

# Universität Bonn

## Physikalisches Institut

### **Messung der Top-Quark-Masse mittels der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit einem Datensatz von $5 \text{ fb}^{-1}$ am ATLAS-Detektor**

Elena Nickel

The top quark mass is one of the fundamental parameters of the Standard Model. With the ATLAS detector at the LHC, it is possible to produce the large number of top-antitop quark pairs to measure the top quark properties, especially the mass, with high precision. Such measurements usually rely on the measurements of the jets from the top-quark decay.

In this thesis, an alternative and complementary method is presented which uses the transverse momentum of the leptonic decay products of the top quark. This method uses a fit of the mean value of the transverse momentum to extract the value of the top-quark mass.

For the results, the entire data set of 2011 with an integrated luminosity of  $\mathcal{L} = 5 \text{ fb}^{-1}$  was used. The lepton + jets decay channel of the top quark has been studied, where the electron and the muon channels were considered separately. The important systematic uncertainties of the method were investigated.

Physikalisches Institut der  
Universität Bonn  
Nussallee 12  
D-53115 Bonn



BONN-IB-2014-04  
Dezember 2012



# Universität Bonn

## Physikalisches Institut

### **Messung der Top-Quark-Masse mittels der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit einem Datensatz von $5 \text{ fb}^{-1}$ am ATLAS-Detektor**

Elena Nickel

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 19.12.2012  
Referent: Prof. Dr. Ian C. Brock  
Koreferent: Prof. Dr. Hartmut Schmieden



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.2	Das Top-Quark	6
2.2.1	Eigenschaften des Top-Quarks	6
2.3	Erzeugung des Top-Quarks am LHC	9
2.3.1	Produktion mittels schwacher Wechselwirkung	9
2.3.2	Produktion mittels starker Wechselwirkung	10
2.4	Zerfall des Top-Quarks	13
<b>3</b>	<b>ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider</b>	<b>15</b>
3.1	Large Hadron Collider (LHC)	15
3.2	Der ATLAS-Detektor	17
3.3	ATLAS-Koordinatensystem	18
3.4	ATLAS-Hauptdetektorkomponenten	18
3.4.1	Der Innere Detektor	19
3.4.2	Pixeldetektor	19
3.4.3	Halbleiter-Spurdetektor (SCT)	19
3.4.4	Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (TRT)	20
3.4.5	Das Kalorimetersystem	20
3.4.6	Das elektromagnetische Kalorimeter	21
3.4.7	Das hadronische Kalorimeter	22
3.4.8	Das Myonen-Detektorsystem	22
3.4.9	Das ATLAS-Triggersystem	24
<b>4</b>	<b>Monte-Carlo-Simulation und verwendete Datensätze</b>	<b>25</b>
4.1	Die verwendeten Daten	25
4.2	Monte-Carlo-Simulation	26
4.3	Monte-Carlo-Datensätze	28
4.3.1	Verwendete Top-Antitop-Signal-Datensätze	29
4.3.2	Untergrund-Datensätze	29
4.3.3	ISR-FSR-Datensätze	29
<b>5</b>	<b>Identifizierung und Rekonstruktion der physikalischen Objekten</b>	<b>31</b>
5.1	Elektronen	32
5.2	Myonen	33
5.3	Jets	34
5.4	B-Jets	35
5.5	Fehlende Transversalenergie	36

5.6	Korrekturen der Rekonstruktion . . . . .	38
5.7	Trigger . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Datenbasierte Methoden zur Multijet-Abschätzung</b>	<b>41</b>
6.1	Jet-Elektron-Methode . . . . .	41
6.2	Matrix-Methode . . . . .	42
6.2.1	Matrix-Methode für den Myon-Kanal . . . . .	43
6.2.2	Matrix-Methode für den Elektron-Kanal . . . . .	44
6.3	Vergleich der verschiedenen Methoden für die Abschätzung des Multijet-Untergrunds . . . . .	44
<b>7</b>	<b>ATLAS-Top-Quarkpaar-Ereignisselektion</b>	<b>47</b>
7.1	Lepton+Jets-Selektion . . . . .	47
7.2	Ergebnis der Ereignis-Selektion . . . . .	48
7.3	Vergleich der Monte-Carlo-Ereignissen mit Kollisionsdaten . . . . .	48
<b>8</b>	<b>Bestimmung der Top-Quark-Masse</b>	<b>55</b>
8.1	Lepton-Transversalimpuls-Methode . . . . .	55
8.2	Mittelwert des Transversalimpulses zur Bestimmung der Top-Quark-Masse . . . . .	56
8.3	Einfluss des Multijet-Untergrundes auf die Top-Quark-Masse . . . . .	58
<b>9</b>	<b>Optimierung und Ergebnis der Ereignisselektion</b>	<b>61</b>
9.1	Optimierung der Ereignisselektion . . . . .	61
9.2	Ergebnis der Ereignisselektion-Optimierung . . . . .	69
9.3	Verwendung von zwei Bottom-Quark-Jets . . . . .	72
<b>10</b>	<b>Systematische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse</b>	<b>79</b>
10.1	Systematische Effekte der Lepton-Selektion . . . . .	79
10.2	Systematische Unsicherheit von Jets . . . . .	80
10.3	Der Effekt von Untergrund-Ereignissen . . . . .	81
10.4	Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (ISR/FSR) . . . . .	81
10.5	Systematik auf Monte-Carlo-Generator . . . . .	82
10.6	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten . . . . .	83
<b>11</b>	<b>Zusammenfassung der Top-Quark-Massenmessung</b>	<b>85</b>
<b>A</b>	<b>Verwendete Monte-Carlo-Datensätze</b>	<b>87</b>
<b>B</b>	<b>Systematische Unsicherheiten</b>	<b>91</b>
	<b>Literatur</b>	<b>97</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>103</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>107</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Elementarteilchenphysik entwickelte sich aus der Jahrtausende alten Suche nach den Antworten auf die Fragen „Woraus ist die Materie aufgebaut?“ und „Was hält sie zusammen?“. Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit diesen Fragen. Während der letzten 50 Jahre ist schrittweise das „Standardmodell der Elementarteilchenphysik“ entstanden. Es beschreibt die Teilchen und Antiteilchen, aus denen die sichtbare Materie besteht, und deren Wechselwirkungen, d.h. die elektromagnetischen, die schwachen und die starken Wechselwirkung, die durch die Austauschteilchen erfolgen.

