), die Jet-Aktivität (b) und der Myonen-Öffnungswinkel (c) weisen keine deutliche Korrelation mit der invarianten Masse auf.

Anhand von Abbildung 61 wird untersucht, ob es zwischen den Schnittvariablen spezielle Korrelationen gibt, welche, wie in Kapitel 11.2 beschrieben, die Verwendung multivariater Methoden hilfreich erscheinen lassen würden. Der Vergleich der zwei abgebildeten Signal-Samples in den ersten beiden Spalten mit dem gesamten betrachteten Untergrund in der rechten Spalte zeigt, dass dies nicht der Fall ist. Die Anwendung von rechteckigen Schnitten ist für diese Analyse daher eine geeignete Methode zur Separierung des Signales vom Untergrund.

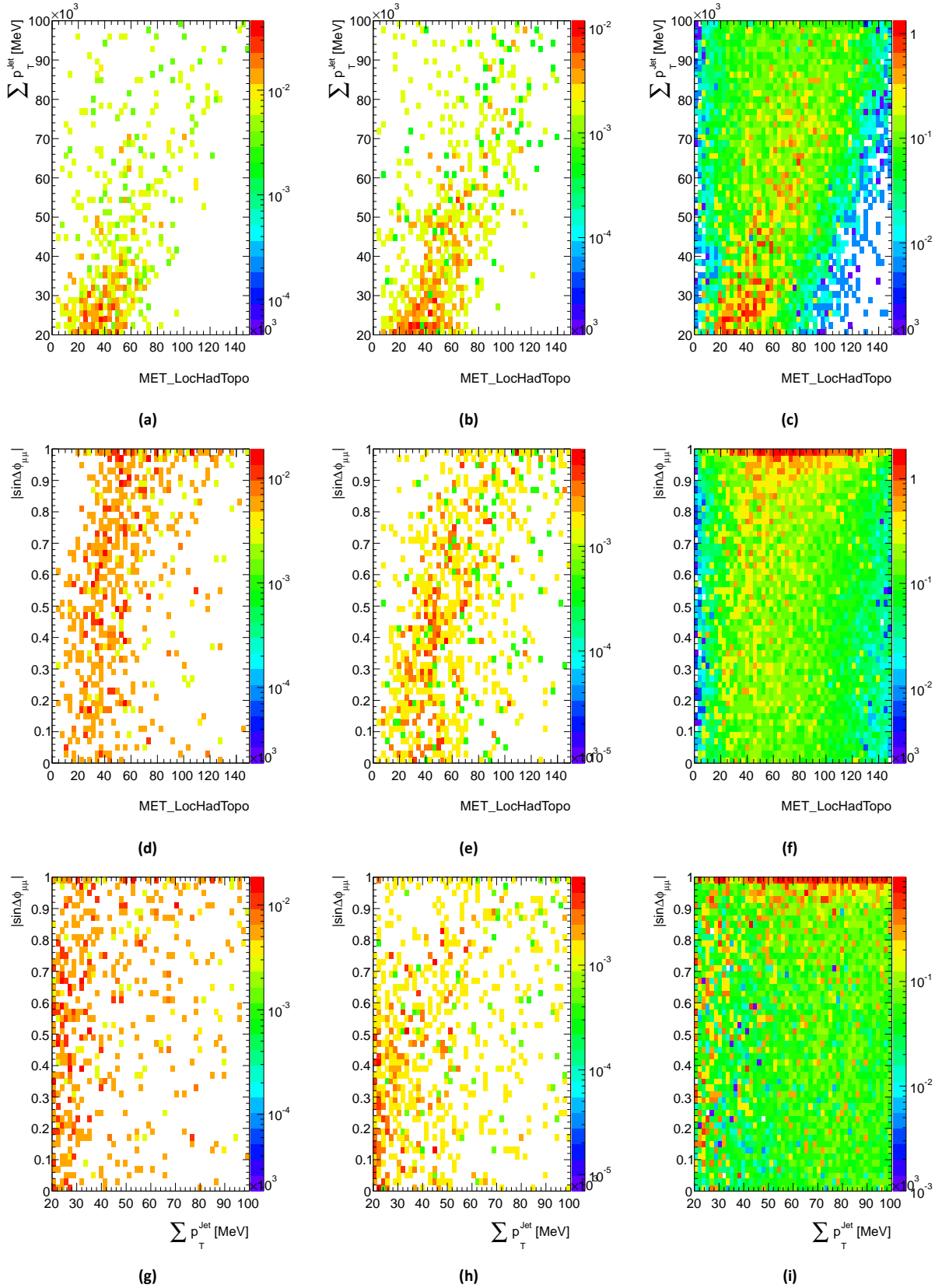


Abbildung 61 Streudiagramme zur Veranschaulichung von Zusammenhängen zwischen den Schnittvariablen. Die Diagramme in der ersten Spalte (a, d, g) wurden mit dem Signal-Sample mit $m_A = 130 \text{ GeV}$ erstellt, die der zweiten Spalte (b, e, h) mit dem Signal-Sample mit $m_A = 200 \text{ GeV}$ und die letzte Spalte (c, f, i) mit den Untergrund-Samples mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA. Die erste Zeile (a, b, c) zeigt den Zusammenhang zwischen MET LocHadTopo und der Jet-Aktivität, die zweite Zeile (d, e, f) den zwischen MET LocHadTopo und dem Myonen-Öffnungswinkel und die letzte Zeile (g, h, i) den zwischen Jet-Aktivität und dem Myonen-Öffnungswinkel. Die Anzahl der Ereignisse in einem Intervall wird durch die Farbskala angezeigt.

12.2 Optimierung der Schnittwerte

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Schnittoptimierung dargestellt. Es wird dabei nur zwischen der inklusiven Analyse und der Ereignisselektion mit b-tagged Jets unterschieden. Die Resultate für die Analyse ohne b-Jet-Kandidaten gleichen denen der inklusiven Analyse und werden daher nicht separat behandelt.

12.2.1 Inklusive Analyse

Aufgrund der in Abschnitt 10.4 gezeigten guten Übereinstimmung von Daten und MC bei Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von PYTHIA, wird dieses für die Optimierung der inklusiven Analyse verwendet. Die anhand der $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN ermittelten Schnittwerte auf die fehlende transversale Energie werden nur ergänzend angegeben, da alle für PYTHIA getroffenen Aussagen auch für ALPGEN gelten. Es werden die Ergebnisse für die MET-Varianten LocHadTopo und RefFinalEm unter Verwendung beider Leistungszahlen präsentiert und verglichen.

Zunächst werden die Verläufe der Leistungszahlen grafisch dargestellt. In Abbildung 62 ist unter Verwendung von MET LocHadTopo der Vergleich der einzelnen Testmassen untereinander sowie der Vergleich zwischen den beiden Leistungszahlen abgebildet. In allen Fällen steigt die jeweilige Leistungszahl zunächst an, um ab etwa 50 GeV in ein Plateau überzugehen, welches im betrachteten Intervall für keines der dargestellten Histogramme ein Maximum aufweist. Da der Schnitt auf die MET auch für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten geeignet sein soll, ist jedoch ein Schnittwert oberhalb von 200 GeV nicht sinnvoll. Der Schnittwert für MET LocHadTopo kann daher nur durch das Ergebnis der Ereignisselektion mit b-tagged Jets festgelegt werden. Da das Plateau sehr flach ist, kann der Schnittwert in einem weiten Bereich ohne Verlust an Sensitivität verschoben werden.

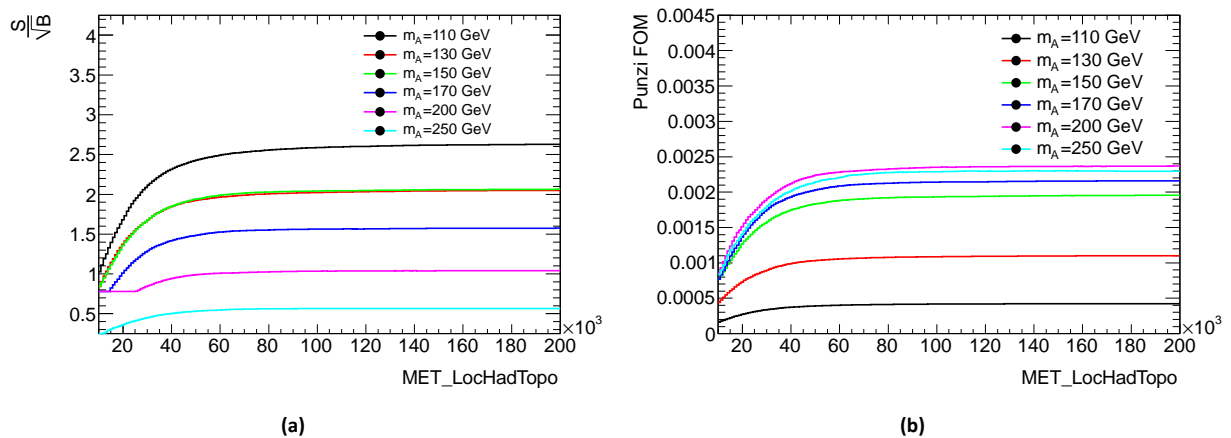


Abbildung 62 Leistungszahlverlauf für die Variation des Schnittes auf MET LocHadTopo: S/\sqrt{B} (a) und Punzi'sche Leistungszahl (b)

Abbildung 63 zeigt dieselben Histogramme wie Abbildung 62 für MET RefFinalEm. Im Gegensatz zu MET LocHadTopo bildet sich in allen Histogrammen zwischen 50 GeV und 70 GeV ein Maximum heraus. Das Plateau beginnt bereits bei etwa 40 GeV .

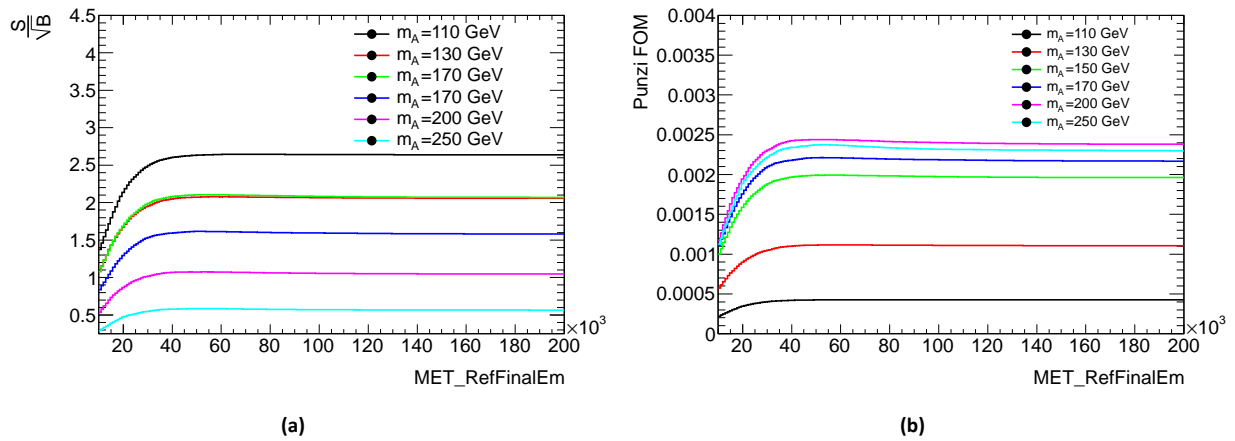


Abbildung 63 Leistungszahlverlauf für die Variation des Schnittes auf MET RefFinalEm: S/\sqrt{B} (a) und Punzi'sche Leistungszahl (b)

Die Ursache für den Unterschied im Verlauf der Leistungszahlen wird beim erneuten Vergleich von MET LocHadTopo und MET RefFinalEm in Abbildung 64 deutlich. Während bei MET LocHadTopo die Verteilung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples im gesamten betrachteten Intervall über das $t\bar{t}$ -Sample dominiert, trennt MET RefFinalEm den $t\bar{t}$ -Zerfall deutlich vom $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Prozess. Aus diesem Grund wird trotz der stärkeren Abweichungen zwischen Daten und MC neben MET LocHadTopo auch MET RefFinalEm für die Schnittoptimierung betrachtet.

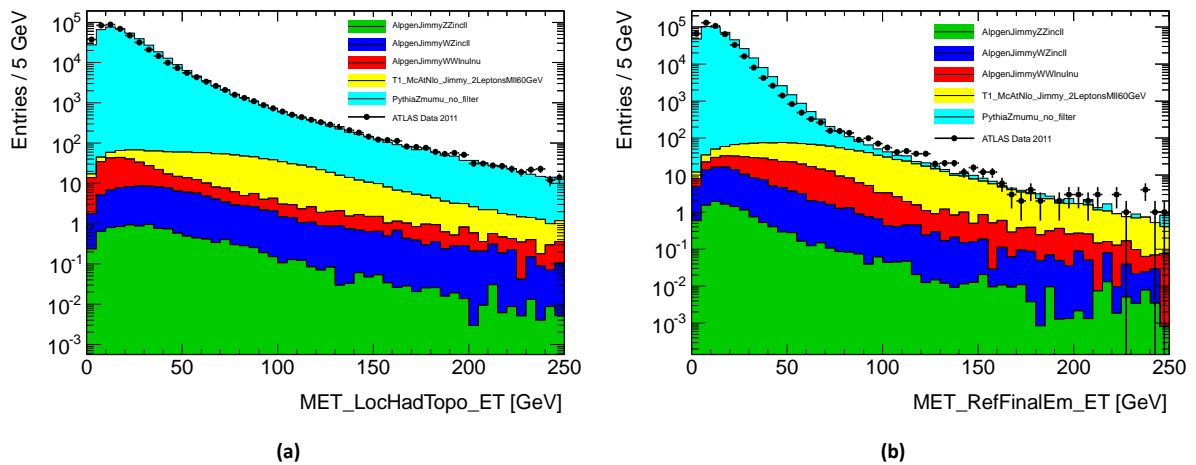


Abbildung 64 Vergleich zwischen MET LocHadTopo (a) und MET RefFinalEm (b).

Die gerundeten Schnittwerte auf MET RefFinalEm für alle Testmassen und beide Leistungszahlen finden sich getrennt nach PYTHIA und ALPGEN in Tabelle 19. Die Ergebnisse unterscheiden sich kaum zwischen den beiden Leistungszahlen und zwischen den beiden Generatoren. Sie gelten nur vorläufig, da sie mit denen der Analyse mit b-Jet-Kandidaten abgestimmt werden müssen. Da der Verlauf der Leistungszahlen für MET LocHadTopo im Intervall bis 200 GeV kein Maximum aufweist, erscheint für die inklusive Analyse ein Schnitt auf MET LocHadTopo nicht sinnvoll.

m_A [GeV]	MET RefFinalEm < [GeV] (für Leistungszahl S/\sqrt{B})		MET RefFinalEm < [GeV] (für Punzi'sche Leistungszahl)	
	PYTHIA	ALPGEN	PYTHIA	ALPGEN
110	67	67	67	67
130	57	62	57	61
150	57	50	57	50
170	51	50	51	50
200	48	50	54	50
250	53	50	53	50
Mittelwert	56	55	57	55

Tabelle 19 Optimale Schnittwerte für MET RefFinalEm

Der Einfluss der betrachteten systematischen Unsicherheiten ist, wie aufgrund der gezeigten Eigenschaften der Leistungszahl S/\sqrt{B} zu erwarten war, sehr gering, wie Tabelle 20 beispielhaft für das Signal-Sample mit $m_A = 110$ GeV aufzeigt. Außer der Lage des Maximums der Leistungszahlfunktion wird auch ihr absoluter Funktionswert kaum durch den Einfluss systematischer Fehler verändert. Es gilt jedoch zu berücksichtigen, dass, wie in Abschnitt 9.3.7 dargestellt ist, die systematische Unsicherheit über die MET nicht vollständig berücksichtigt werden kann.

$m_A = 110$ GeV		MET RefFinalEm < [GeV]	S/\sqrt{B}
Bestwert		66,58	2,65
Myonen-Rekonstruktionseffizienz	+1 σ	66,58	2,66
	-1 σ	66,58	2,63
Myonen- p_T -Auflösung ID	+1 σ	66,58	2,63
	-1 σ	66,57	2,66
Myonen- p_T -Auflösung MS	+1 σ	66,58	2,66
	-1 σ	66,58	2,65
Myonen-Impulsskala	+1 σ	66,58	2,64
	-1 σ	66,58	2,65
Trigger-Effizienz	+1 σ	66,58	2,65
	-1 σ	66,58	2,64
JES-Unsicherheit	+1 σ	66,58	2,65
	-1 σ	66,58	2,65
JER-Unsicherheit	+1 σ	66,58	2,65
	-1 σ	66,59	2,65

Tabelle 20 Einfluss der systematischen Unsicherheiten auf den Schnittwert der MET RefFinalEm bei $m_A = 110$ GeV

Abschließend sind die Ereigniszahlen für die neuen Schnittwerte dargestellt. Tabelle 21 zeigt den mit der Leistungszahl S/\sqrt{B} und dem Schnitt auf MET LocHadTopo optimierten Schnittfluss. Da, wie oben beschrieben, ein Schnitt auf MET LocHadTopo nicht sinnvoll erscheint, wird er zunächst weggelassen. Das Ergebnis der Optimierung mit der Leistungszahl S/\sqrt{B} und dem Schnitt auf MET RefFinalEm ist in Tabelle 22 aufgelistet. Der Vergleich zwischen beiden MET-Varianten zeigt, dass die Übereinstimmung zwischen den ATLAS-Daten und MC schlechter wird, wenn auf MET RefFinalEm geschnitten wird, was sich durch die große Abweichung ihrer Verteilung von den ATLAS-Daten erklärt. Andererseits reduziert dieser Schnitt den $t\bar{t}$ -Untergrund um etwa 60% ohne das Signal stark zu beeinflussen.

	Schnitt-Nr.	18	(19)	20a	21a	22a	23a
	ATLAS-Daten	410112	410112	2204	2204	1171	812
ALPGEN	Summe Untergrund	405600	405600	2008	1862	995	626
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	398609	398609	802	740	396	290
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + b - Jets$	5850	5850	691	634	325	236
PYTHIA	Summe Untergrund	418626	418626	2412	2183	1123	841
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	417485	417485	1897	4694	850	742
	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	833	833	511	484	271	98
	$WW \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	190	190	1,1	1,1	0,6	0,3
	$WZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	107	107	2,8	2,8	1,6	0,6
	$ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	11	11	0,9	0,8	0,4	0,3
Signal-Samples	$m_A = 110 GeV$	284	284	6,2	5,6	3,0	2,5
	$m_A = 130 GeV$	120	120	3,4	3,0	2,0	1,8
	$m_A = 150 GeV$	89	89	3,0	2,7	1,8	1,6
	$m_A = 170 GeV$	55	55	2,2	2,0	2,4	1,2
	$m_A = 200 GeV$	29	29	1,4	1,2	1,0	0,8
	$m_A = 250 GeV$	11	11	0,7	0,6	0,5	0,4

Tabelle 21 Überblick über den Schnittfluss ohne einen Schnitt auf MET LocHadTopo. Dargestellt ist die Anzahl der Ereignisse für alle Untergrund-Samples mit den $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von ALPGEN und PYTHIA sowie alle Signal-Samples.