Für die Gewinnung neuer Erkenntnisse und für die Überprüfung der theoretischen Modellen werden aufwendige Experimente mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern durchgeführt. Einer dieser Teilchenbeschleuniger ist der Large Hadron Collider (LHC) in Genf am Kernforschungszentrum CERN<sup>1</sup>. Dabei werden die Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und an fest definierten Punkten zum Zusammenstoß gebracht. Bei der gegenseitigen Vernichtung der Teilchen wird ein faszinierender Blick in die Welt der hochenergetischen Elementarteilchenphysik eröffnet.

Die aus Kollision entstandenen Teilchen müssen zuerst detektiert und identifiziert werden. Dazu verfügt das LHC über mehreren komplexen Detektoren, die jeweils an einer Kollisionsstelle angebracht sind. An einem dieser Kollisionsstelle befindet sich der ATLAS-Detektor. Dieser Vielzweckdetektor ist vor allem der Untersuchung des Standardmodells der Teilchenphysik, insbesondere der Suche nach dem Higgs-Boson, als auch der Fragestellung eines physikalischen Konzeptes jenseits des Standardmodells gewidmet. Außerdem werden auch Untersuchungen der Eigenschaften der bereits entdeckten Teilchen des Standardmodells vorgenommen. Unter anderen gehört dazu das schwerste Teilchen des Standardmodells, das Top-Quark, das dabei mit hoher statistischer Präzision gemessen werden kann.

Das Top-Quark bildet zusammen mit dem Bottom-Quark die dritte Quarkfamilie des Standardmodells. Seine Lebensdauer beträgt  $4 \cdot 10^{-25}$  s. Aus diesem Grund kann dieses keine hadronische Bindungszustände bilden (die Hadronisierungszeit liegt bei  $10^{-24}$  s). Demnach zerfällt das Top-Quark im Gegensatz zu allen anderen Quarks als „nackte“ Teilchen und kann nur anhand der Eigenschaften seiner Zerfallsprodukten untersucht werden. Das Top-Quark zerfällt fast ausschließlich in ein  $W$ -Boson und ein Bottom-Quark. Das  $W$ -Boson zerfällt entweder hadronisch ( $W \rightarrow q\bar{q}$ ) oder leptonisch ( $W \rightarrow \ell\nu$ ). Je nachdem, wie das  $W$ -Boson zerfällt, wird zwischen dem Lepton+Jet-, dem vollhadronischen- oder dem dileptonischen Kanal unterschieden.

Die Masse des Top-Quark ist vergleichbar mit der eines Gold-Atoms. Die derzeitig von einer CDF und D0-Kollaboration am Fermilab bestimmte Top-Quark-Masse liegt bei:

$$M_{\text{Top}} = (173,2 \pm 0,6 \text{ (stat)} \pm 0,8 \text{ (syst)}) \text{ GeV} \quad (1.1)$$

Die größte Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse resultiert dabei aus der Unsicherheit der Jet-Energie-Skala. Zur Verringerung dieses Einflusses dieser Unsicherheit wurden Methoden ausgearbeitet, die möglichst unbeeinflusst von der Jet-Energie-Skala sind. Dazu gehört unter vielen anderen die Lepton-Trans-

---

<sup>1</sup> Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire oder Europäische Organisation für Kernforschung

versalimpuls-Methode, die in dieser Arbeit zur Bestimmung der Top-Quark-Masse verwendet wird.

Wie in früheren Arbeiten [1–4] gezeigt wurde, ist der Transversalimpuls der Leptonen sensitiv auf die Top-Quark-Masse. Da der Transversalimpuls mit den Spurdetektoren gemessen wird, ist dieser unabhängig vom Kalorimeter und dem zur Folge auch von der hadronischen Jet-Energie-Skala. Der Transversalimpuls wird in dieser Analyse durch den Mittelwert parametrisiert und zur Bestimmung der Top-Quark-Masse verwendet. Dazu werden die Top-Quark-Zerfälle im Lepton+Jets-Kanal betrachtet. Dieser Kanal hat im Gegensatz zu den anderen Kanälen ein großes Verzweigungsverhältnis und gleichzeitig gute Selektierbarkeit durch die klare Signatur des Leptons.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird eine Übersicht der theoretischen Grundlagen gegeben, die für diese Arbeit notwendig sind. Diese beinhalten eine kurze Einführung über das Standardmodell der Teilchenphysik mit einem besonderen Augenmerk auf das Top-Quark. In Kapitel 3 wird der ATLAS-Detektor am LHC inklusive seiner Hauptkomponenten vorgestellt. Um die vom Detektor aufgenommenen Daten verarbeiten zu können, müssen die in diese Analyse verwendete Datensätze mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Dazu wird in Kapitel 4 auf die Monte-Carlo-Simulation eingegangen und die für diese Arbeit verwendete Datensätze angegeben. In Kapitel 5 werden Teilchenidentifikation und Rekonstruktion von physikalischen Objekten zusammengefasst. In dieser Analyse werden zwei verschiedene Methoden zur Abschätzung des Multijet-Untergrunds benutzt, die Jet-Elektron-Methode und die Matrix-Methode. Diese werden in Kapitel 6 detailliert beschrieben. Die in Kapitel 7 beschriebene Ereignisselektion wird durchgeführt, um das gesuchte  $t\bar{t}$ -Signal im Lepton+Jets-Kanal vom Untergrund zu trennen, In Kapitel 8 wird die Methode zur Bestimmung der Top-Quark-Masse mittels Transversalimpulsen der Leptonen vorgestellt und deren Anwendung präsentiert. Zur Reduktion des Untergrunds wird eine Optimierung der Ereignisselektion durchgeführt. Die Ergebnisse der Optimierung sind in Kapitel 9 angegeben. Außerdem wird hier eine weitere Studium zur Erhöhung des  $t\bar{t}$ -Signal-Untergrund-Verhältnisses vorgestellt, in dem ein weiterer Selektions-Schnitt verwendet wird. Anschließend werden in Kapitel 10 die wichtigsten systematische Unsicherheiten dieser Analyse untersucht. In letzten Kapitel werden die Ergebnisse der kompletten Analyse zusammengefasst.



# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Die Untersuchungen der elementaren Bausteine der Materie sowie deren Wechselwirkungen werden in der zugrunde liegenden Theorie, dem sogenannten Standardmodell, zusammengefasst. Diese wird im Folgenden näher erläutert. Anschließend werden die Eigenschaften des Top-Quarks, dessen Massenbestimmung der Hauptgegenstand dieser Arbeit ausmacht, sowie die Erzeugung der  $t\bar{t}$ -Ereignisse am LHC detaillierter beschrieben.

### 2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen, aus denen Materie aufgebaut ist, und deren Wechselwirkungen, die durch die Austauschteilchen erfolgen. Zusammen mit dem Higgs-Mechanismus kann es ebenfalls erklären, wie die Teilchen ihre Masse erhalten. Nach diesem Mechanismus ist das Vakuum, in dem sich die Teilchen bewegen, mit einem Higgs-Feld gefüllt, unter dessen Einfluss die Teilchen ihre Masse erhalten. Die Diskussion des Standardmodells ist auf [5] basiert. Eine strukturierte Darstellung des Standardmodells ist in Abbildung 2.1 zusammengefasst.

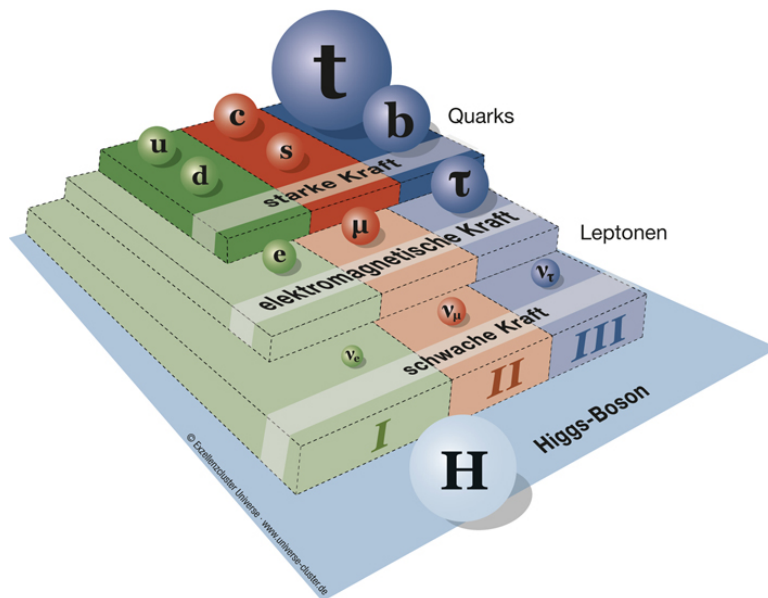


Abbildung 2.1: Eine strukturierte Übersicht der Elementarteilchen und der Wechselwirkungskräfte, die sie zusammenhalten. Es gibt insgesamt 12 Materieteilchen. Diese sind 6 Leptonen und 6 Quarks sowie noch nicht experimentell nachgewiesenes Higgs-Teilchen, das für die Masse der elementaren Teilchen verantwortlich ist. Die Teilchen, die sich auf einer „Stufe“ befinden, spüren jeweils die Kräfte der unteren „Stufen“ [6].

Gemäß dem Standardmodell gibt es insgesamt zwölf Materiebausteine, die in drei Teilchen-Familien zu jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen unterteilt sind, und vier verschiedene Wechselwirkungsteilchen, die sogenannte Eichbosonen. Jeder der zwölf Teilchen hat ein entsprechendes Antiteilchen, das sich nur durch die entgegengesetzten Ladung von dem Teilchen unterscheidet. Falls Teilchen und Antiteilchen aufeinander treffen, vernichten sie sich gegenseitig. Das übrig gebliebene Energie ist das Fundament für die Entstehung der neuen Teilchen. Alle Teilchen werden je nach ihrem Spin in zwei Klassen geordnet. Die Teilchen, die einen halbzahligen Spin haben, werden als Fermionen und diejenige, die einen ganzzahligen Spin haben, werden als Bosonen bezeichnet. Eine Übersicht über Leptonen, Quarks sowie über Wechselwirkungsteilchen mit ihren Eigenschaften ist in der Tabelle 2.1 gezeigt [7].

Die erste Generation schließt die Teilchen ein, die die uns umgebende Materie bildet. Elektronen bilden eine Atomhülle. Up- und Down-Quarks sind Nuklionen. Da Neutrinos keine Ladung besitzen und