	Schnitt-Nr.	18	19	20a	21a	22a	23a
	ATLAS-Daten	410112	408490	1847	1847	984	727
ALPGEN	Summe Untergrund	405600	403042	1671	1540	813	563
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	398609	396679	787	724	387	287
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + b - Jets$	5850	5796	678	621	319	234
PYTHIA	Summe Untergrund	418626	416345	2086	1873	948	778
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	417485	415779	1879	1678	842	736
	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	833	334	203	192	104	41
	$WW \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	190	123	0,4	0,4	0,1	0,1
	$WZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	107	92	2,5	2,5	1,3	0,5
	$ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	11	10	0,8	0,8	0,4	0,3
Signal-Samples	$m_A = 110 GeV$	284	282	6,1	5,5	2,9	2,5
	$m_A = 130 GeV$	120	119	3,3	3,0	2,0	1,8
	$m_A = 150 GeV$	89	88	2,9	2,6	1,8	1,6
	$m_A = 170 GeV$	55	54	2,1	1,9	1,3	1,1
	$m_A = 200 GeV$	29	28	1,3	1,2	0,9	0,8
	$m_A = 250 GeV$	11	11	0,6	0,6	0,4	0,4

Tabelle 22 Überblick über den Schnittfluss mit dem Schnitt auf MET RefFinalEm < 56 GeV. Dargestellt ist die Anzahl der Ereignisse für alle Untergrund-Samples mit den $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von ALPGEN und PYTHIA sowie alle Signal-Samples.

12.2.2 Analyse mit b-Jet-Kandidaten

Die Analyse mit b-tagged Jets wird in mehreren Varianten durchgeführt. Zum einen wird die Optimierung der Schnittvariablen wie für die inklusive Analyse für MET LocHadTopo und MET RefFinalEm getrennt durchgeführt. Die Optima dieser beiden unabhängigen Schnittwertsätze werden jeweils mit den beiden beschriebenen Leistungszahlen ermittelt. Um den Einfluss der von den Daten abweichenden Beschreibung der Jet-Aktivität durch PYTHIA abschätzen zu können, werden neben dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA auch jene von ALPGEN jeweils zusammen mit den anderen Untergrund-Samples verwendet.

MET LochHadTopo mit Leistungszahl S/\sqrt{B}

Im Folgenden sind zunächst die zweidimensionalen Projektionen des dreidimensionalen Verlaufs der Leistungszahl S/\sqrt{B} unter Verwendung von MET LochHadTopo und dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA abgebildet. Abbildung 65 bis Abbildung 71 stellen für die Testmassen $m_A = 110 \text{ GeV}$ bis $m_A = 250 \text{ GeV}$ jeweils die Projektionen auf die drei Ebenen dar:

- MET LochHadTopo und Jet-Aktivität
- MET LochHadTopo und Myonen-Öffnungswinkel
- Jet Aktivität und Myonen-Öffnungswinkel

Der Wert der Leistungszahlfunktion wird durch die Farbskala dargestellt. Ihr Maximum beträgt bei $m_A = 110 \text{ GeV}$ etwa $S/\sqrt{B} = 0,6$ und nimmt mit steigendem m_A kontinuierlich auf $S/\sqrt{B} = 0,16$ ab.

In Abbildung 66 ist für $m_A = 130$ bei kleinen Schnittwerten eine starke Fluktuation zu erkennen. Da ein Schnittwert auf den Myonen-Öffnungswinkel unterhalb von 0,5 aufgrund seiner in Abschnitt 8.4 gezeigten Verteilung für verschiedene Samples nicht sinnvoll erscheint, wird in diesem Fall die Suche nach den optimalen Schnittwerten auf $|\sin \Delta\phi_{\mu\mu}| > 0,5$ eingeschränkt. Das Resultat ist in Abbildung 67 zu sehen.

Wie bei der inklusiven Analyse existiert um das Maximum der Leistungszahlfunktion stets ein breites Plateau, welches die Variation der Schnittwerte ohne starke Verluste an Sensitivität ermöglicht.

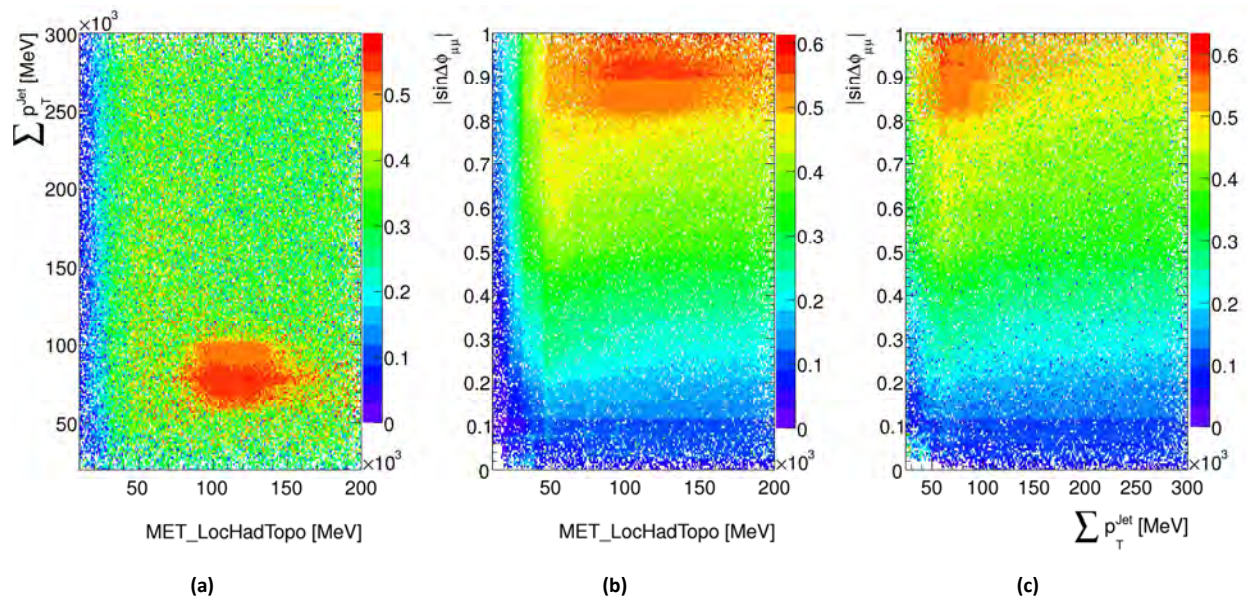


Abbildung 65 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 110 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LochHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LochHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

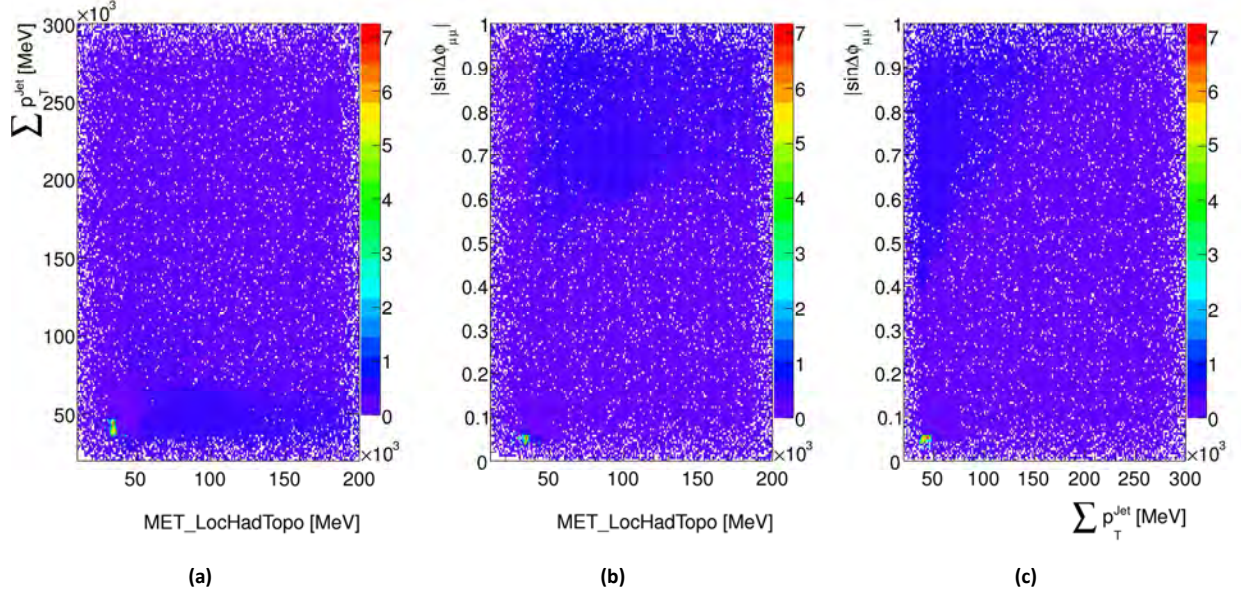


Abbildung 66 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 130 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an. Aufgrund einer starken Fluktuation bei sehr kleinen Schnittwerten lassen sich in diesem Massenbereich keine Schnittwerte ermitteln.

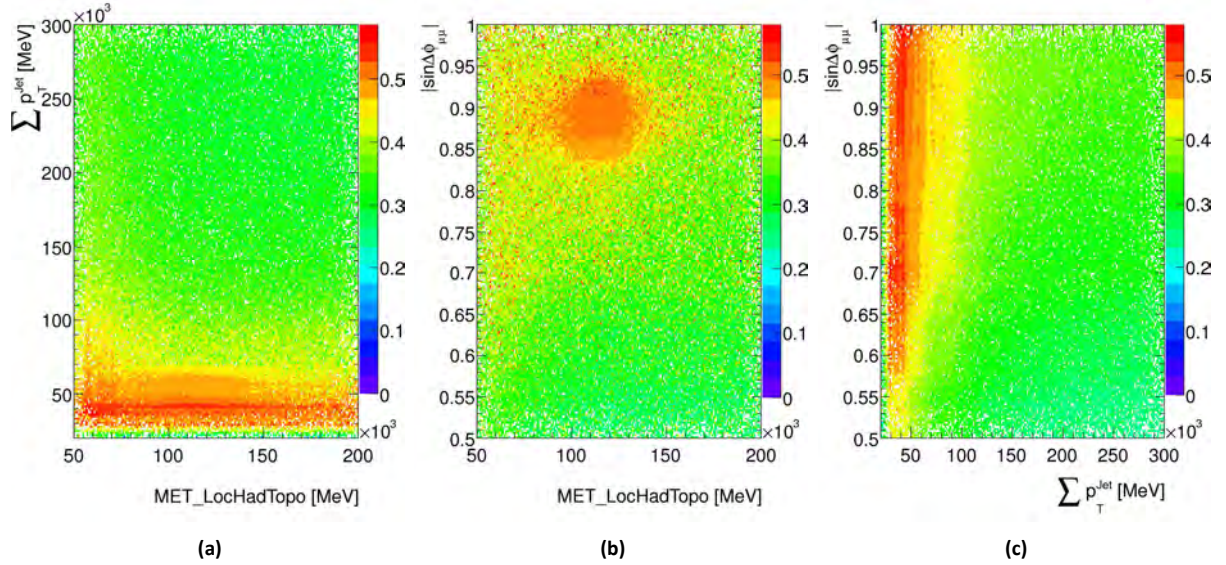


Abbildung 67 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 130 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an. Die in Abbildung 66 gezeigte Fluktuation lässt sich durch die Einschränkung des Öffnungswinkels auf $|\sin \Delta \phi_{\mu\mu}| > 0,5$ heraus schneiden.

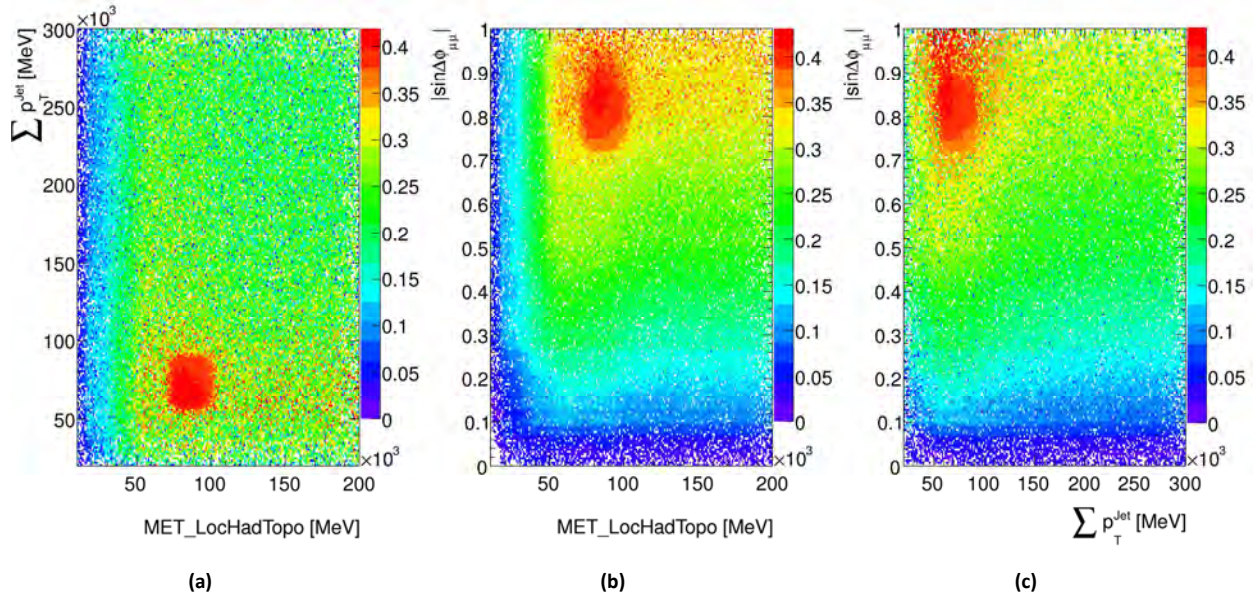


Abbildung 68 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 150 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonon-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonon-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

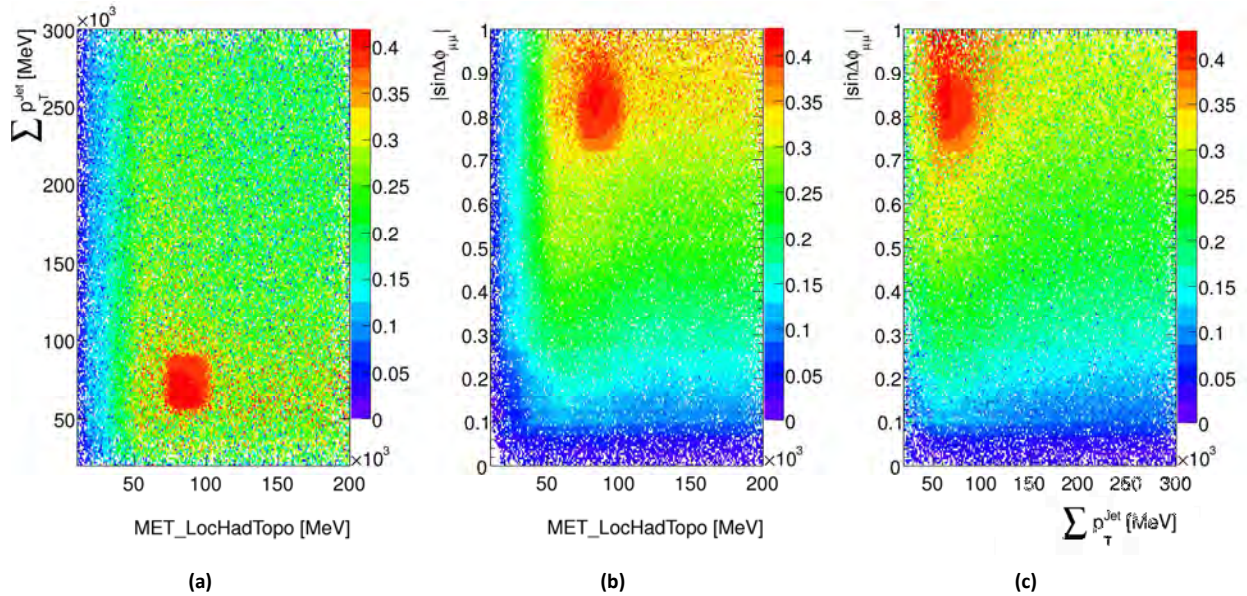


Abbildung 69 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 170 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonon-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonon-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

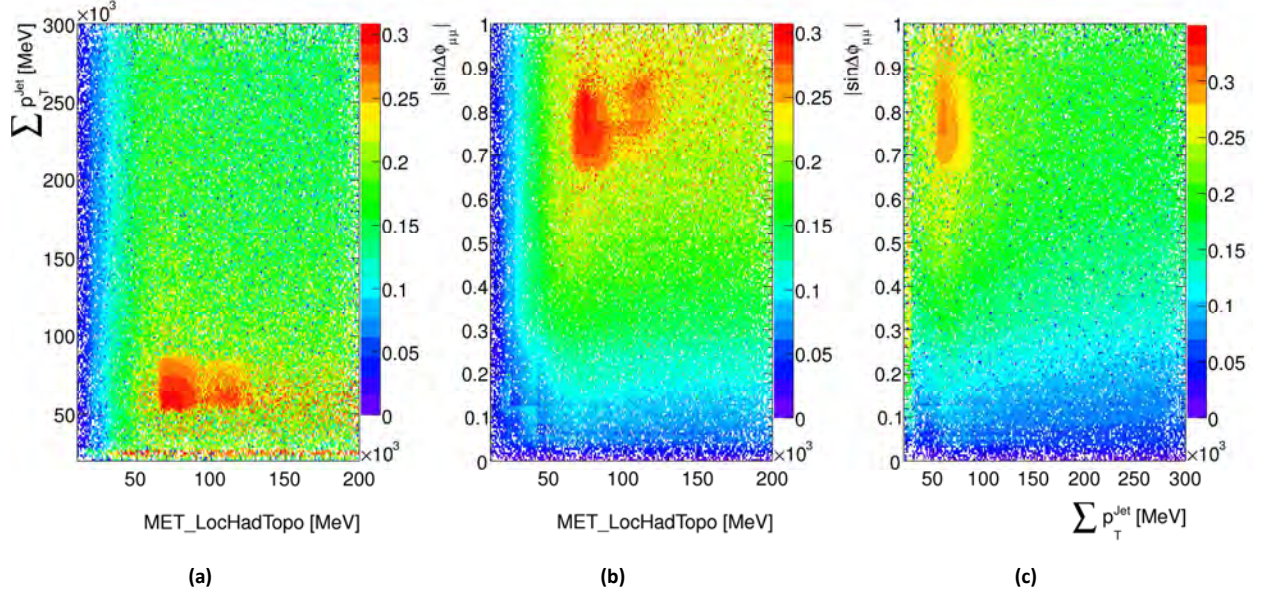


Abbildung 70 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 200 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LochHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LochHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

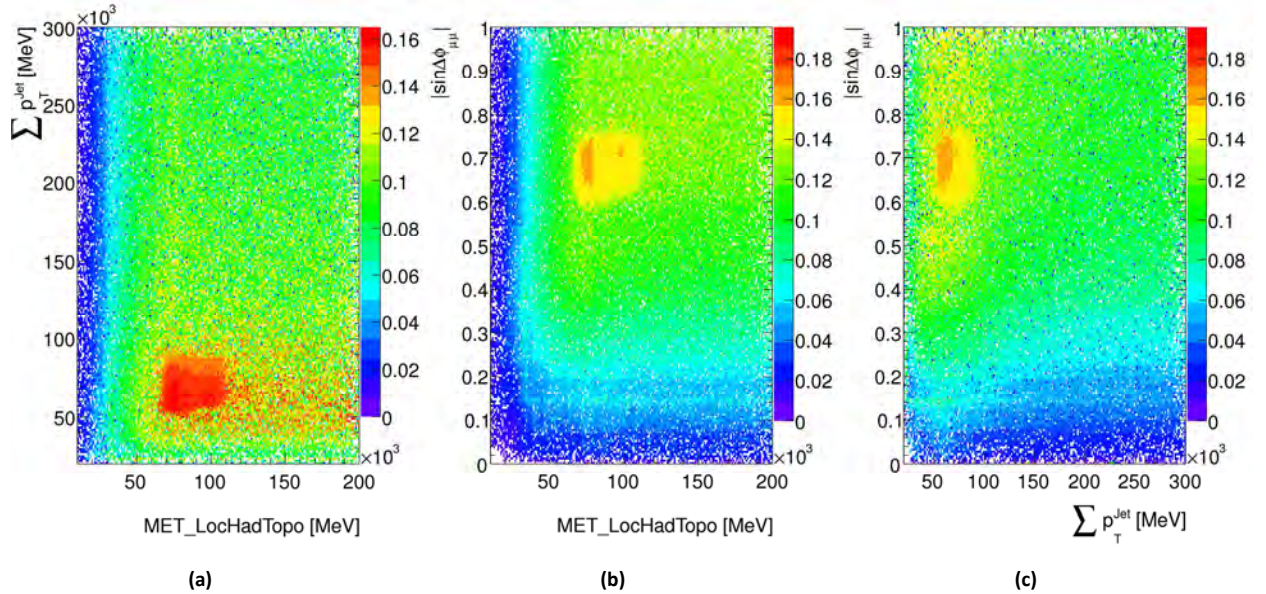


Abbildung 71 Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 250 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LochHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LochHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

Die mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von PYTHIA gefundenen Maxima der Leistungszahlfunktion S/\sqrt{B} sind in Tabelle 23 nach Testmassen sortiert aufgelistet. Die Tabelle 24 zeigt die Ergebnisse bei Verwendung der $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN.

Zwischen den Resultaten der einzelnen Testmassen gibt es große Abweichungen, wobei für alle Schnittvariablen ein Trend zu härteren Schnitten bei größeren Testmassen zu beobachten ist. Dies kann zwei verschiedene Ursachen haben: Zum einen lässt sich dieser Trend durch den stärker werden Einfluss des $t\bar{t}$ -Untergrunds bei größeren invarianten Massen erklären, dessen Reduzierung das Ziel der durchgeführten Schnitte ist. Zum anderen ist die Bedingung $S \ll B$ mit steigender invarianter Masse schlechter erfüllt. Einen Hinweis auf die Ursache dieses Trend kann ein Vergleich der Zahlen mit denen der Optimierung auf die Punzi'sche Leistungszahl liefern.

Trotz der beobachteten Streuung lässt sich der Mittelwert der Schnittwerte der einzelnen Testmassen als gemeinsamer Schnittwert verwenden, da er für fast alle Testmassen auf dem Plateau der Leistungszahlfunktion liegt. Die Mittelwerte stimmen für beide MC-Generatoren angesichts der großen Variation der Werte zwischen den Testmassen gut überein. Da das Plateau der Leistungszahlfunktion für die inklusive Analyse bereits bei etwa 50 GeV beginnt, kann der Schnittwert von MET LochHadTopo $< 90 \text{ GeV}$ für diese übernommen werden.

$m_A \text{ [GeV]}$	MET LochHadTopo $< \text{ [GeV]}$	Jet-Aktivität $< \text{ [GeV]}$	Myonen-Öffnungswinkel $<$
110	123	78	0,91
130	117	42	0,89
150	83	65	0,83
170	65	41	0,69
200	75	60	0,77
250	76	58	0,69
Mittelwert	90	57	0,80

Tabelle 23 Auf S/\sqrt{B} optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET LochHadTopo unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA.

$m_A \text{ [GeV]}$	MET LochHadTopo $< \text{ [GeV]}$	Jet-Aktivität $< \text{ [GeV]}$	Myonen-Öffnungswinkel $<$
110	111	62	0,93
130	93	46	0,82
150	79	55	0,81
170	79	46	0,76
200	74	56	0,76
250	82	57	0,68
Mittelwert	86	53	0,79

Tabelle 24 Auf S/\sqrt{B} optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET LochHadTopo unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von ALPGEN.

MET LochHadTopo mit Punzi'scher Leistungszahl

Nach der Optimierung der Selektion mit dem Schnitt auf MET LochHadTopo gemäß der Leistungszahl S/\sqrt{B} wird dieselbe Ereignisauswahl mit der Punzi'schen Leistungszahl optimiert. Abbildung 72 bis Abbildung 77 zeigen die zweidimensionalen Projektionen des Verlaufs der Leistungszahlfunktion für alle Testmassen m_A . Wie zuvor gibt es um jedes Maximum ein ausgeprägtes Plateau. Der Wert der Punzi'schen Leistungszahl schwankt im Gegensatz zu S/\sqrt{B} für alle Testmassen nur wenig zwischen etwa $5,5 \cdot 10^{-3}$ und $7 \cdot 10^{-3}$.

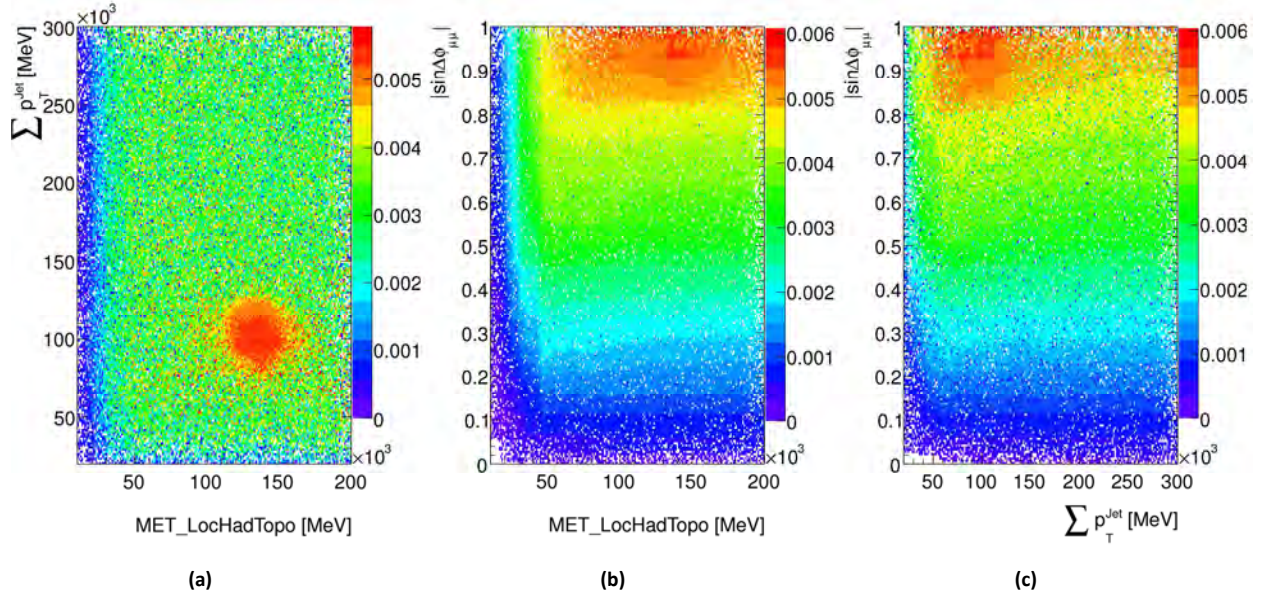


Abbildung 72 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahlfunktion unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 110 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

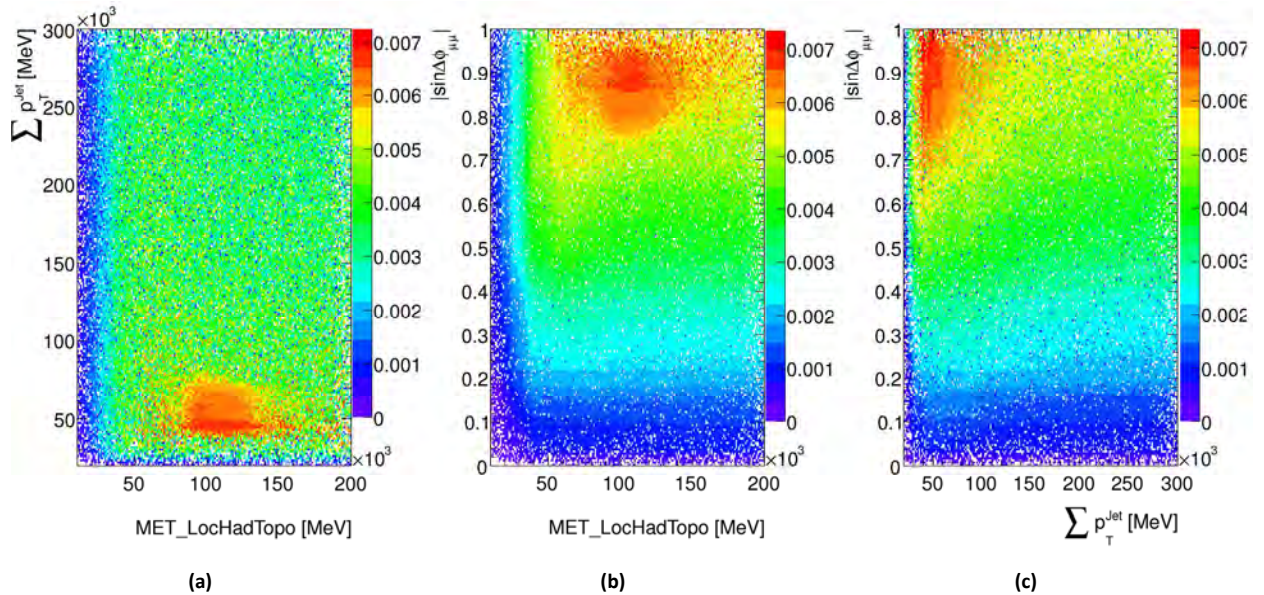


Abbildung 73 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahlfunktion unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 130 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

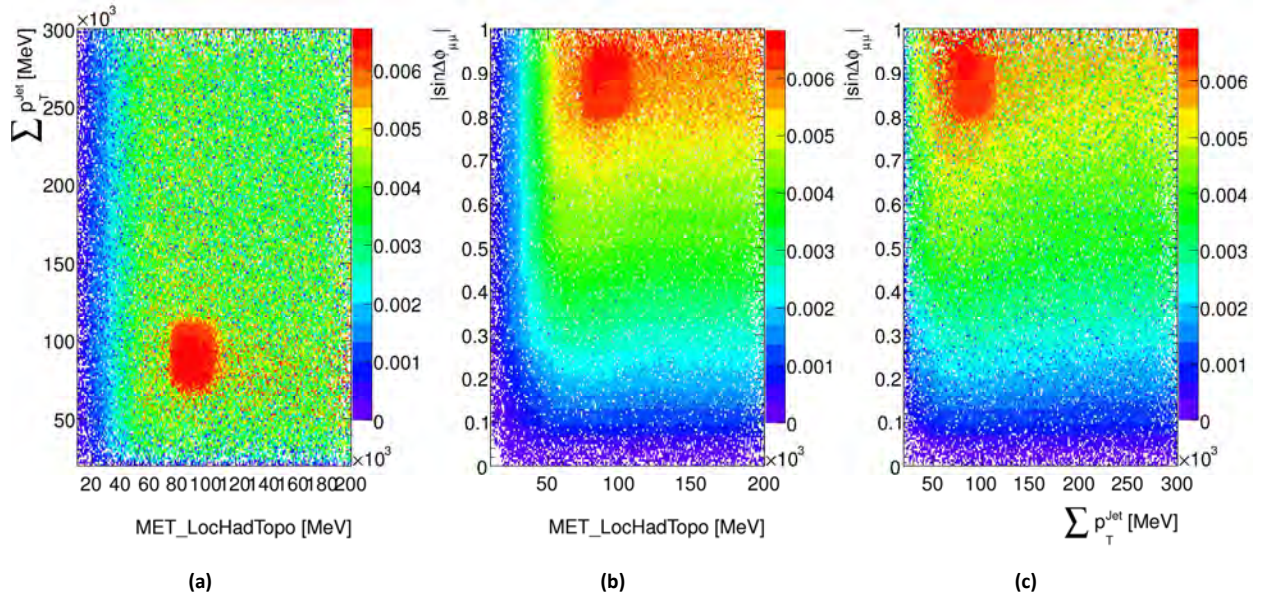


Abbildung 74 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahlfunktion unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 150 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

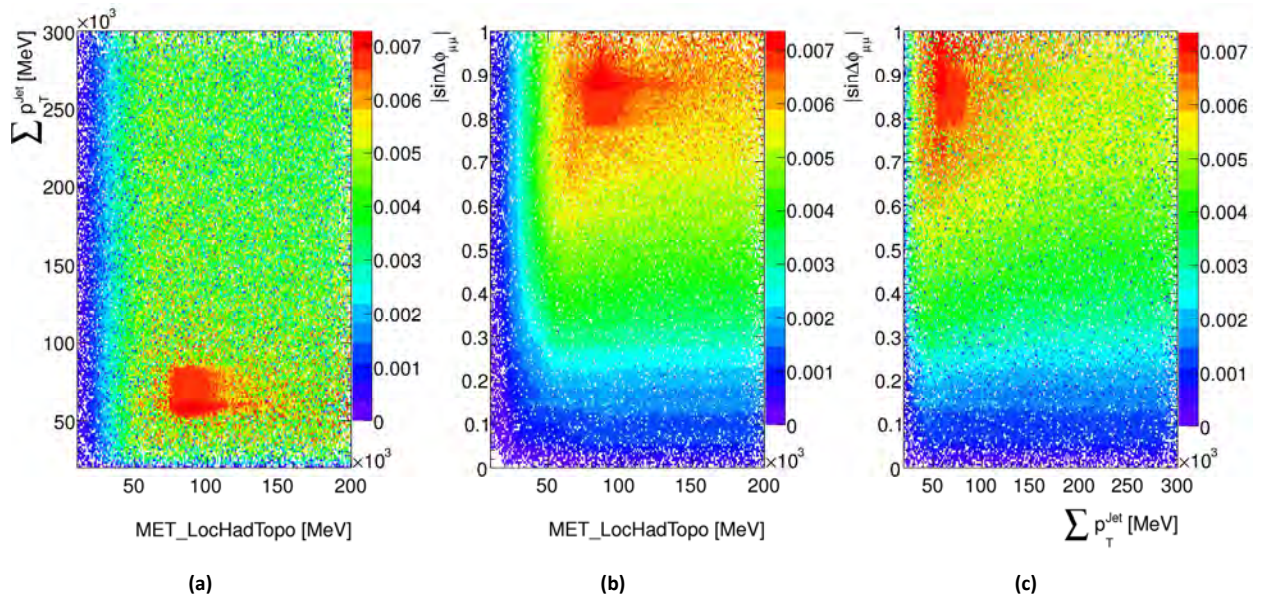


Abbildung 75 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahlfunktion unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 170 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

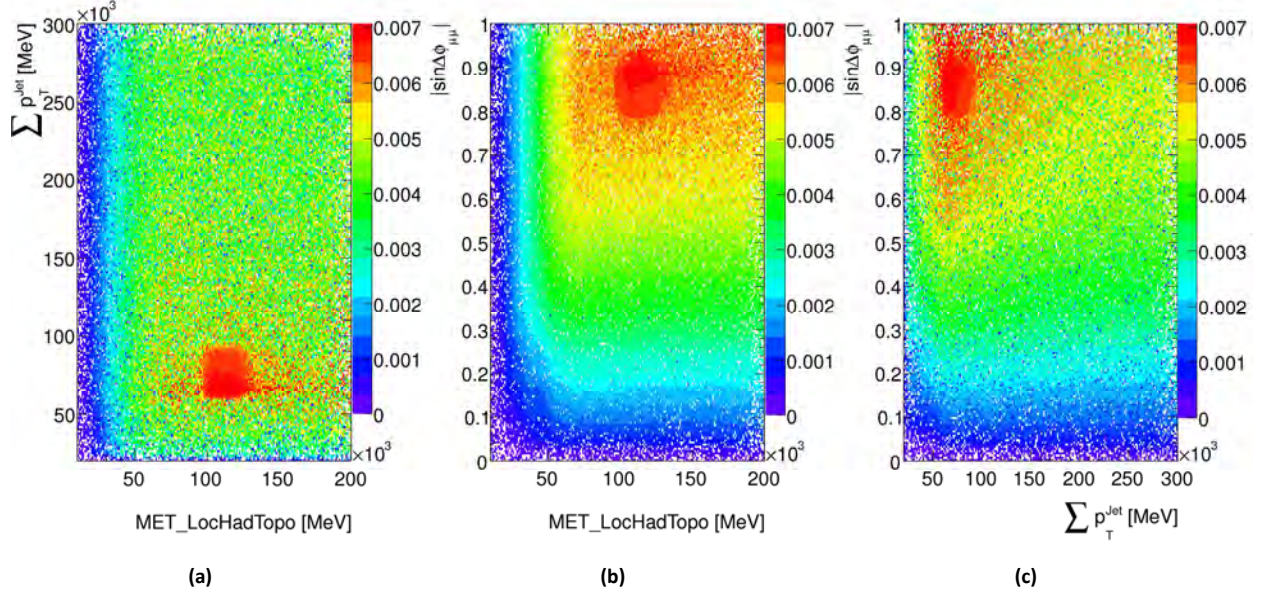


Abbildung 76 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahlfunktion unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 200 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