Leptonen				
Teilchen	el. Ladung	Ruhemasse in [MeV/c <sup>2</sup> ]	Lebensdauer [s]	Familie
Elektron $e$	-1	0,511	stabil	1
Elektron-Neutrino $\nu_e$	0	$< 0,46 \cdot 10^{-4}$	stabil	1
Myon $\mu$	-1	105,66	$2,2 \cdot 10^{-6}$	2
Myon-Neutrino $\nu_\mu$	0	$< 0,19$	stabil	2
Tauon $\tau$	-1	1776,82	$3,4 \cdot 10^{-13}$	3
Tauon-Neutrino $\nu_\tau$	0	$< 18,2$	stabil	3
Quarks				
Quark	el. Ladung	Masse in [GeV/c <sup>2</sup> ]	Isospin	Familie
Up $u$	+2/3	0,0023	$(\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$	1
Down $d$	-1/3	0,0048	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	1
Strange $s$	-1/3	0,095	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	2
Charm $c$	+2/3	1,275	$(\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$	2
Bottom $b$	-1/3	4,18	$(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$	3
Top $t$	+2/3	173,5	$(\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$	3
Wechselwirkungskräfte				
Kraft	relative Stärke	Reichweite [m]	Wirkung auf	Wechselwirkungs- teilchen
starke	1	$\approx 10^{-15}$	nur Quarks	Gluon $g$ (8 Stück)
elektromagnetische	$10^{-2}$	$\infty$	alle geladene Teilchen	Photon $\gamma$
schwache	$10^{-15}$	$< 10^{-18}$	Quarks, Leptonen	Bosonen $W^\pm, Z$
Gravitation	$10^{-41}$	$\infty$	alle Teilchen	(Graviton)

Tabelle 2.1: Übersicht über Leptonen, Quarks, Wechselwirkungskräfte und ihre Eigenschaften.

kaum mit anderen Teilchen wechselwirken, sind sie sehr schwer nachweisbar. Nach aktuellem Wissensstand sind Neutrinos instabil, besitzen eine sehr kleine, aber doch endliche Masse und sind im Stande sich ineinander umzuwandeln [7]. Die restlichen Teilchen sind die schwere „Kopien“ dieser. Sie kommen in der kosmischen Strahlung vor bzw. können künstlich erzeugt werden, sind instabil, haben kurze Lebensdauern und zerfallen über die schwache Wechselwirkung in die leichteren Teilchen.

Alle Teilchen des Standardmodells werden durch vier fundamentalen Kräfte zusammengehalten. Die Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, werden als Hadronen bezeichnet. Dazu gehören unter anderen Protonen und Neutronen. Die Hadronen enthalten weitere Konstituenten, die sogenannten Partonen. Zu diesen werden Valenzquarks, Gluonen und See-Quarks gezählt, wobei die Valenzquarks die wichtigsten Eigenschaften eines Hadrons, wie Impuls, elektrische Ladung, Masse und Spin festlegen und die See-Quarks als virtuelle Quark-Antiquark-Paare genannt werden, die sich in der näheren Umgebung von in Hadronen gebundenen Quarks aus Gluonen bzw. aus dem Vakuum bilden und unmittelbar darauf völlig zerstört werden.

Jede Quark-Familie enthält jeweils ein Quark mit einer Ladung  $+\frac{2}{3}e$  und ein mit  $-\frac{1}{3}e$ . Die sechs Quarks unterscheiden sich innerhalb der Familien nur in ihrer Masse voneinander. Von den leichtesten Teilchen, dem Up-Quark, bis hin zu den schwersten Teilchen, dem Top-Quark haben alle sechs Quarks und sechs Leptonen innerhalb einer Familie die Isospins  $I = \frac{1}{2}$  und seine dritte Komponente  $I_3 = \pm\frac{1}{2}$ .

Sobald ein Teilchen geladen ist, wirkt auch die elektromagnetische Kraft auf dieses. Diese wirkt über eine sehr große Reichweite und wird über ein masseloses, farbloses, ladungsneutrales Photon übertragen. Zusätzlich dazu unterliegen alle Teilchen noch der Gravitation, allerdings aufgrund ihrer kleinen Masse spüren diese kaum die Gravitationswirkung. Da die Gravitationskraft viel zu schwach ist, um die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen beeinflussen zu können, wird diese im Standardmodell nicht berücksichtigt.

Die Gluonen repräsentieren die starke Wechselwirkungskraft. Sie sorgen für den Zusammenhalt der Quarks im Nukleonen. Die Gluonen besitzen keine Ladung und keine Masse. Der Unterschied zwischen ihnen wird ihren Farbladungen zugeschrieben. Diese setzt sich aus einer Farbe (rot  $r$ , grün  $g$ , blau  $b$ ) und einer Antifarbe (antirrot  $\bar{r}$ , antigrün  $\bar{g}$ , antiblau  $\bar{b}$ ) zusammen. Es gibt insgesamt acht Gluonen, die jeweils eine Kombination von Farb- und Antifarbladung tragen. Die starke Wechselwirkung besitzt eine sehr kurze Reichweite von  $10^{-15}$  m. Der Grund dafür ist zum einen die Farbladung der Gluonen und zum anderen der Wechselwirkung der Gluonen untereinander. Die farbgeladene Quarks und Gluonen tauchen nur in Bindungszuständen auf und können nicht aufgrund des Confinement-Phänomens als ungebundene Teilchen beobachtet werden.

Der zunehmende Abstand zwischen den Quarks führt zur Zunahme der starken Wechselwirkung. Ab einer Distanz von ca. 1 fm fangen die Quarks an, sich in farbneutrale Bindungszustände einzuschließen. Unter diesem Abstand nimmt die Stärke der starken Wechselwirkung asymptotisch ab. Dies führt zur asymptotischen Freiheit, d.h. die Quarks können dann als „quasi-frei“ betrachtet werden. Die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD). Laut QCD können Gluonen die Wechselwirkungskraft nur zwischen farbgeladenen Teilchen vermitteln.

Die Leptonen unterliegen der schwachen Wechselwirkung, die für die Umwandlung der Teilchen untereinander verantwortlich ist. Die schwache Wechselwirkung wird durch die elektrisch geladenen und 80,4 GeV schweren  $W^\pm$ -Bosonen sowie durch das elektrisch neutrale und 91,2 GeV schwere Z-Boson vermittelt. Die massiven Bosonen unterscheiden sich dazu noch in der dritten Komponente des schwachen Isospins. Die  $W^\pm$ -Bosonen haben den Isospin  $I_3 = \pm 1$  und das Z-Boson  $I_3 = 0$ . Da diese farbneutral sind, sind sie nicht an der starken Wechselwirkung beteiligt. Die schwache Wechselwirkung wirkt auf alle, auch auf elektrisch neutrale Teilchen. Aufgrund der großen Massen von  $W^\pm$ - und Z-Bosonen erhält die schwache Wechselwirkung eine sehr geringe Reichweite von weniger als  $10^{-18}$  m.