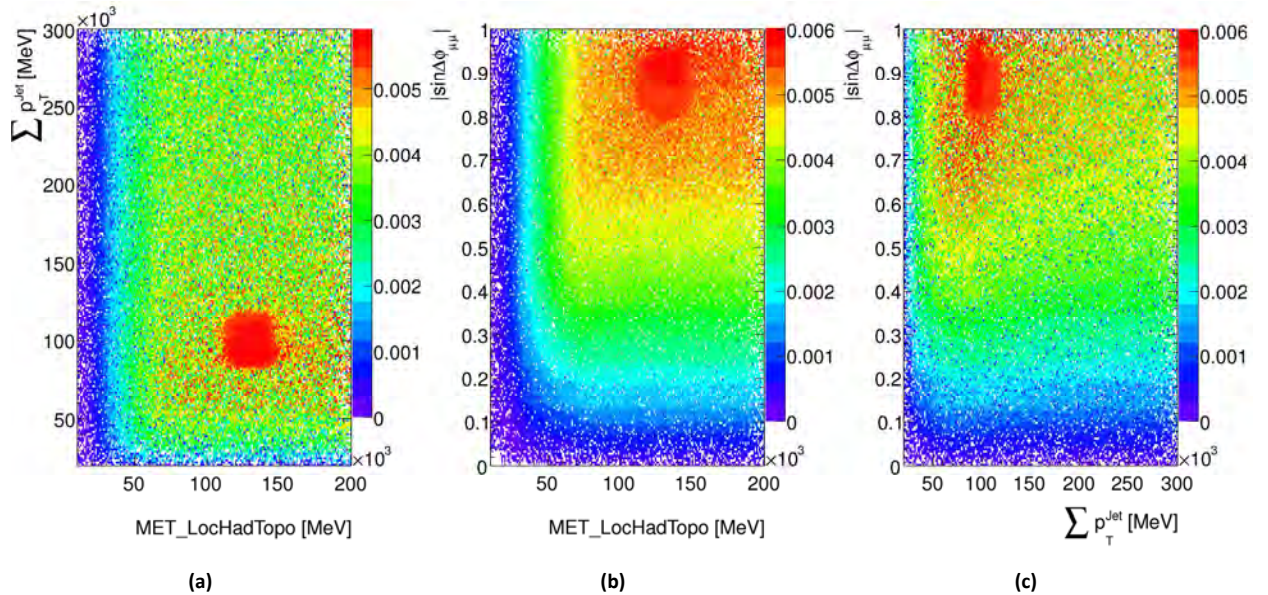


Abbildung 77 Projektionen des Verlaufs der Punzi'schen Leistungszahlfunktion unter Verwendung der Signal-Samples mit $m_A = 250 \text{ GeV}$ und dem gesamten betrachteten Untergrund mit dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA: Jet-Aktivität über MET LocHadTopo (a), Myonen-Öffnungswinkel über MET LocHadTopo (b) und Myonen-Öffnungswinkel über der Jet-Aktivität (c). Die Farbskala gibt den Wert der Leistungszahl an.

In Tabelle 25 sind die optimalen Schnittwerte für die einzelnen Testmassen sowie ihre Mittelwerte bei Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA zusammengefasst. Anders als bei der inklusiven Analyse weichen die Mittelwerte der auf die Punzi'sche Leistungszahl optimierten Schnittwerte von denen der auf S/\sqrt{B} optimierten Werte deutlich nach oben ab.

Im Gegensatz zur Optimierung der Analyse mit b-Jet-Kandidaten auf S/\sqrt{B} ist kein Trend zu härteren Schnitten bei größeren invarianten Massen zu erkennen. Dies widerspricht der Annahme, dass die Schnittwerte durch einen stärker werdenden Einfluss des $t\bar{t}$ -Untergrundes verändert werden. Da jedoch nur Signal-Samples für sechs Testmassen zur Verfügung stehen und die Statistik der $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples gering ist, lässt sich nicht mit Sicherheit schließen, dass der zuvor beobachtete

Trend durch die weniger gute Erfüllung der Voraussetzung $S \ll B$ der Leistungszahl S/\sqrt{B} verursacht wird.

Der Vergleich mit den in Tabelle 26 dargestellten, anhand der $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN optimierten Schnittwerte zeigt Abweichungen der Schnittwerte für MET LochHadTopo und für die Jet-Aktivität nach unten auf, welche jedoch im Vergleich der Variation zwischen den Testmassen gering ist.

Da das Plateau der Punzi'schen Leistungszahlfunktion für die inklusive Analyse bereits bei etwa 50 GeV beginnt, kann erneut der Schnittwert von MET LochHadTopo $< 110 \text{ GeV}$ für diese übernommen werden.

$m_A \text{ [GeV]}$	MET LochHadTopo $< \text{ [GeV]}$	Jet-Aktivität $< \text{ [GeV]}$	Myonen-Öffnungswinkel $<$
110	137	99	0,93
130	107	46	0,87
150	89	88	0,91
170	86	59	0,88
200	113	67	0,89
250	133	91	0,91
Mittelwert	110	75	0,90

Tabelle 25 Auf die Punzi'sche Leistungszahl optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET LochHadTopo unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von PYTHIA.

$m_A \text{ [GeV]}$	MET LochHadTopo $< \text{ [GeV]}$	Jet-Aktivität $< \text{ [GeV]}$	Myonen-Öffnungswinkel $<$
110	111	62	0,94
130	92	55	0,89
150	82	64	0,88
170	87	53	0,87
200	113	66	0,89
250	131	91	0,90
Mittelwert	102	65	0,90

Tabelle 26 Auf die Punzi'sche Leistungszahl optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET LochHadTopo unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN.

MET RefFinalEm mit Leistungszahl S/\sqrt{B}

Da sich die grafischen Darstellungen der Leistungszahlverläufe mit denen der zuvor gezeigten bis auf die genaue Lage der Plateaus gleichen, werden im Folgenden nur noch die optimalen Schnittwerte tabelliert. Tabelle 27 und Tabelle 28 zeigen die optimalen Schnittwerte mit MET RefFinalEm bei Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von PYTHIA bzw. der $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN. Der Vergleich zwischen beiden Tabellen zeigt, dass für MET RefFinalEm und den Myonen-Öffnungswinkel fast dieselben Schnittwerte ermittelt wurden. Die unterschiedlich gute Übereinstimmung mit den ATLAS-Daten hat in diesem Fall kaum Einfluss auf die Schnittwerte. Demgegenüber ist der mit den ALPGEN-Samples ermittelte Schnittwert auf die Jet-Aktivität, obwohl innerhalb der Standardabweichung, um 10 GeV niedriger als bei PYTHIA. Zusammen mit der bereits bei der Optimierung mit MET LochHadTopo festgestellten leichten Differenz der Schnittwerte für die Jet-Aktivität zwischen PYTHIA und ALPGEN kann dies ein Hinweis auf den Einfluss der von den ATLAS-Daten abweichenden Beschreibung des Jet- p_T -Spektrums sein. Aufgrund der zu geringen Statistik durch die wenigen Testmassen und die geringe, nach dem b-Tagging verbliebene Anzahl von MC-Ereignissen in den $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples ist diesbezüglich keine präzisere Aussage möglich.

Der Vergleich der Schnittwerte mit denen bei Verwendung von MET LochHadTopo zeigt wie bereits bei der inklusiven Analyse, dass der Schnittwert für MET RefFinalEm wesentlich kleiner als für MET LochHadTopo ist, was sich bereits aus ihren unterschiedlichen Verteilungen erwarten ließ. Mit weniger

als 40 GeV liegt er allerdings bereits am Rand des Leistungszahlplateaus der inklusiven Analyse. Aufgrund der prozentual großen Streuung der Schnittwerte befindet er sich auch nicht auf dem Plateau aller Testmassen, was ebenso für den Schnittwert der Jet-Aktivität gilt.

Wie bei der Optimierung der Selektion mit MET LochHadTopo auf S/\sqrt{B} zeigt sich bei beiden MC-Generatoren ein Trend zu härteren Schnitten bei größeren Testmassen m_A . Dies gilt besonders bei MET RefFinalEm und dem Myonen-Öffnungswinkel.

Das Maximum der Leistungszahlfunktion beträgt bei $m_A = 110$ GeV etwa $S/\sqrt{B} = 0,6$ und nimmt mit steigendem m_A kontinuierlich auf $S/\sqrt{B} = 0,25$ ab. Es erreicht damit für größere Testmassen etwas höhere Werte als bei der Verwendung von MET LochHadTopo.

m_A [GeV]	MET RefFinalEm < [GeV]	Jet-Aktivität < [GeV]	Myonen-Öffnungswinkel <
110	51	103	0,91
130	41	42	0,70
150	40	91	0,85
170	31	93	0,87
200	27	67	0,68
250	31	82	0,70
Mittelwert	37	80	0,79

Tabelle 27 Auf S/\sqrt{B} optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET RefFinalEm unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von PYTHIA.

m_A [GeV]	MET RefFinalEm < [GeV]	Jet-Aktivität < [GeV]	Myonen-Öffnungswinkel <
110	50	96	0,94
130	39	64	0,83
150	40	56	0,82
170	29	74	0,76
200	27	55	0,72
250	29	85	0,69
Mittelwert	36	72	0,79

Tabelle 28 Auf S/\sqrt{B} optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET RefFinalEm unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von ALPGEN.

MET RefFinalEm mit Punzi'scher Leistungszahl

In Tabelle 29 und Tabelle 30 sind die ermittelten Schnittwerte mit MET RefFinalEm bei der Optimierung auf die Punzi'sche Leistungszahl dargestellt. Erneut zeigt sich, dass sie größer sind als bei der Optimierung derselben Selektion auf S/\sqrt{B} . Wie beim Schnitt auf MET LochHadTopo ist kein Trend zu härteren Schnitten für große Testmassen zu erkennen.

Der Vergleich zwischen PYTHIA und ALPGEN zeigt einen deutlich kleineren Schnittwert der Jet-Aktivität für ALPGEN als bei Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Samples von PYTHIA, bei ansonsten gleichen Schnittwerten.

m_A [GeV]	MET RefFinalEm < [GeV]	Jet-Aktivität < [GeV]	Myonen-Öffnungswinkel <
110	50	153	0,93
130	40	92	0,87
150	39	180	0,94
170	32	125	0,89
200	41	130	0,90
250	37	168	0,91
Mittelwert	40	141	0,90

Tabelle 29 Auf die Punzi'sche Leistungszahl optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET RefFinalEm unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA.

m_A [GeV]	MET RefFinalEm < [GeV]	Jet-Aktivität < [GeV]	Myonen-Öffnungswinkel <
110	50	102	0,95
130	39	91	0,89
150	38	125	0,92
170	33	91	0,87
200	33	113	0,89
250	33	110	0,84
Mittelwert	38	105	0,89

Tabelle 30 Auf die Punzi'sche Leistungszahl optimierte Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten mit MET RefFinalEm unter Verwendung des $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von ALPGEN.

Einfluss der Systematik

Tabelle 31 zeigt den Einfluss der systematischen Unsicherheiten am Beispiel des Signal-Samples mit $m_A = 200$ GeV. Er ist etwas größer als bei der inklusiven Analyse, jedoch im Vergleich zu den Streuungen der Schnittwerte für die einzelnen Testmassen vernachlässigbar.

$m_A = 200$ GeV		MET LocHadTopo < [GeV]	Jet-Aktivität < [GeV]	Myonen-Öffnungswinkel <
Bestwert		75	60	0,77
Myonen-Rekonstruktionseffizienz	+1 σ	76	57	0,77
	-1 σ	76	57	0,77
Myonen- p_T -Auflösung ID	+1 σ	76	57	0,76
	-1 σ	76	56	0,76
Myonen- p_T -Auflösung MS	+1 σ	76	56	0,76
	-1 σ	76	57	0,76
Myonen-Impulsskala	+1 σ	76	57	0,76
	-1 σ	76	56	0,76
Trigger-Effizienz	+1 σ	76	57	0,76
	-1 σ	76	57	0,76
Tagging-Kalibration	+1 σ	76	57	0,77
	-1 σ	76	57	0,76
JES-Unsicherheit	+1 σ	76	60	0,77
	-1 σ	75	57	0,77
JER-Unsicherheit	-1 σ	75	60	0,77

Tabelle 31 Einfluss der systematischen Unsicherheiten auf die Schnittselektion mit b-Jet-Kandidaten am Beispiel des Signal-Samples $m_A = 200$ GeV und dem $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA bei der Optimierung auf S/\sqrt{B} .

12.2.3 Empfohlene Schnittselektion

In Tabelle 32 und Tabelle 33 sind die gemittelten Schnittwerte für alle bisher diskutierten Optimierungsvarianten zusammengefasst. Dabei werden erneut bereits oben beschriebene Beobachtungen deutlich:

- Die mit den $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Samples von PYTHIA bzw. ALPGEN ermittelten Schnittwerte der Analyse mit b-Jet-Kandidaten für MET und Myonen-Öffnungswinkel stimmen, besonders bei Verwendung der Leistungszahl S/\sqrt{B} , gut überein. Ebenso gleichen sich die Ergebnisse für den MET-Schnitt der inklusiven Analyse. Es erschließt sich daraus, dass die, durch das PDF-Problem von ALPGEN verursachte, schlechte Normierung der ALPGEN-Voraussage für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten keinen negativen Einfluss auf die Schnittoptimierung hat. Da ALPGEN jedoch, wie in Kapitel 10 gezeigt, das p_T -Spektrum der Jets besser beschreibt als PYTHIA und sich daraus resultierend die ermittelten Schnittwerte für die Jet-Aktivität unterscheiden, werden die Ergebnisse von ALPGEN verwendet.
- Im Gegensatz zur inklusiven Analyse weisen die Ergebnisse der Schnittselektion mit b-tagged Jets sichtbare Unterschiede zwischen den beiden Leistungszahlen auf, wobei S/\sqrt{B} stets härtere Schnitte empfiehlt als die Punzi'sche Leistungszahl. Die genaue Ursache lässt sich aufgrund der geringen MC-Statistik nach dem b-Tagging nicht eindeutig feststellen. Da die Leistungszahl S/\sqrt{B} aus dem Formalismus zur Bestimmung von Limits abgeleitet ist und die ermittelten Schnittwerte bei Betrachtung der relevanten Verteilungen der Schnittvariablen sinnvoll erscheinen, werden ihre Empfehlungen weiterverwendet. Diesen wird auch deshalb besonders vertraut, weil S/\sqrt{B} kaum auf systematische Unsicherheiten sensitiv ist.
- Die Entscheidung, ob MET LocHadTopo oder MET RefFinal verwendet werden sollte, kann erst nach Betrachtung des neuen Schnittflusses und dem Vergleich zwischen MC und ATLAS-Daten getroffen werden.

Leistungszahl	MET	Generator	MET < [GeV]
S/\sqrt{B}	LocHadTopo	PYTHIA	∞
		ALPGEN	∞
	RefFinalEm	PYTHIA	∞
		ALPGEN	∞
Punzi	LocHadTopo	PYTHIA	56
		ALPGEN	55
	RefFinalEm	PYTHIA	57
		ALPGEN	55

Tabelle 32 Zusammenfassung der Ergebnisse der Schnittoptimierung für die inklusive Analyse. Es sind die über alle Testmassen gemittelten optimalen Schnittwerte für alle acht durchgeführten Optimierungsvarianten dargestellt.

Leistungszahl	MET	Generator	MET < [GeV]	Jet-Aktivität < [GeV]	Myonen-Öffnungswinkel <
S/\sqrt{B}	LocHadTopo	PYTHIA	90	57	0,80
		ALPGEN	86	53	0,79
	RefFinalEm	PYTHIA	37	80	0,79
		ALPGEN	36	72	0,79
Punzi	LocHadTopo	PYTHIA	110	75	0,90
		ALPGEN	102	65	0,90
	RefFinalEm	PYTHIA	40	141	0,90
		ALPGEN	38	105	0,89

Tabelle 33 Zusammenfassung der Ergebnisse der Schnittoptimierung für die Analyse mit b-Jet-Kandidaten. Es sind die über alle Testmassen gemittelten optimalen Schnittwerte für alle acht durchgeführten Optimierungsvarianten dargestellt.

In Tabelle 34 sind die neuen Schnittselektionen für MET LocHadTopo und MET RefFinalEm zusammen mit der originalen Analyse dargestellt. Die Schnittwerte der ermittelten Werte wurden auf sinnvolle Werte gerundet und sind für die drei dargestellten Analysestrategien geeignet.

Schnitte	Originale Selektion	Optimierte Selektion mit MET LocHadTopo	Optimierte Selektion mit MET RefFinalEm
MET LocHadTopo < [GeV]	-	90	-
MET RefFinalEm < [GeV]	40	-	40
$\sum p_T^{jet} < [GeV]$	90	50	70
$ \sin \Delta\phi_{\mu\mu} <$	0,75	0,80	0,80

Tabelle 34 Vergleich der alten und neuen Schnittwerte mit MET LocHadTopo und MET RefFinalEm.

In Tabelle 35 bis Tabelle 37 sind die Ereigniszahlen aller drei Schnittselektionen aufgelistet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die auf MET LocHadTopo optimierte Analyse den $t\bar{t}$ -Untergrund durch den Schnitt auf MET viel weniger stark reduziert als die originale Selektion. Die schwächere Trennkraft von MET LocHadTopo wurde versucht, durch einen härteren Schnitt auf die Jet-Aktivität auszugleichen, was jedoch nicht gelingt. Am Ende der Selektion verbleiben weniger Signal-Ereignisse mit mehr $t\bar{t}$ -Untergrundereignissen als bei der originalen Analyse. Außerdem verschlechtert sich durch den harten Schnitt auf die durch PYTHIA schlecht beschriebene Jet-Aktivität die Übereinstimmung zwischen den ATLAS-Daten und der MC-Vorhersage.

Demgegenüber reduziert die mit MET RefFinalEm optimierte Selektion den $t\bar{t}$ -Untergrund um ein Drittel, ohne das Signal stark zu beeinflussen. Obwohl die Abweichungen der MC-Vorhersage von PYTHIA durch den etwas härteren Schnitt auf die Jet-Aktivität von 6% auf etwa 10% steigt, bleibt sie weit unterhalb der achtzehnprozentigen Abweichung der Selektion mit MET LocHadTopo. Möglicherweise lassen sie sich durch neue, verbesserte ALPGEN-Samples weiter reduzieren, da ALPGEN die Jet-Aktivität besser beschreibt als PYTHIA.

Aus den genannten Gründen ist die auf MET RefFinalEm optimierte Analyse sowohl gegenüber der auf MET LocHadTopo optimierten als auch gegenüber der originalen Schnittselektion zu bevorzugen.