Die Quarks können sich durch Abstrahlung von  $W$ -Boson in andere Quarks umwandeln. Die elektroschwache Theorie, die von Glashow, Salam und Weinberg [8] in den sechziger Jahren entwickelt wurde, beinhaltet, dass die Masseneigenzustände der Quarks nicht mit den elektroschwachen Eigenzuständen der Wechselwirkung übereinstimmen müssen. Die Mischung wird durch die Amplituden  $V_{ij}$ , mit der sich ein Quark  $i$  in ein Quark  $j$  überführt wird, beschrieben. Die CKM-Matrix, die von N. Cabibbo, M. Kobayashi und T. Maskawa [7] ausgearbeitet wurde, wandelt diese Masseneigenzustände der

down-artigen Quarks (Down ( $d$ )-, Strange ( $s$ )- und Bottom ( $b$ )-Quark) in die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ( $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$ ) folgendermaßen um:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{\text{CKM}}} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Die Matrix beschreibt die Zustände, die unter der  $W$ -Boson-Wechselwirkung vollständig an  $u$ -Typ-Quarks ( $u$ - oder  $c$ - bzw.  $t$ -Quark) koppeln.

Um aus der CKM-Matrix die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Quarks zu ermitteln, wird ein Fit des Standardmodells durchgeführt, der folgendes Ergebnis liefert [9]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0,97427 \pm 0,00015 & 0,22534 \pm 0,00065 & 0,00351^{+0,00015}_{-0,00014} \\ 0,22520 \pm 0,00065 & 0,97344 \pm 0,00016 & 0,0412^{+0,00011}_{-0,00005} \\ 0,00867^{+0,00029}_{-0,00031} & 0,0404^{+0,00011}_{-0,00005} & 0,999146^{+0,000021}_{-0,000046} \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Anhand dieser CKM-Matrix ist ersichtlich, dass die Übergangswahrscheinlichkeit der Quarks innerhalb einer Familie die maximale Wahrscheinlichkeit aufweist, während die familienübergreifenden Übergänge sehr niedrige Wahrscheinlichkeit besitzen. Die Betragsquadrate der Matrixelemente entsprechen der gemessenen Quark-Übergangswahrscheinlichkeit.

Das letzte vom Standardmodell postulierte Teilchen ist das Higgs-Boson. Ein Hinweis für die Produktion von einem neutralen Boson mit einer gemessenen Masse von  $126,0 \pm 0,4(\text{stat}) \pm 0,4(\text{syst})$  GeV wurde im Juli 2012 von den ATLAS- und CMS-Kollaborationen präsentiert [10, 11]. Dessen Beobachtung ist konsistent mit der Produktion und dem Zerfall des Standardmodell-Higgs-Bosons. Das Higgs-Boson gehört zu einem Higgs-Feld und sorgt für die Erzeugung der Teilchenmasse. Da das Top-Quark eine sehr große Masse besitzt, koppelt es, laut der Theorie, sehr stark an das Higgs-Boson.

## 2.2 Das Top-Quark

Das Top-Quark wurde im Jahre 1977 als elektroschwacher Dublettspartner des vorher entdeckten Bottom-Quarks postuliert [12]. Der erste Nachweis des Top-Quarks gelang im Jahr 1995 durch die Kollaborationen CDF und  $D\bar{0}$  am Fermilab mittels Proton-Antiproton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1,8$  TeV [13, 14]. Damit ist es das sechste Quark des Standardmodells. Die Untersuchungen der Eigenschaften des Top-Quarks stimmen mit den Vorhersagen des Standardmodells überein. Im folgenden Abschnitt werden die Eigenschaften des Top-Quarks zusammengefasst.

### 2.2.1 Eigenschaften des Top-Quarks

#### Die Masse

Die historische Entwicklung der Massenmessung des Top-Quarks ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Der aktuelle Weltdurchschnittswert, der im Jahr 2011 gemessen wurde, der Top-Quark-Masse liegt bei

$$M_{\text{Top}} = (173,2 \pm 0,6(\text{stat}) \pm 0,8(\text{syst})) \text{ GeV} \quad (2.3)$$

und ist durch eine Kombination der Kollaborationen von CDF und  $D\bar{0}$  bestimmt. Der Vergleich dieser Kombination mit dem von der ATLAS-Top-Gruppe gemessenen Wert ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