		Schnitt-Nr.	18	19	20a	21a	22a	23a
		ATLAS-Daten	410112	404017	1712	1712	896	692
ALPGEN	Summe Untergrund	405600	393649	1510	1387	732	527	
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	398609	387698	747	686	367	277	
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + b - Jets$	5850	5578	641	586	302	225	
PYTHIA	Summe Untergrund	418626	407727	1924	1722	866	735	
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	417485	407354	1803	1607	804	710	
	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	833	195	119	112	61	25	
	$WW \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	190	90	0,2	0,2	0,1	0,04	
	$WZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	107	78	2,3	2,2	1,3	0,5	
	$ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	11	9,3	0,8	0,7	0,4	0,3	
Signal-Samples	$m_A = 110 GeV$	284	274	5,8	5,2	2,8	2,4	
	$m_A = 130 GeV$	120	115	3	2,8	1,9	1,7	
	$m_A = 150 GeV$	89	85	2,8	2,5	1,7	1,5	
	$m_A = 170 GeV$	55	53	2,0	1,8	1,3	1,1	
	$m_A = 200 GeV$	29	27	1,3	1,1	0,9	0,7	
	$m_A = 250 GeV$	11	11	0,6	0,5	0,4	0,4	

Tabelle 35 Schnittfluss für die originale Schnittselektion

	Schnitt-Nr.	18	19	20a	21a	22a	23a
	ATLAS-Daten	410112	404663	1781	1781	1089	558
ALPGEN	Summe Untergrund	405600	399190	1587	1453	890	417
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	398609	392799	670	610	379	217
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + b - Jets$	5850	5577	590	536	320	170
PYTHIA	Summe Untergrund	418626	412882	2001	1790	1049	660
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	417485	412067	1674	1484	858	630
	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	833	546	324	304	189	29
	$WW \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	190	171	0,6	0,6	0,3	0,1
	$WZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	107	88	1,8	1,7	1,0	0,3
	$ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	11	9,9	0,7	0,6	0,4	0,2
Signal-Samples	$m_A = 110 GeV$	284	274	5,4	4,8	3,0	2,2
	$m_A = 130 GeV$	120	115	2,9	2,5	1,9	1,4
	$m_A = 150 GeV$	89	85	2,5	2,2	1,8	1,2
	$m_A = 170 GeV$	55	53	1,8	1,6	1,3	0,9
	$m_A = 200 GeV$	29	27	1,0	0,9	0,8	0,6
	$m_A = 250 GeV$	11	10	0,5	0,4	0,4	0,2

Tabelle 36 Schnittfluss für die optimierte Schnittselektion mit MET LochHadTopo

	Schnitt-Nr.	18	19	20a	21a	22a	23a
	ATLAS-Daten	410112	404017	1712	1712	993	673
ALPGEN	Summe Untergrund	405600	393649	1510	1387	805	499
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	398609	387698	747	686	402	267
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + b - Jets$	5850	5578	641	586	334	214
PYTHIA	Summe Untergrund	418626	407727	1924	1722	967	748
	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	417485	407354	1803	1607	899	730
	$t\bar{t} \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	833	195	119	112	66	17
	$WW \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	190	90	0,2	0,2	0,1	0,04
	$WZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	107	78	2,3	2,2	1,3	0,4
	$ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	11	9,3	0,8	0,7	0,4	0,2
Signal-Samples	$m_A = 110 GeV$	284	274	5,8	5,2	3,0	2,5
	$m_A = 130 GeV$	120	115	3	2,8	2,0	1,6
	$m_A = 150 GeV$	89	85	2,8	2,5	1,9	1,5
	$m_A = 170 GeV$	55	53	2,0	1,8	1,4	1,0
	$m_A = 200 GeV$	29	27	1,3	1,1	0,9	0,7
	$m_A = 250 GeV$	11	11	0,6	0,5	0,4	0,3

Tabelle 37 Schnittfluss für die optimierte Schnittselektion mit MET RefFinalEm

13 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Optimierung der Schnittselektion zur Suche nach den drei neutralen MSSM Higgs-Bosonen am ATLAS-Detektor. Zu diesem Zweck wurden die beiden bereits vor der Inbetriebnahme des LHC für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ entwickelten Analysestrategien mit b-Tagging um eine inklusive Analyse erweitert, welche geringer durch die noch großen systematischen Unsicherheiten der frühen ATLAS-Daten beeinflusst wird.

Da die Optimierung der Schnittwerte nur anhand einer Monte Carlo Simulation durchführbar ist, wurde diese auf Übereinstimmung in allen wichtigen Verteilungen mit den ATLAS-Daten der ersten Hälfte des Jahres 2011 überprüft. Es wurden dabei die MC-Vorhersagen von drei verschiedenen MC-Generatoren für den Hauptuntergrund unter Berücksichtigung von systematischen Unsicherheiten miteinander und mit den ATLAS-Daten verglichen, um die bestmögliche Simulation für die Schnittoptimierung weiterverwenden zu können. Im Ergebnis wurden die Samples von PYTHIA und ALPGEN zur Nutzung für die Optimierung ausgewählt, während sich jenes von MC@NLO als unbrauchbar erwiesen hat. Bis auf die Verteilung der Jet-Aktivität überzeugte PYTHIA durch eine sehr gute Übereinstimmung seiner Vorhersage mit den ATLAS-Daten. ALPGEN hingegen beschreibt die Jet-Kinematik am besten, jedoch zeigte sich, dass die verfügbaren Samples mit einer weniger geeigneten PDF generiert wurden.

Da der Schnitt auf die fehlende transversale Energie einer der wichtigsten Möglichkeiten zur Reduzierung des $t\bar{t}$ -Untergrunds ist, wurden weiterhin drei unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der fehlenden transversalen Energie auf die Übereinstimmung ihrer Verteilungen in den ATLAS-Daten und mit denen der Simulation überprüft. Für keine dieser Methoden war eine gute Modellierung gegeben, weshalb mit MET LochHadTopo und MET RefFinalEm die beiden vielversprechendsten Varianten weiterverwendet wurden.

Solange die gesuchten MSSM Higgs-Bosonen nicht entdeckt worden sind, können für ihren Wirkungsquerschnitt bzw. für die beiden, ihre Eigenschaften maßgeblich beeinflussenden Parameter m_A und $\tan\beta$ nur Limits angegeben werden. Aus dem Ziel, möglichst stringente Limits angeben zu können, ergab sich die für die Optimierung geeignete Leistungszahl, deren Ergebnisse mit einer einem alternativen Ansatz entsprungenen Leistungszahl verifiziert werden sollten.

Nach der Untersuchung der Schnittvariablen auf spezielle Korrelationen wurden die Schnittwerte in acht unterschiedlichen Varianten mit einem genetischen Algorithmus optimiert. Nach der Diskussion und dem Vergleich untereinander verblieben zwei verschiedene Selektionen. Die abschließende Gegenüberstellung mit den ursprünglichen Analysen zeigte, dass folgende Schnittwerte die besten Limits versprechen:

- MET_RefFinalEm $< 40 \text{ GeV}$
- $\sum p_T^{Jet} < 70 \text{ GeV}$
- $|\sin \Delta\phi_{\mu\mu}| < 0,80$

Gegenüber der original Selektion ist damit die Empfehlung für den Schnittwert für die Jet-Aktivität um 10 GeV niedriger und jener für den Myonen-Öffnungswinkel um $0,05$ größer. Der durch diese Schnitte zu reduzierende $t\bar{t}$ -Untergrund wird dadurch um ein Drittel gegenüber der ursprünglichen Analyse verringert, während die Größe der untersuchten Signal-Samples fast unverändert bleibt.

Es konnte gezeigt werden, dass der Einfluss der betrachteten systematischen Unsicherheiten auf die ermittelten Schnittwerte sehr gering ist, wobei eine vollständige Erfassung der Fehler auf die fehlende transversale Energie nicht möglich war. Demgegenüber verhindert die limitierte Statistik der MC-Samples nach dem b-Tagging weitergehende Aussagen über den beobachteten Trend von S/\sqrt{B} zu härteren Schnitten bei größeren Testmassen.

Neue, umfangreichere MC-Samples von ALPGEN würden sowohl die Möglichkeit eröffnen, das Auftreten statistischer Fluktuation zu vermeiden als auch bei Verwendung einer geeigneteren PDF die Übereinstimmung der MC-Vorhersage mit den ATLAS-Daten zu verbessern. Dies würde die Qualität der ermittelbaren Limits auf den Wirkungsquerschnitt der drei neutralen MSSM Higgs-Bosonen zu verbessern helfen und somit die neue Schnittselektion verifizieren.

Anhang A

Im Folgenden sind die Namen aller MC-Samples aufgelistet, die für die Analyse verwendet werden. Eine Zuordnung zu den in Kapitel 7 beschriebenen Samples kann zum einen über den an dritter Stelle stehen Namen oder über die an zweiter Stelle stehende Sample-ID erfolgen. Die am Namensende stehenden Tags stehen in dieser Reihenfolge für:

- die Ereignisgenerierung (e)
- die Detektorsimulation (s)
- die Rekonstruktion (r)
- die D3PD-Konvertierung (p)

Die jeweils verwendeten Scripts können einer ATLAS-Datenbank entnommen werden [110].

$gg \rightarrow A^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

mc10_7TeV.116930.PowHegPYTHIA_ggHmumu_MA110TB40.merge.NTUP_SMWZ.e776_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116931.PowHegPYTHIA_ggHmumu_MA130TB40.merge.NTUP_SMWZ.e776_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116932.PowHegPYTHIA_ggHmumu_MA150TB40.merge.NTUP_SMWZ.e776_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116933.PowHegPYTHIA_ggHmumu_MA170TB40.merge.NTUP_SMWZ.e776_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116934.PowHegPYTHIA_ggHmumu_MA200TB40.merge.NTUP_SMWZ.e776_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116935.PowHegPYTHIA_ggHmumu_MA250TB40.merge.NTUP_SMWZ.e776_s933_s946_r2302_r2300_p605

$b\bar{b} \rightarrow A^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

mc10_7TeV.116920.SherpabbAmumuMA110TB40.merge.NTUP_SMWZ.e769_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116921.SherpabbAmumuMA130TB40.merge.NTUP_SMWZ.e769_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116922.SherpabbAmumuMA150TB40.merge.NTUP_SMWZ.e769_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116923.SherpabbAmumuMA170TB40.merge.NTUP_SMWZ.e769_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116924.SherpabbAmumuMA200TB40.merge.NTUP_SMWZ.e769_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.116925.SherpabbAmumuMA250TB40.merge.NTUP_SMWZ.e769_s933_s946_r2302_r2300_p605

$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + Jets$:

mc10_7TeV.106047.PYTHIAZmumu_no_filter.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.106088.McAtNloZmumu_no_filter.merge.NTUP_SMWZ.e613_s933_s946_r2302_r2300_p605

mc10_7TeV.107660.AlpGenJimmyZmumuNp0_pt20.merge.NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107661.AlpGenJimmyZmumuNp1_pt20.merge.NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107662.AlpGenJimmyZmumuNp2_pt20.merge.NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107663.AlpGenJimmyZmumuNp3_pt20.merge.NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107664.AlpGenJimmyZmumuNp4_pt20.merge.NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107665.AlpGenJimmyZmumuNp5_pt20.merge.NTUP_SMWZ.e737_s933_s946_r2302_r2300_p605

mc10_7TeV.109305.AlpGenJimmyZmumubbNp0_nofilter.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.109306.AlpGenJimmyZmumubbNp1_nofilter.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.109307.AlpGenJimmyZmumubbNp2_nofilter.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.109308.AlpGenJimmyZmumubbNp3_nofilter.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605

$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$:

mc10_7TeV.109345.T1_McAtNlo_Jimmy_2LeptonsMll60GeV.merge.NTUP_SMWZ.e598_s933_s946_r2302_r2300_p605

$W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$:

mc10_7TeV.107100.AlpGenJimmyWWlnulnuNp0.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107101.AlpGenJimmyWWlnulnuNp1.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107102.AlpGenJimmyWWlnulnuNp2.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107103.AlpGenJimmyWWlnulnuNp3.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605

$W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$:

mc10_7TeV.107104.AlpgenJimmyWZinclINp0.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107105.AlpgenJimmyWZinclINp1.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107106.AlpgenJimmyWZinclINp2.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107107.AlpgenJimmyWZinclINp3.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605

$W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$:

mc10_7TeV.107108.AlpgenJimmyZZinclINp0.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107109.AlpgenJimmyZZinclINp1.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107110.AlpgenJimmyZZinclINp2.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605
mc10_7TeV.107111.AlpgenJimmyZZinclINp3.merge.NTUP_SMWZ.e600_s933_s946_r2302_r2300_p605

QCD-Multijet Prozesse:

mc10_7TeV.109276.J0_PYTHIA_jetjet_1muon.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605
mc10_7TeV.109277.J1_PYTHIA_jetjet_1muon.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605
mc10_7TeV.109278.J2_PYTHIA_jetjet_1muon.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605
mc10_7TeV.109279.J3_PYTHIA_jetjet_1muon.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605
mc10_7TeV.109280.J4_PYTHIA_jetjet_1muon.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605
mc10_7TeV.109281.J5_PYTHIA_jetjet_1muon.merge.NTUP_SMWZ.e574_s933_s946_r2301_r2300_p605

Anhang B

η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse

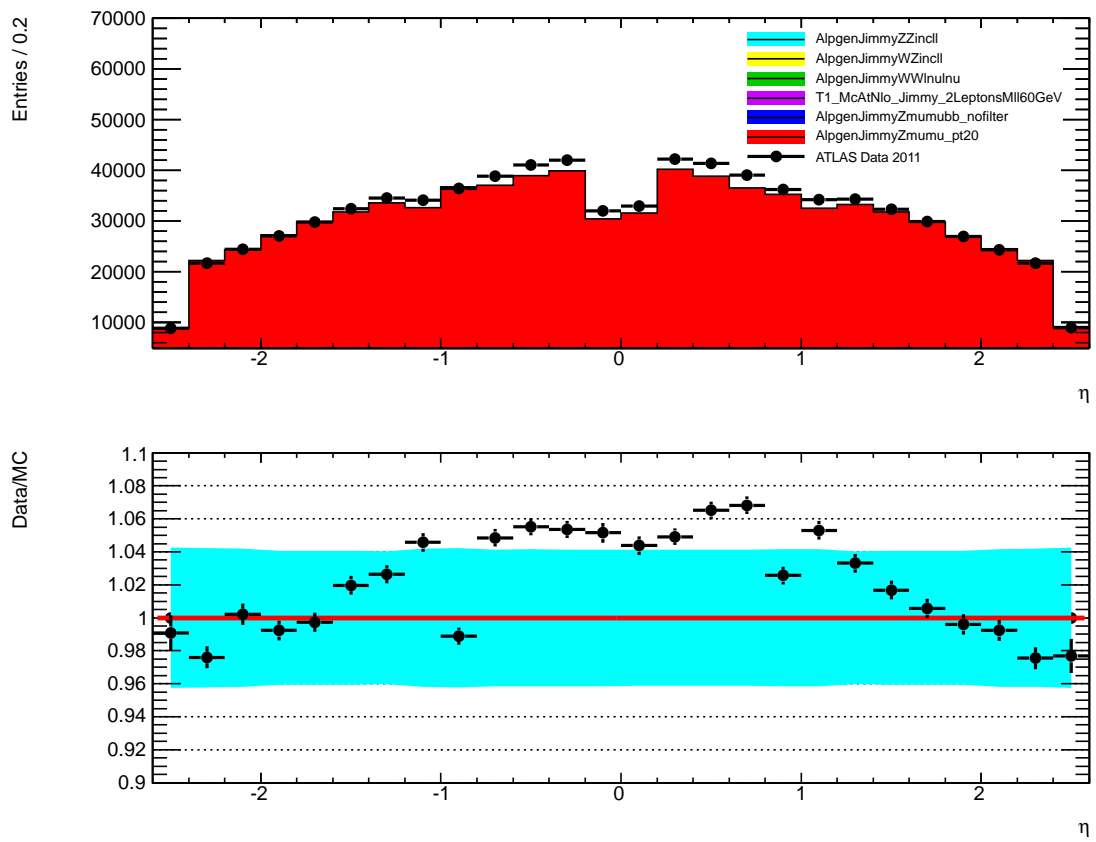


Abbildung 78 η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Sample von ALPGEN