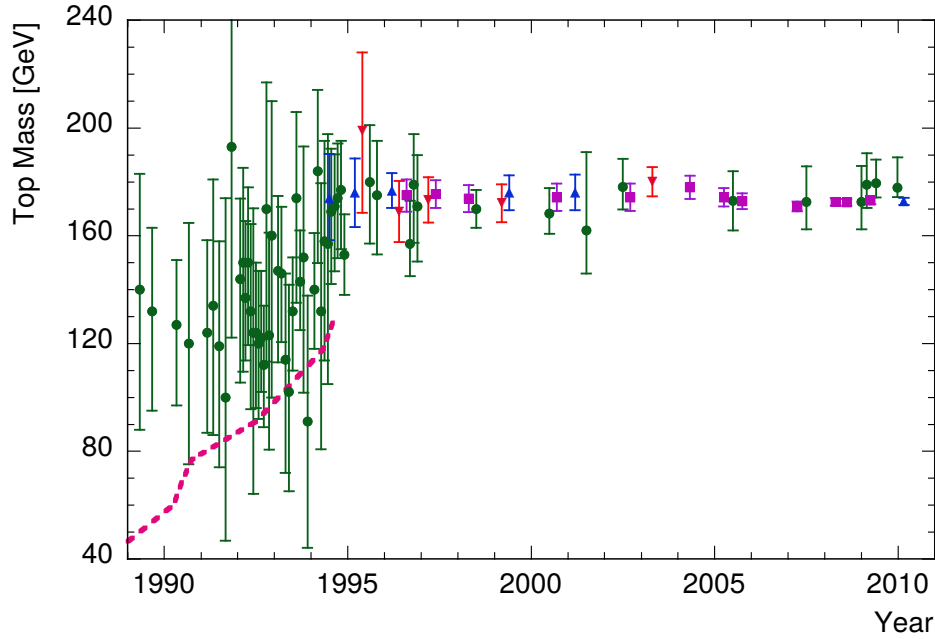


Abbildung 2.2: Historische Entwicklung der Messung von der Top-Quark-Masse. (●) Indirekte Schranken der Top-Quark Masse aus präzisen elektroschwachen Daten. (■) Weltdurchschnittswerte der direkten Messung der Top-Quark-Masse. (▲) Publierte CDF-Messungen. (▼) Publierte  $D0$ -Messungen. Die gestrichelte Linie stellt die untere Schranke gemessen am Tevatron dar [15].

Obwohl das Top-Quark zu den elementaren Teilchen gehört, ist seine Masse vergleichbar mit der eines Gold-Atoms. Damit ist das Top-Quark das schwerste aller Quarks des Standardmodells. Die Bestimmung der Top-Quark-Masse ist ein aktuelles Thema in der Forschungswelt. In dieser Arbeit wird eine alternative und komplementäre Methode, die Lepton- $p_T$  Methode, zur Messung der Masse vorgestellt.

### Die Zerfallsbreite

Die Zerfallsbreite  $\Gamma$  ist ein weiterer wichtiger Parameter um die Eigenschaften des Top-Quarks zu beschreiben. Diese wird durch die Berechnungen in führender Ordnung der Störungstheorie mit einer QCD-Korrektur in der nächstführenden Ordnung wie folgt abgeschätzt [15]:

$$\Gamma_{\text{Top}} = \frac{G_F M_{\text{Top}}^3}{8\pi\sqrt{2}} \cdot |V_{tb}|^2 \cdot \left(1 - \frac{M_W^2}{M_{\text{Top}}^2}\right)^2 \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{M_W^2}{M_{\text{Top}}^2}\right) \cdot \left[1 - \frac{2}{3} \cdot \frac{\alpha_s}{\pi} \cdot f(\gamma)\right], \quad (2.4)$$

wobei  $G_F$  die Fermi-Kopplungskonstante,  $M_W$  die Masse des  $W$ -Bosons und  $M_{\text{Top}}$  die Masse des Top-Quarks darstellen. Der Parameter  $f(\gamma)$  ist definiert als  $f(\gamma) = \frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2} - 3\gamma + \frac{9}{2}\gamma^2 - 3\gamma^2 \ln \gamma$ , wobei  $\gamma = \left(\frac{M_W}{M_{\text{Top}}}\right)^2$  ist. Der Parameter  $|V_{tb}|^2$  ist ein aus der CKM-Matrix abgeleitete Matrixelement, das die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass das Top-Quark in ein Bottom-Quark zerfällt [9]. Durch Einsetzen der Konstanten ergibt sich für die Zerfallsbreite:

$$\Gamma_{\text{Top}} \approx 1,35 \text{ GeV}. \quad (2.5)$$

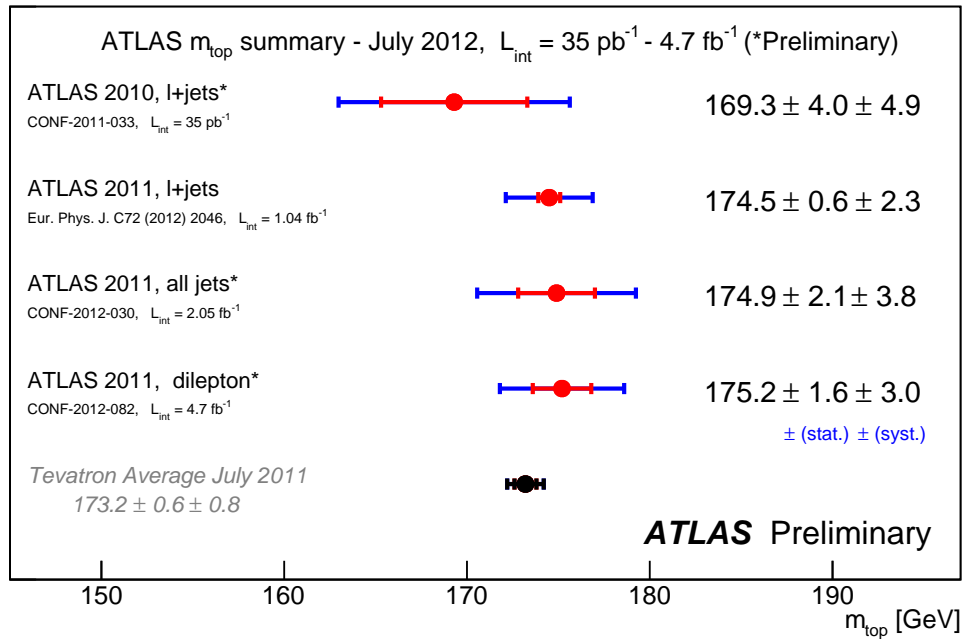


Abbildung 2.3: Vergleich des Weltdurchschnittswerts der Top-Quark-Masse, berechnet aus der Kombination der Kollaborationen CDF und DØ, mit den gemessenen Werten der ATLAS-Kollaboration [16].

Die große Zerfallsbreite ist damit eine Folge der großen Masse.

### Die Lebensdauer

Die Lebensdauer des Top-Quarks wird durch den reziproken Wert der Zerfallsbreite erhalten und entspricht somit:

$$\tau_{\text{Top}} = \frac{1}{\Gamma_{\text{Top}}} \approx 4 \cdot 10^{-25} \text{ s.} \quad (2.6)$$

Die Zeit, die vergeht, bis Quarks zu Hadronen binden, wird als Hadronisierungszeit bezeichnet und beträgt:

$$\tau_{\text{Had}} \approx \frac{1}{\Lambda_{\text{QCD}}} \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ s.} \quad (2.7)$$

Aus dem Vergleich der beiden Werte kann festgestellt werden, dass das Top-Quark zerfällt, bevor es wie alle anderen Quarks hadronisieren kann. Aus diesem Grund gibt es keine  $t\bar{t}$ -Bindungszustände sowie keine festen Bindungszustände zwischen Top-Quarks und anderen Quarks.

### Die Ladung

Nach der Standardmodell-Vorhersage beträgt die Ladung des Top-Quarks aus dem Zerfall  $t \rightarrow W^+b$   $Q_{\text{Top}} = +\frac{2}{3}e$ . Sie konnte jedoch noch nicht zuverlässig gemessen werden. Es gibt aber ein Modell, in dem das Top-Quark eine Ladung von  $Q_{\text{Top}} = -\frac{4}{3}e$  erhält. Dieser exotische Fall wurde jedoch von DØ mit einer Wahrscheinlichkeit von 94% ausgeschlossen.

In den folgenden Abschnitten wird zuerst die Erzeugung der Top-Quarks am LHC und danach der Zerfall von Top-Quarks erläutert.

## 2.3 Erzeugung des Top-Quarks am LHC

Nachdem die Existenz des Top-Quarks am Tevatron nachgewiesen wurde, wurden diese ab den Jahr 2010 auch am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV durch Proton-Proton-Kollision produziert. Bei dieser Energie findet die Wechselwirkung nach dem Parton-Modell als Streuung zwischen den Konstituenten der Protonen, die auch als Partonen bezeichnet werden, statt. Dadurch können sowohl die Valenzquarks des Protons als auch die Gluonen und die sogenannten See-Quarks innerhalb des Protons aufgelöst werden. Diese Partonen tragen einen gewissen Anteil  $x_i$  des Protonimpulses  $P$ .

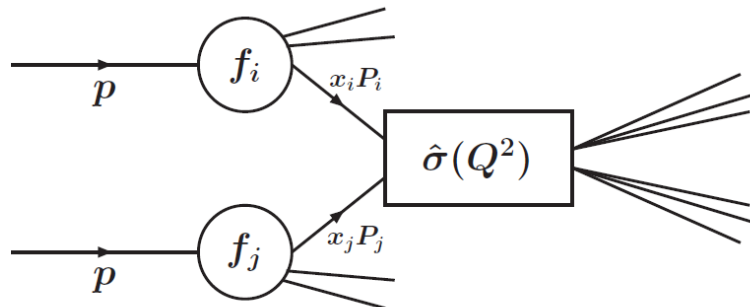


Abbildung 2.4: Partondichteverteilungen für die Funktion  $f_i$  und  $f_j$  bei einer Proton-Proton-Kollision.

Um die Verteilung der longitudinalen Partonimpulse innerhalb eines Protons zu beschreiben, wird eine sogenannte Partondichteverteilung (PDF)  $f_i(x_i, Q^2)$  benötigt. Diese ist durch den longitudinalen Impulsanteil  $x_i$  und das negative Quadrat des übertragenen Impulses  $Q^2$  definiert. Mithilfe der PDF kann nach dem Faktorisierungs-Theorem im Zusammenhang mit dem Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses der Partonen den Gesamtwirkungsquerschnitt der Wechselwirkung bestimmt werden. Da die PDF nicht störungstheoretisch berechnet werden kann, wird sie nur experimentell für eine bekannte Energieskala  $Q$  ermittelt. Unter der Verwendung der DGLAP-Gleichung, die einer Evolutionsgleichung nach Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi entspricht [17], ist es möglich die PDF auf eine höheren Energieskala zu extrapolieren, z.B. Übergang von HERA auf LHC.

Am LHC werden zwei Mechanismen verwendet, um Top-Quarks zu erzeugen. Diese sind zum einen Single-Top-Quark- und zum anderen Top-Antitop-Quark-Produktion.

### 2.3.1 Produktion mittels schwacher Wechselwirkung

Über die schwache Wechselwirkung kann das Top-Quark einzeln erzeugt werden. In Abbildung 2.5 ist die anschauliche Darstellung in Form von Feynmandiagrammen möglicher Produktionskanäle gezeigt.

Bei der Produktion des Single-Top-Quarks koppelt das Top-Quark an ein  $W$ -Boson und ein Bottom-Quark, wobei das Bottom-Quark aus einer Gluon-Aufspaltung im Proton entstammt. Diese Produktion wird in drei verschiedene Kanäle gegliedert:

- Beim  $t$ -Kanal wird ein Bottom-Quark durch ein virtuelles  $W$ -Boson in ein Top-Quark überführt.
- Im  $s$ -Kanal wird von zwei Quarks, die im selben Isospin-Dublett enthalten sind, ausgegangen. Diese erzeugen ein  $W$ -Boson, das wiederum in ein Bottom-Quark und ein Top-Quark zerfällt.
- Der  $Wt$ -Kanal stellt eine verknüpfte Top-Quark-Produktion dar. In diesem Kanal wird ein Top-Quark und ein reelles  $W$ -Boson durch ein Bottom-Seequark und ein Gluon produziert.

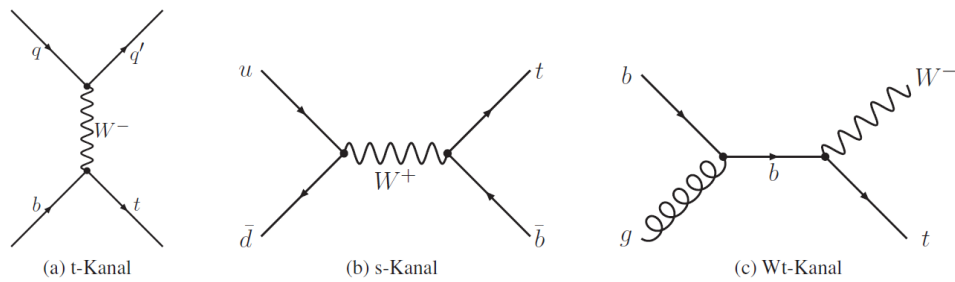


Abbildung 2.5: Übersicht über die verschiedene Produktionskanäle der Single-Top-Quark-Ereignisse.