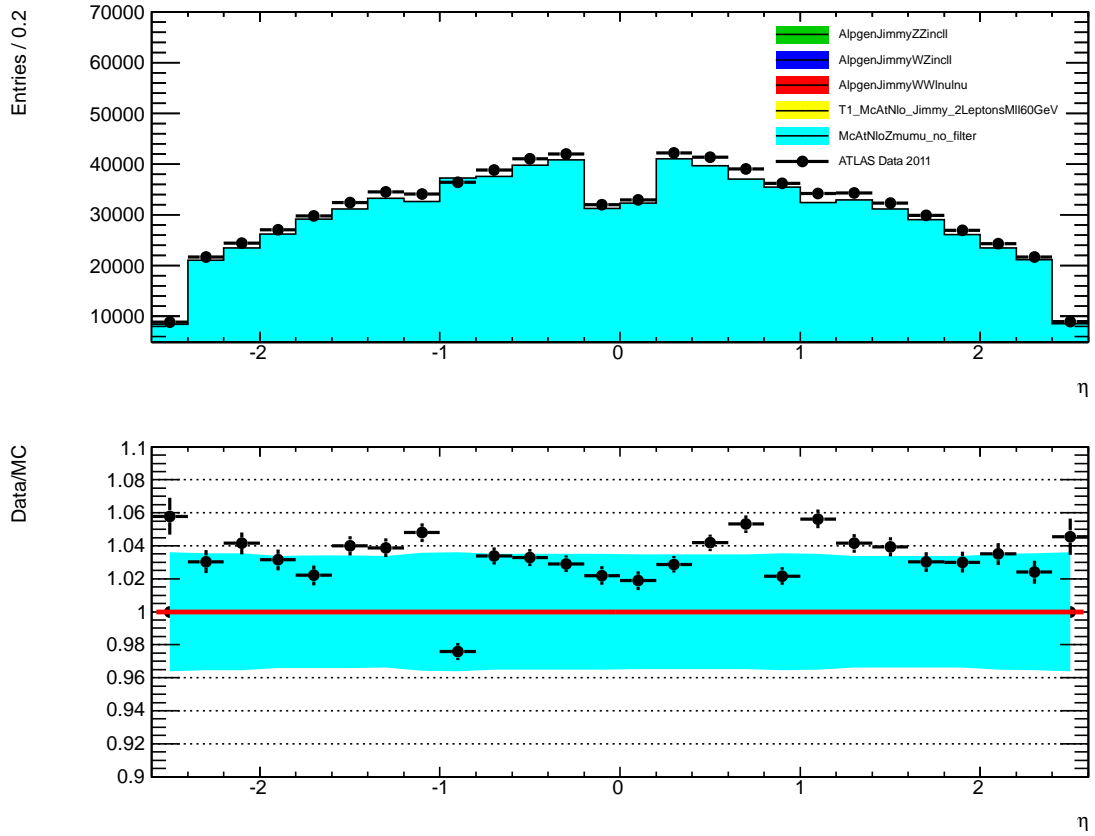


Abbildung 79 η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

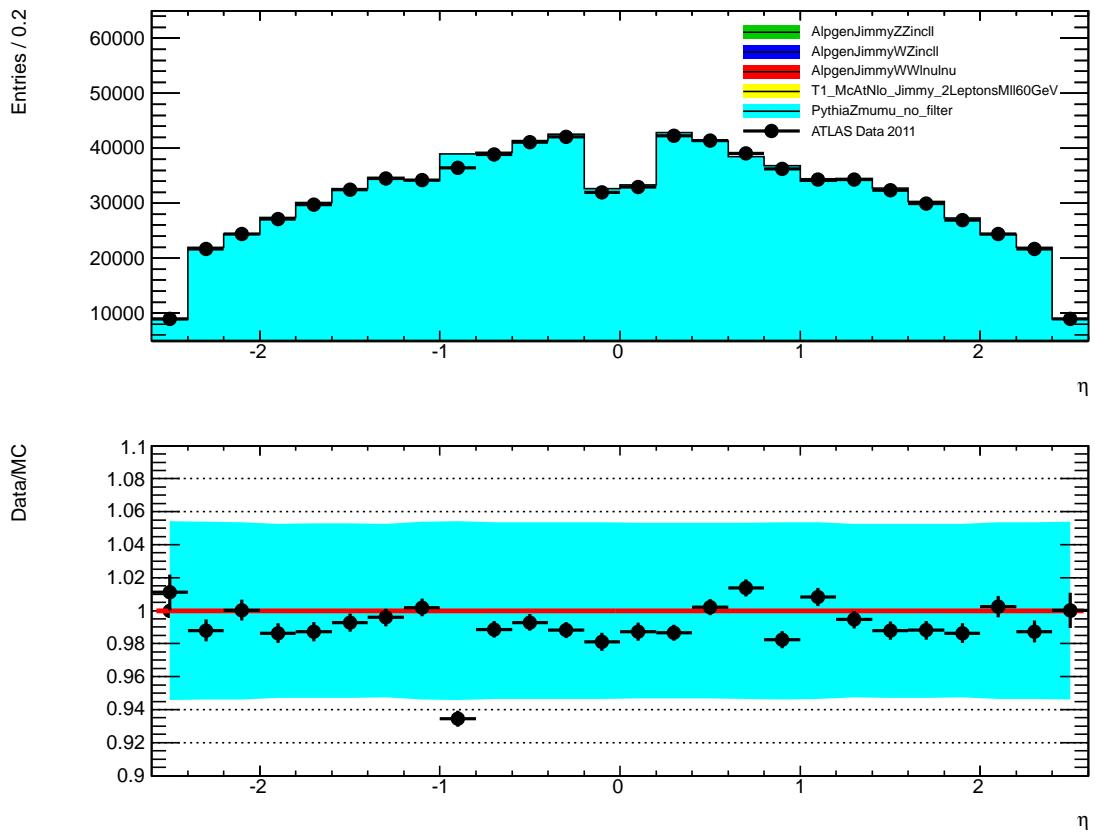


Abbildung 80 η -Verteilung der Myonen nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse

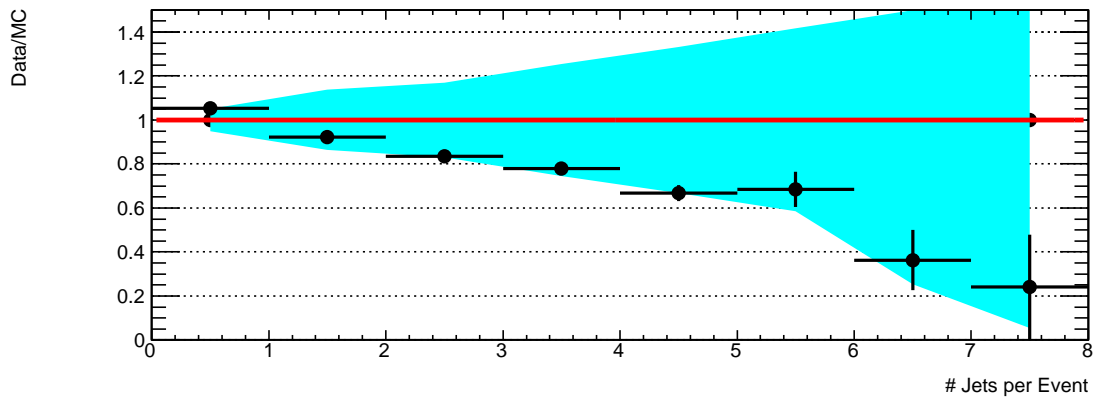
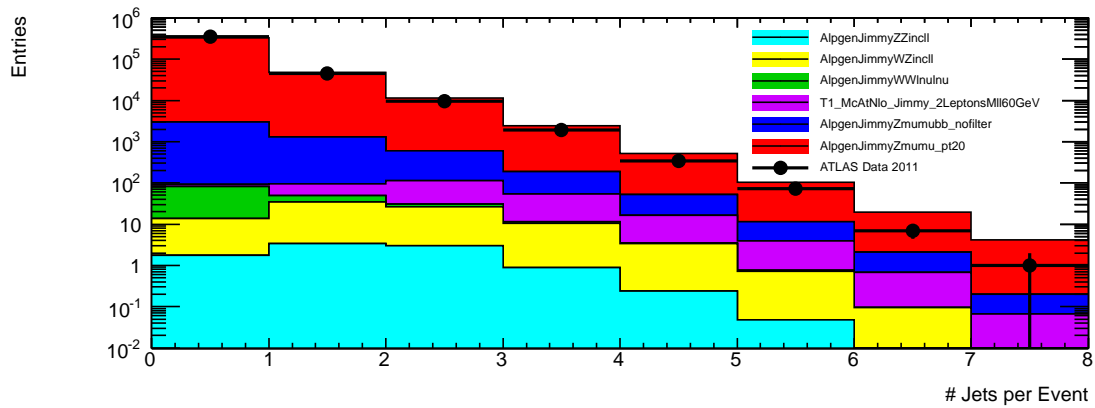


Abbildung 81 Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

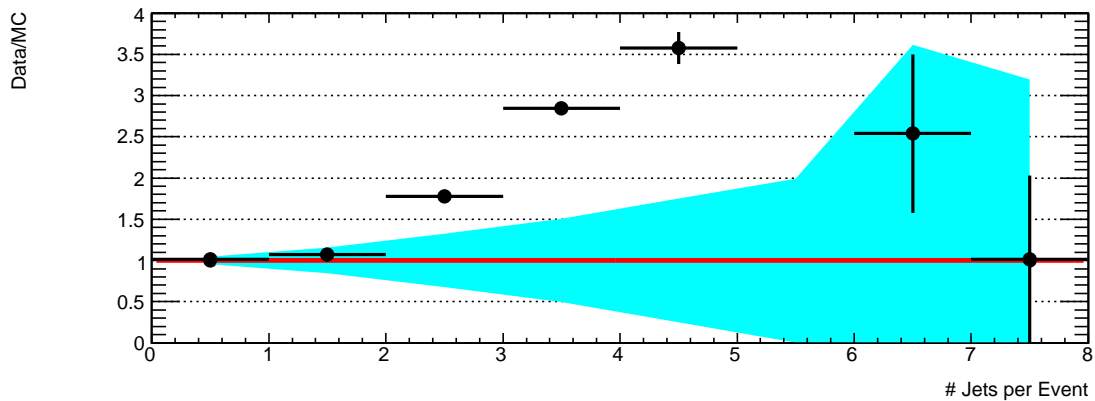
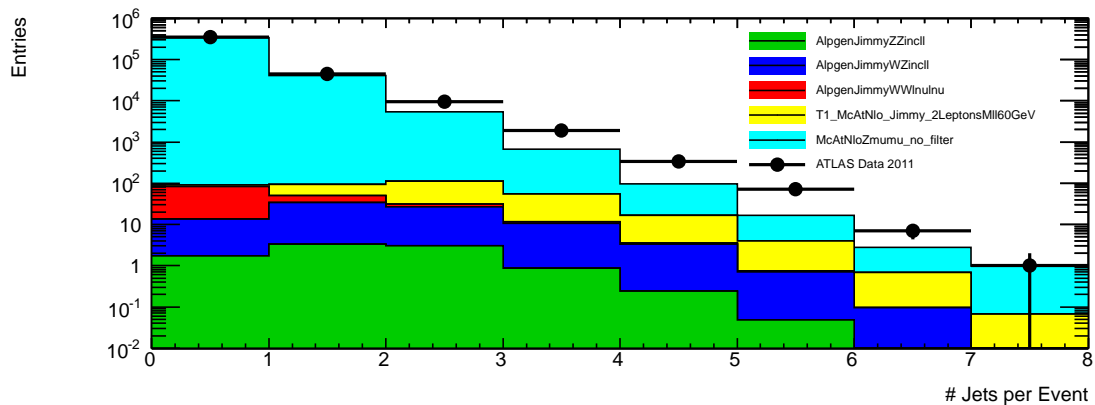


Abbildung 82 Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

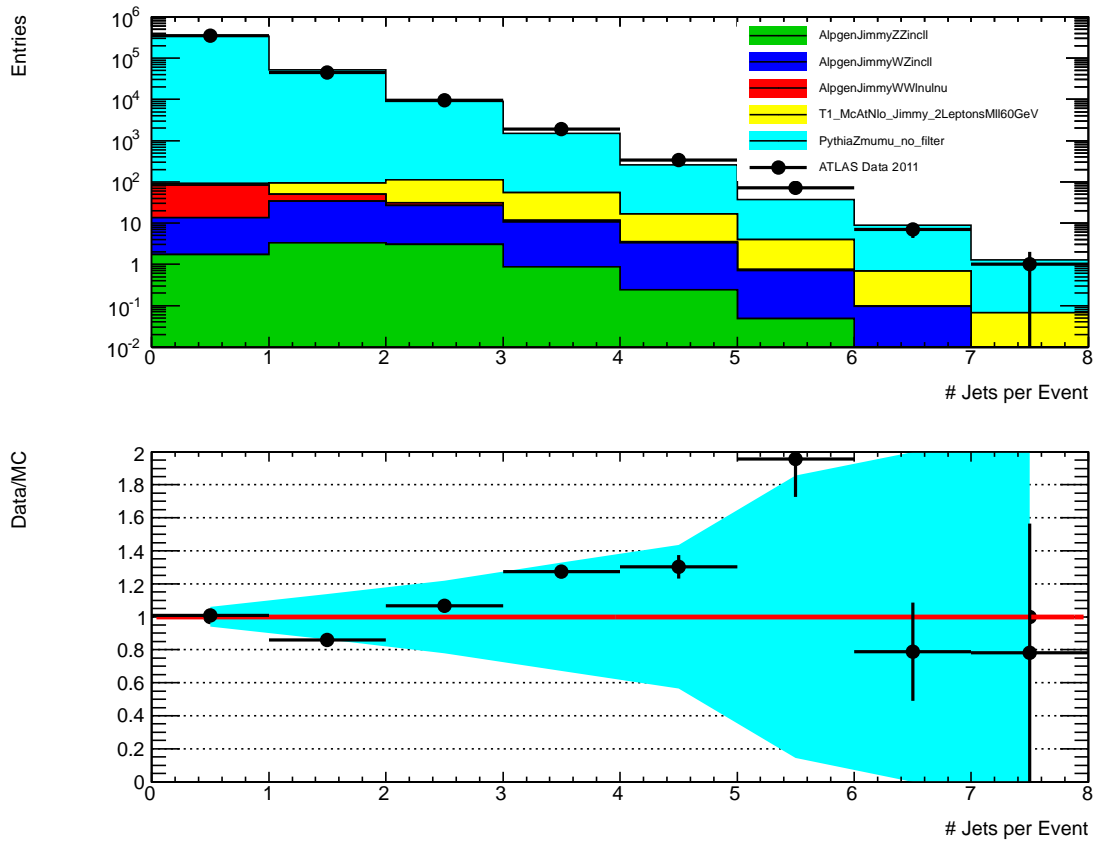


Abbildung 83 Jet-Multiplizität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse

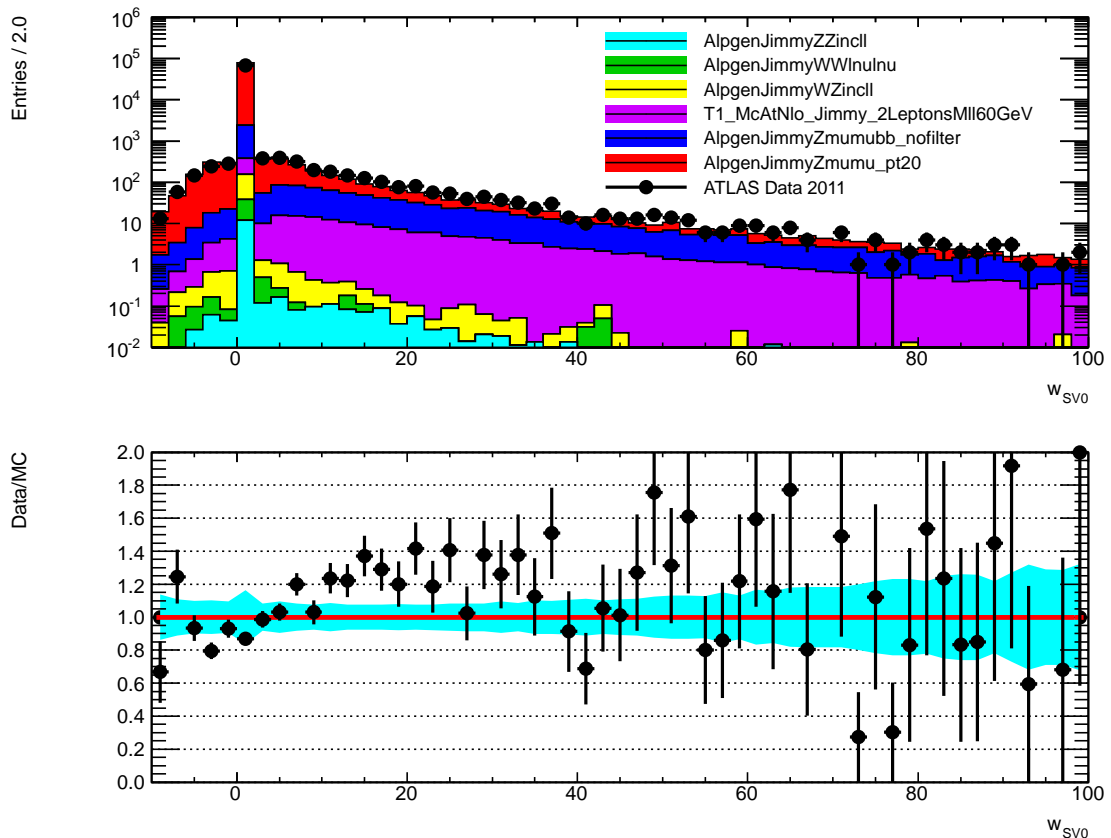


Abbildung 84 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

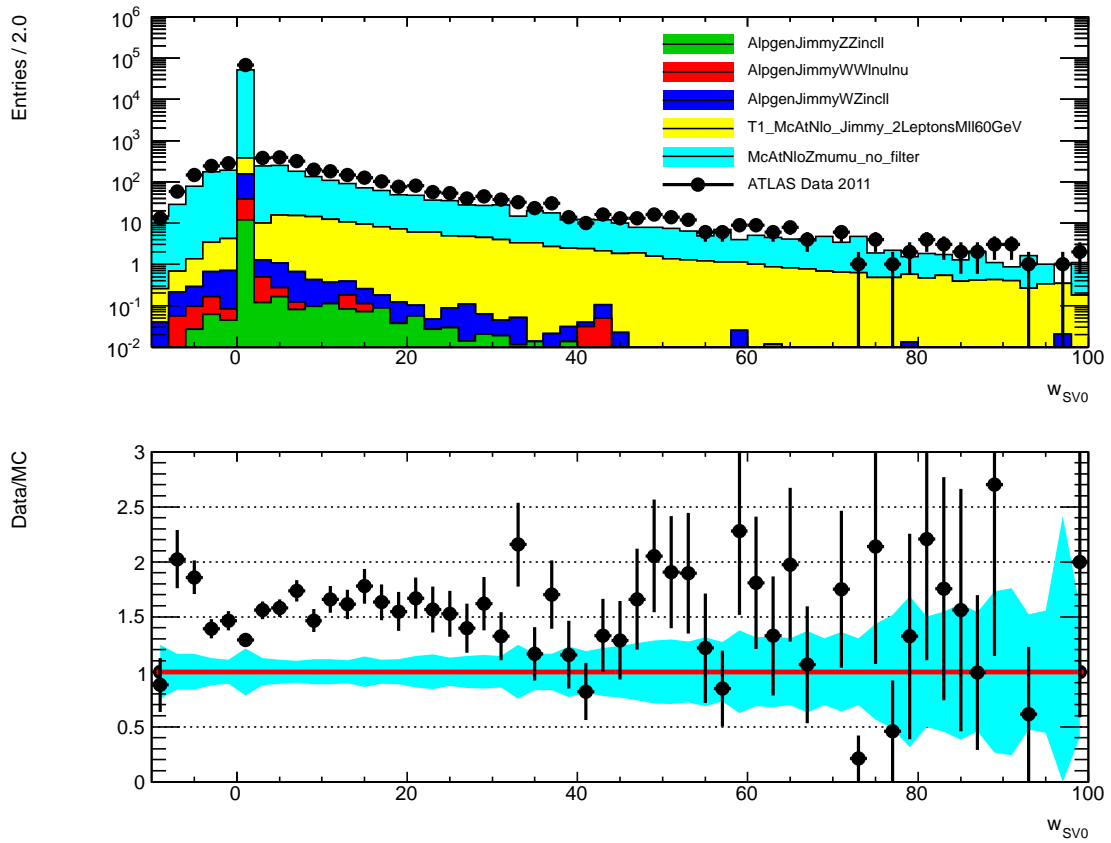


Abbildung 85 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

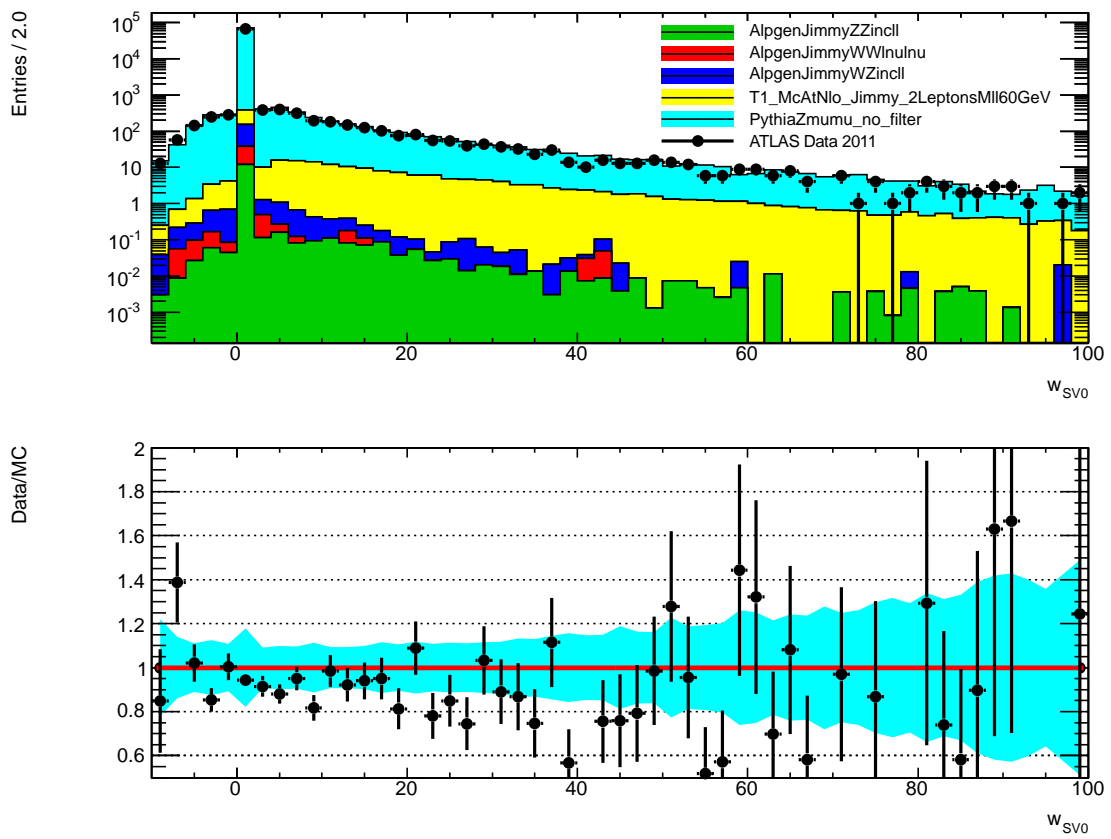


Abbildung 86 Verteilung der SV0-Gewichte nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Verteilung der Myonen-Öffnungswinkel nach der inklusiven Analyse

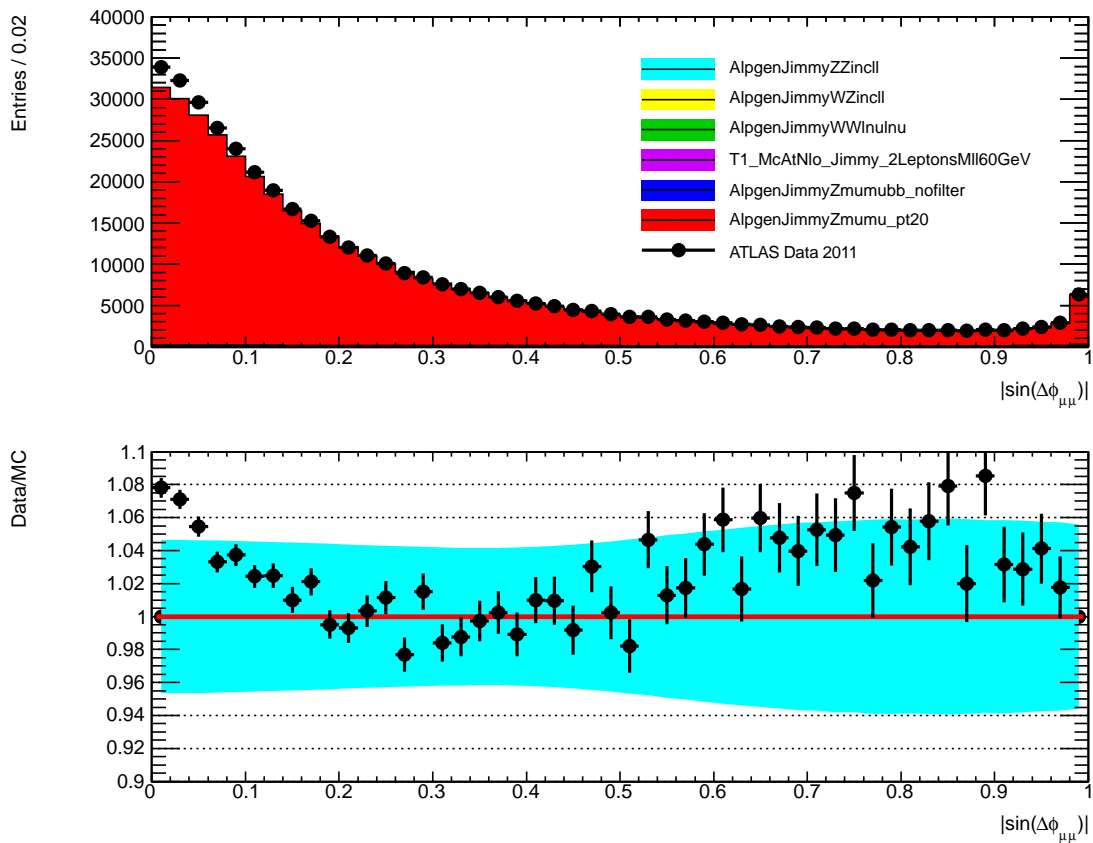


Abbildung 87 Myonen-Öffnungswinkelverteilung nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

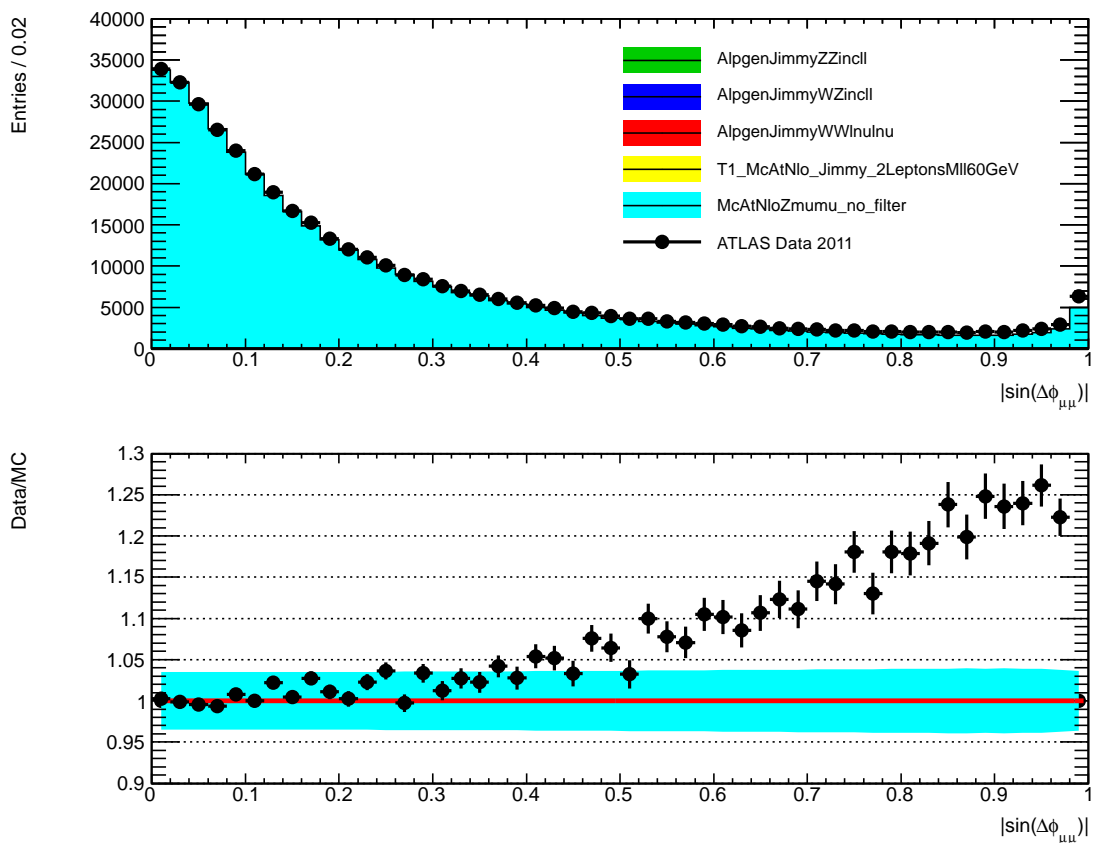


Abbildung 88 Myonen-Öffnungswinkelverteilung nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

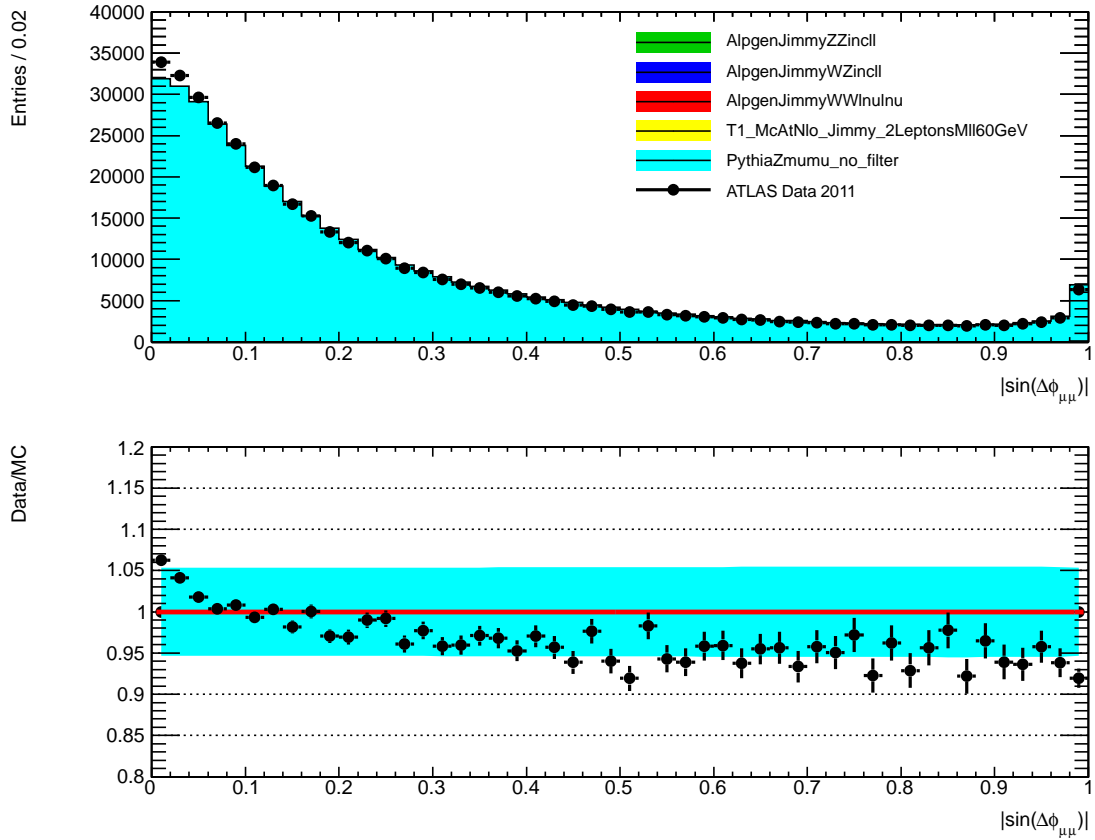


Abbildung 89 Myonen-Öffnungswinkelverteilung nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse

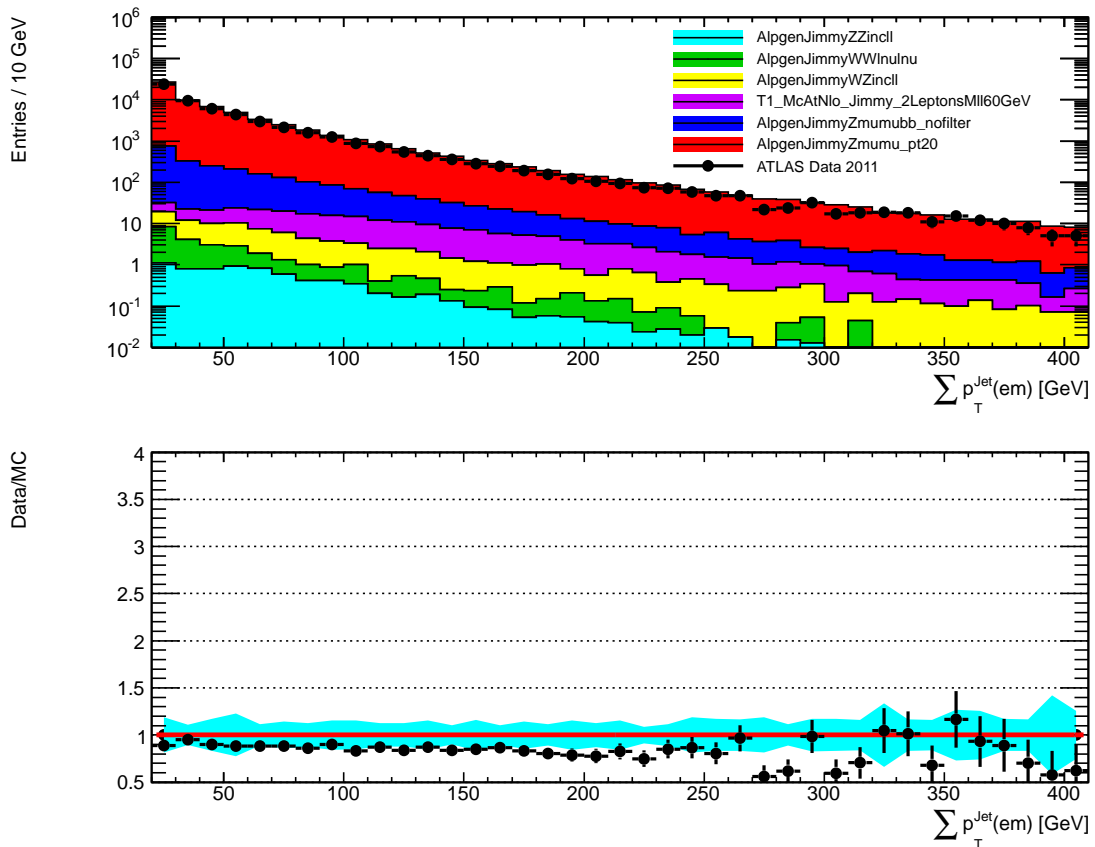


Abbildung 90 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von ALPGEN

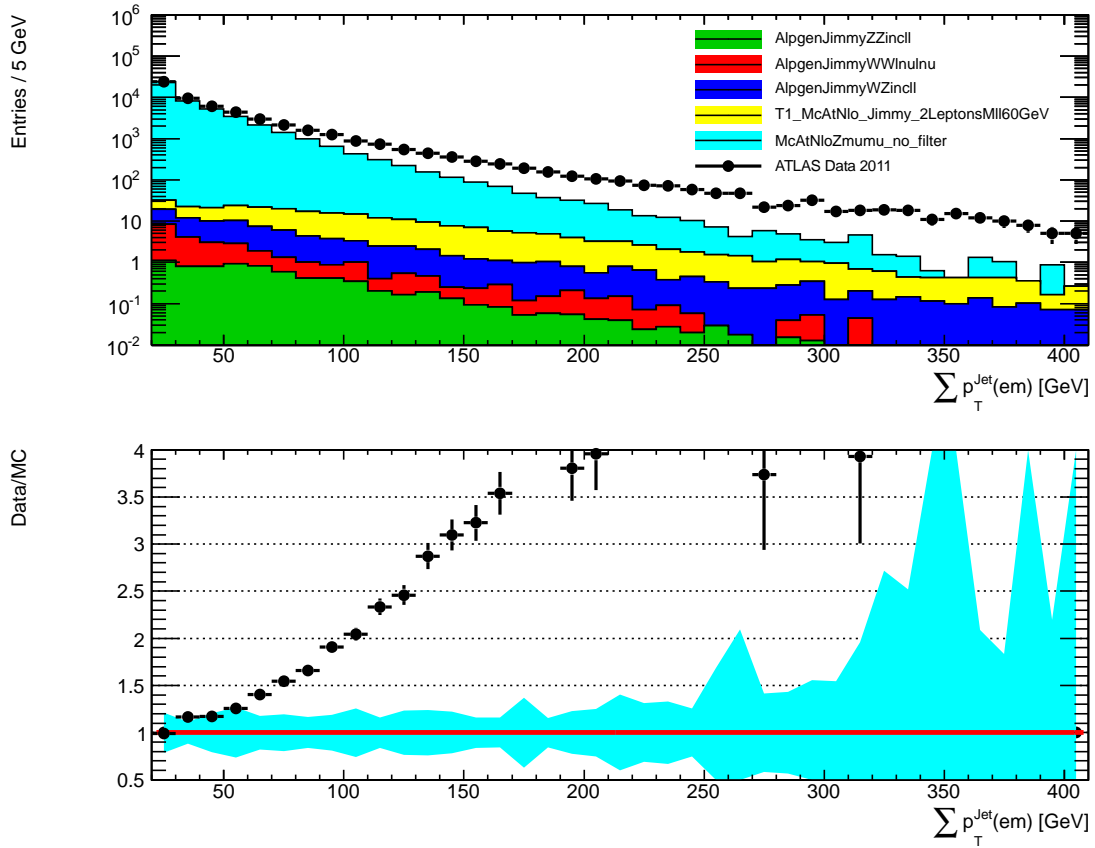


Abbildung 91 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von MC@NLO

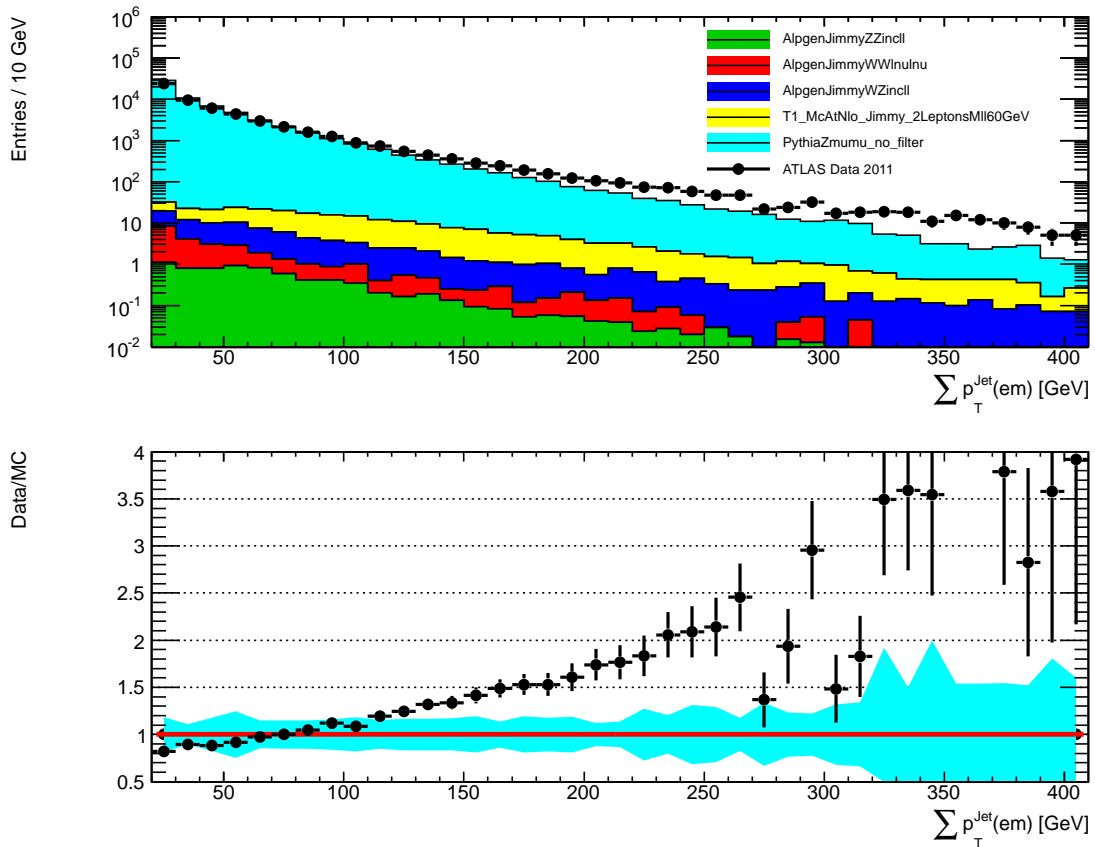


Abbildung 92 Verteilung der Jet-Aktivität nach der inklusiven Analyse mit dem $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Sample von PYTHIA

Quellen- und Literaturverzeichnis

- [1] S.F. Novaes: *Standard Model: An Introduction*. 2000. arXiv:hep-ph/0001283v1.
- [2] W. Hollik: *Quantum field theory and the Standard Model*. 2010. arXiv:1012.3883v1 [hep-ph].
- [3] K. Nakamura et al.: *Particle Physics Booklet*, in: Journal of Physics G 37, no. 075021, 2010.
- [4] S. Bethke: *The 2009 World Average of α_s* . 2009. arXiv:0908.1135v2 [hep-ph].
- [5] G. Altarelli: *A QCD PRIMER*. 2002. arXiv:hep-ph/0204179v1.
- [6] W. Weise: *The QCD vacuum and its hadronic excitations*. 2005. arXiv:nucl-th/0504087v1.
- [7] P.W. Higgs: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, in: Phys. Rev. Lett., no. 13, pp. 508-509, 1964.
- [8] F. Englert, R. Brout: *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, in: Phys. Rev. Lett., no. 13, pp. 321–323, 1964.
- [9] LEP Collaborations, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Electroweak Working Group: *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. 2007. arXiv:hep-ex/0612034v2.
- [10] M. Kobel, D. Stöckinger: *Supersymmetrie*. TU Dresden, Sommersemester 2010.
- [11] S.P. Martin: *A Supersymmetry Primer*. 2011. arXiv:hep-ph/9709356v6.
- [12] S. Coleman, J. Mandula: *All Possible Symmetries of the S Matrix*, in: Phys. Rev., no. 159, pp. 1251-1256, 1967.
- [13] D.I. Kazakov: *Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry)*. 2001. arXiv:hep-ph/0012288v2.
- [14] M. Carena, S. Heinemeyer, C.E.M. Wagner, G. Weiglein: *Suggestions for Improved Benchmark Scenarios for Higgs-Boson Searches at LEP2*. 1999. arXiv:hep-ph/9912223v1.
- [15] J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner: *Higgs Boson Properties in the Standard Model and its Supersymmetric Extensions*. 2007. arXiv:hep-ph/0702114v1.
- [16] M. Warsinsky: *Studies of b-associated production and muonic decays of neutral Higgs bosons at the ATLAS experiment within the Minimal Supersymmetric Standard Model*. 2008. urn:nbn:de:bsz:14-ds-1221746748987-12927.
- [17] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein: *FeynHiggs: a program for the calculation of the masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM*. 1998. arXiv:hep-ph/9812320v1.
- [18] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein: *The Masses of the Neutral CP-even Higgs Bosons in the MSSM: Accurate Analysis at the Two-Loop Level*. 1998. arXiv:hep-ph/9812472v1.
- [19] M. Frank et al.: *The Higgs Boson Masses and Mixings of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach*. 2007. arXiv:hep-ph/0611326v2.

- [20] G. Degrossi, S. Heinemeyer, W. Hollik, et al.: *Towards High-Precision Predictions for the MSSM Higgs Sector*. 2003. arXiv:hep-ph/0212020v2.
- [21] J. Schaarschmidt: *The Discovery Potential of Neutral Supersymmetric Higgs Bosons with Decay to Tau Pairs at the ATLAS Experiment*. 2010. urn:nbn:de:bsz:14-qucosa-67270.
- [22] N. Andari et al.: *Higgs Boson Production Cross Sections and Decay Branching Ratio*. 2010. ATL-PHYS-INT-2010-030.
- [23] ATLAS Collaboration: *Search for the Neutral MSSM Higgs Bosons in the Decay Channel $A/H/h \rightarrow \mu+\mu^-$* , in: *Expected Performance of the ATLAS Experiment*, pp. 1391-1418, 2008.
- [24] G. Breit, E. Wigner: *Capture of Slow Neutrons*, in: *Phys. Rev.*, no. 49, pp. 519–531, 1936.
- [25] L. Evans, P. Bryant: *LHC Machine*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08001, 2008.
- [26] ALICE Collaboration: *The ALICE experiment at the CERN LHC*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08002, 2008.
- [27] ATLAS Collaboration: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08003, 2008.
- [28] CMS Collaboration: *The CMS experiment at the CERN LHC*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08004, 2008.
- [29] LHCb Collaboration: *The LHCb Detector at the LHC*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08005, 2008.
- [30] TOTEM Collaboration: *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08007, 2008.
- [31] LHCf Collaboration: *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, in: *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. S08006, 2008.
- [32] CERN Press Office: *CERN Press Release: CERN releases analysis of LHC incident*. 16/10/2008. <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR14.08E.html>.
- [33] G. Bachy: *The ATLAS coordinate system*. 1996. ATL-GE-CERN-QAP-0204.01.
- [34] ATLAS Collaboration: *Computer generated image of the whole ATLAS detector*. 2008.
- [35] ATLAS Collaboration: *Computer generated image of the ATLAS inner detector*. 2008.
- [36] ATLAS Collaboration: *Tracking*, in: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron*, ch. 1.2, pp. 5-7, 2008.
- [37] ATLAS Collaboration: *Inner detector*, in: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron*, ch. 4, pp. 53-109, 2008.
- [38] ATLAS Collaboration: *Computer Generated image of the ATLAS calorimeter*. 2008.

- [39] ATLAS Collaboration: *Calorimetry*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, ch. 1.3, pp. 7-10, 2008.
- [40] ATLAS Collaboration: *Electromagnetic calorimetry*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 5.2, 2008.
- [41] M. Aharrouche et. al.: *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*. 2006.
- [42] ATLAS Collaboration: *Tile-calorimeter performance*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 5.7.4, pp. 159-163, 2008.
- [43] ATLAS Collaboration: *Performance of the ATLAS Hadronic End-Cap Calorimeter in Beam Tests*. 2001. ATL-LARG-2001-019.
- [44] ATLAS Collaboration: *Hadronic calorimeters*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 5.3, pp. 120-134, 2008.
- [45] J.C. Armitage et al.: *Electron signals in the Forward Calorimeter prototype for ATLAS*, in: Journal of Instrumentation, vol. 2, no. P11001, 2007.
- [46] J.P. Archambault et al.: *Energy calibration of the ATLAS liquid argon Forward*, in: Journal of Instrumentation, vol. 3, no. P02002, 2008.
- [47] ATLAS Collaboration: *Muon system*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 1.4, pp. 11-13, 2008.
- [48] ATLAS Collaboration: *Muon spectrometer*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 6, pp. 164-205, 2008.
- [49] ATLAS Collaboration: *Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem*. 2008.
- [50] ATLAS Collaboration: *Monitored drift tube chambers*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 6.3, pp. 170-178, 2008.
- [51] ATLAS Collaboration: *Cathode-strip chambers*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 6.4, pp. 178-186, 2008.
- [52] ATLAS Collaboration: *Trigger chambers*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 6.6, pp. 191-193, 2008.
- [53] ATLAS Collaboration: *Trigger, data acquisition and controls*, in: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron, ch. 8, pp. 218-256, 2008.
- [54] G. Duckeck et al.: *ATLAS Computing: Technical Design Report*. 2005.
- [55] *ATLAS Luminosity Calculator*. <https://atlas-lumicalc.cern.ch/>.
- [56] B. R. V. de Melo Xavier: *Muon identification algorithms in ATLAS*. EPS-HEP in Krakau, 2009.

- [57] R. Nicolaidou, L. Chevalier, J.F. Laporte, et al.: *Muon identification procedure for the ATLAS detector at the LHC using Muonboy reconstruction package and tests of its performance using cosmic rays and single beam data*. 2010. doi:10.1088/1742-6596/219/3/032052.
- [58] ATLAS Collaboration: *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector*. 2011.
- [59] T. Michael: *Determination of muon reconstruction efficiencies in the ATLAS detector using a tag & probe approach in $Z \rightarrow \mu\mu$ events*. 2011. CERN-THESIS-2011-058.
- [60] ATLAS Collaboration: *Expected Performance of the ATLAS Experiment*. 2008. CERN-OPEN-2008-020.
- [61] L. Asquith et. al.: *Performance of Jet Algorithms in the ATLAS Detector*, in: ATLAS Note, 2010.
- [62] M. Cacciari, G. P. Salam: *The anti-kt jet clustering algorithm*. 2008. arXiv:0802.1189v2 [hep-ph].
- [63] W. Lampl et al.: *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*. 2008. ATL-LARG-PUB-2008-002.
- [64] M. Lehmacher: *b-Tagging Algorithms and their Performance at ATLAS*. 2008. arXiv:0809.4896v3 [hep-ex].
- [65] V. Kostioukhine: *Secondary vertex based b-tagging*. 2003. ATL-PHYS-2003-033.
- [66] ATLAS Collaboration: *Performance of the ATLAS Secondary Vertex b-tagging Algorithm in 7 TeV Collision Data*. 2010. ATLAS-CONF-2010-042.
- [67] ATLAS Collaboration: *Measurement of Missing Transverse Energy*, in: Expected Performance of the ATLAS Experiment, pp. 368-396, 2008.
- [68] ATLAS Collaboration: *Performance of the missing transverse energy reconstruction in minimum bias collisions at center-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. 2010. ATLAS-CONF-2010-039.
- [69] M. Dobbs, J. B. Hansen: *The HepMC C++ Monte Carlo Event Record for High Energy Physics*. 2000. <http://home.cern.ch/mdobbs/HepMC/>.
- [70] J.M. Campbell, J.W. Huston, W.J. Stirling: *Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*. 2007. arXiv:hep-ph/0611148v1.
- [71] T. Sjöstrand: *Monte Carlo Generators*. 2006. arXiv:hep-ph/0611247v1.
- [72] S. Agostinelli et al.: *Geant4 - a simulation toolkit*, in: Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 506, pp. 250-303, 2003.
- [73] ATLAS Collaboration: *The ATLAS Simulation Infrastructure*. 2010. arXiv:1005.4568v1 [physics.ins-det].
- [74] T. Gleisberg et al.: *Event generation with SHERPA 1.1*. 2008. arXiv:0811.4622v1 [hep-ph].

- [75] S. Hoeche, F. Krauss, S. Schumann, et al.: *QCD matrix elements and truncated showers*. 2009. arXiv:0903.1219v2 [hep-ph].
- [76] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, et al.: *Physical Gluons and High E_T Jets*. 2004. arXiv:hep-ph/0410230v1.
- [77] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, et al.: *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*. 2009. arXiv:0812.0578v2 [hep-ph].
- [78] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. 2006. arXiv:hep-ph/0603175v2.
- [79] M. Spira: *HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections*. 1995. arXiv:hep-ph/9510347v1.
- [80] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, et al.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. 2003. arXiv:hep-ph/0206293v2.
- [81] J.M. Butterworth et al.: *JIMMY Generator*. <http://hepforge.cedar.ac.uk/jimmy/>.
- [82] J.M. Butterworth, J. R. Forshaw, M. H. Seymour: *Multiparton Interactions in Photoproduction at HER*. 1996. arXiv:hep-ph/9601371v1.
- [83] Allwood-Spires et al.: *Monte Carlo samples used for top physics*. 2010. ATL-PHYS-INT-2010-132.
- [84] S. Frixione, B.R. Webber: *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*. 2002. arXiv:hep-ph/0204244v2.
- [85] G. Corcella et al.: *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*. 2002. arXiv:hep-ph/0011363v3.
- [86] J.M. Butterworth et al.: *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. 2010. ATL-COM-PHYS-2010-695.
- [87] ATLAS Collaboration: *Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. 2010. CERN-PH-EP-2010-064.
- [88] ATLAS Muon Combined Performance: *Guidelines for Analyses of 2011 Data for EPS*, in: ATLAS internes TWiki. 2011.
- [89] L. Skinnari, M. Hurwitz, B. Heinemann: *Muon Isolation Studies*. MCP Weekly Meeting, 18/05/2011.
- [90] ATLAS Flavour Tagging Working Group: *b -tagging Benchmarks for release 16 with MC10b*, in: ATLAS internes TWiki. 2011.
- [91] Muon Trigger Signature Group: *Muon trigger efficiencies for EPS*, in: ATLAS NOTE, Draft Version, 01/02/2011.
- [92] T. Carli, D. Gillberg, J. Keung, et al.: *Jet cleaning and efficiencies Rel. 16*. Jet/ETMiss Meeting, P&P Week, 02/02/2011.

- [93] M. Petteni, J. Leveque: *LAr Noise Burst Studies*. JEt/Etmiss performance meeting, 09/11/2010.
- [94] ATLAS Collaboration: *ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 p-p Collision Data at $\sqrt{s}=7\text{TeV}$* . 2011. ATLAS-CONF-2011-046.
- [95] ATLAS Collaboration: *Validation of the ATLAS jet energy scale uncertainties using tracks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$* . 2011. ATLAS-CONF-2011-067.
- [96] M. Bosman et al.: *Weighting method to propagate heavy-flavor tagging calibrations and related uncertainties*. 2010. ATL-COM-PHYS-2010-331.
- [97] ATLAS Collaboration: *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ using the ATLAS Detector in 2011*. 2011. ATLAS-CONF-2011-116.
- [98] ATLAS Collaboration: *Jet Energy Resolution from In-situ Techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$* . 2011. ATL-COM-PHYS-2011-240.
- [99] ATLAS Collaboration: *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with ATLAS 2010 data*. 2011. ATLAS-CONF-2011-032.
- [100] ATLAS Jet and Missing Et Group: *Pile-up correction and uncertainty in 2011 data*, in: Internes ATLAS TWiki, 2011.
- [101] ATLAS Flavour Tagging Working Group: *B-Tagging Efficiency Scale Factors and Uncertainties*, in: ATLAS internes TWiki, 2011.
- [102] J.P. Grohs, S. Kortner, S. Stern, A. Vest: *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons in inclusive $\mu+\mu$ -Final States in $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ p-p Collisions with the ATLAS Detector*. 2011. ATL-COM-PHYS-2011-935, Draft 1.5.
- [103] J. Pumplin et al.: *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*. 2002. arXiv:hep-ph/0201195v3.
- [104] S.Stern, O. Jinnouchi. Private Kommunikation, 2011.
- [105] A. Sherstnev, R.S. Thorne: *Parton Distributions for LO Generators*. 2008. arXiv:0711.2473v3 [hep-ph].
- [106] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, et al.: *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*. 2010. arXiv:1007.1727v2 [physics.data-an].
- [107] G. Punzi: *Sensitivity of searches for new signals and its optimization*. 2003. arXiv:physics/0308063v2 [physics.data-an].
- [108] R. Poli, W.B. Langdon, N.F. McPhee: *A field guide to genetic programming*. 2008. <http://www.gp-field-guide.org.uk/>.
- [109] C. Gumpert: *GenAlg - a genetic algorithm*. 2010. <http://iktp.tu-dresden.de/~cgumpert/proGenAlg.html>.
- [110] *ATLAS Metadata Interface*. <http://atlas-ami.cern.ch/>.

Danksagung

Ich möchte mich besonders bei Prof. Dr. Michael Kobel und bei Dr. Anja Vest für die intensive Betreuung meiner Diplomarbeit bedanken sowie beim gesamten Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden für die sehr angenehme Arbeitsumgebung und für die stets vorhandenen Möglichkeiten zum anregenden wissenschaftlichen Austausch. Dies gilt im Besonderen für die Teilnehmer der ATLAS-Arbeitsgruppentreffen, die durch kritisches Hinterfragen der präsentierten Zwischenstände meiner Arbeit ihre Qualität entschieden zu verbessern halfen.

Ein spezieller Dank gebührt Sebastian Stern vom Max-Planck-Institut für Physik in München für die vielen Tipps und Ratschläge bei der Entwicklung der Schnittselektion sowie Dr. Xavier Prudent für die interessanten Vorschläge zur Verbesserung der Analyse. Außerdem haben mir die Ratschläge von Dr. Wolfgang Mader bei Fragen zur Statistik stets weitergeholfen.

Weiterhin danke ich Christian Gumpert für die Möglichkeit, den von ihm geschriebenen Code des genetischen Algorithmus nutzen und weiterentwickeln zu können. Die Gespräche mit Peter Steinbach über interessante Software im Allgemeinen und C++ im Speziellen inspirierten oft zu neuen Ideen für meine Arbeit, welche häufig erst durch die schnelle Unterstützung der Computer-Administratoren des IKTP umgesetzt werden konnten.

Desweiteren danke ich Tino Michael, Frank Seifert, Tobias Reinhardt, Christian Rudolph und Dr. Anja Vest für das phantastische Büroklima. Speziell bedanke ich mich bei Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner für das Vertrauen, welches er noch während der Anfänge meiner Arbeit in mich gesetzt hat.

Abschließend möchte ich mich ganz besonders bei meiner gesamten Familie für den großen Rückhalt bedanken, den sie mir während meiner gesamten Diplomarbeit und auch bereits während meines Studiums der Physik gewährt haben.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Johannes Philipp Grohs

Dresden, November 2011