Der erste Nachweis des Single-Top-Quarks gelang 2006 durch das DØ-Experiment und anschließend durch das CDF-Experiment am Tevatron [18, 19]. Die Untersuchung der Single-Top-Quark-Produktion ein interessantes Forschungsthema und eine gute Möglichkeit das Standardmodell am LHC zu überprüfen. Es erlaubt eine direkte Messung des CKM-Matrixelementes  $|V_{tb}|^2$ . Vor der Entdeckung des Single-Top-Quarks konnte dieser Matrixelement nur indirekt aus Unitaritätsforderung der CKM-Matrix abgeschätzt werden. Falls der gemessenen Wert von  $|V_{tb}|^2$  die Unitaritätsverletzung aufweisen würde, wäre dies ein Hinweis auf die Existenz einer vierten Generation von Quarks.

### 2.3.2 Produktion mittels starker Wechselwirkung

Die Top-Quark-Paarproduktion ( $t\bar{t}$ -Produktion) weist im Vergleich zu der von Single-Top-Quark einen höheren Wirkungsquerschnitt und einen geringeren Untergrund auf. Top-Quark-Paare können entweder durch Gluon-Gluon-Fusion oder durch Quark-Antiquark-Annihilation entstehen. Die dazu gehörigen Feynmandiagramme sind aus Abbildung 2.6 ersichtlich. Am Tevatron wurden Protonen und Antiproto-

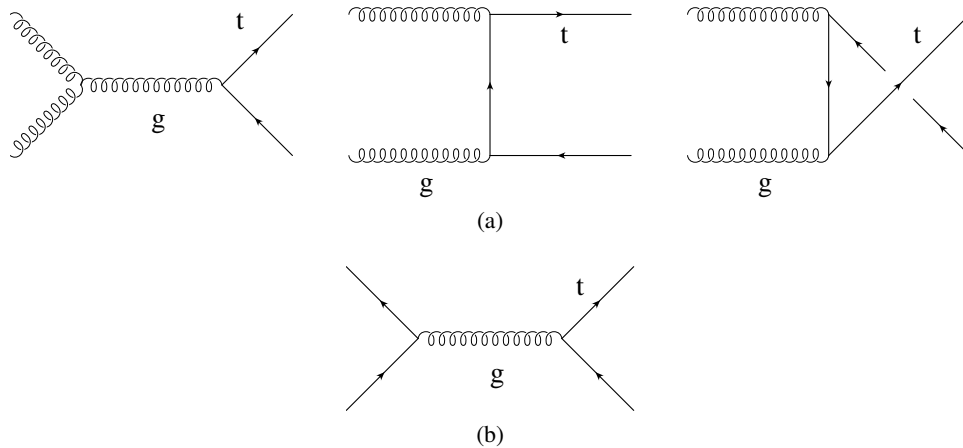


Abbildung 2.6: Die Feynmandiagramme der Top-Antitop-Quark-Produktion über die starke Wechselwirkung: (a) Gluon-Gluon-Fusion, (b) Quark-Antiquark-Vernichtung.

nen zur Kollision gebracht. Dadurch sind sowohl Valenzquarks als auch Valenzantiquarks in großer Anzahl vorhanden, was den Beitrag des  $q\bar{q}$ -Vernichtungskanal erhöht. Hingegen finden am LHC Proton-Proton-Kollisionen statt, was gar keine Valenz-Antiquark-Produktion zur Folge hat. Zur Erzeugung einer  $t\bar{t}$ -Paar wird mindestens das zweifache der Top-Quark-Masse als Schwerpunktsenergie der Partonen benötigt. Dies kann der Abbildung 2.7 entnommen werden. Hier sind die Parton-Luminositäten in Ab-



hängigkeit von Schwerpunktsenergie  $\sqrt{\hat{s}}$  der Partonen für verschiedene Produktionskanäle gezeigt. Die Parton-Luminosität ist eine Messung der Wahrscheinlichkeit für die Proton-Proton-Kollision bei einer festen Parton-Schwerpunktsenergie. Daraus kann festgestellt werden, dass die Luminosität ihr Maxi-

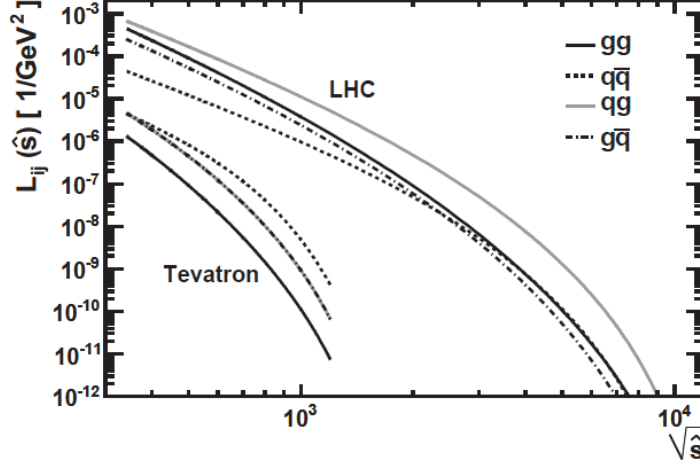


Abbildung 2.7: Die Parton-Luminositäten für verschiedene Wechselwirkungen am Tevatron und am LHC [20].

mum bei der zweifachen Top-Quark-Masse als Schwerpunktsenergie erzielt. Die Schwerpunktsenergie der Partonen kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_i P_i + x_j P_j} \geq 2M_{\text{Top}} \quad (2.8)$$

Unter Verwendung, dass die Impulsanteile ungefähr gleich sind ( $x_i \approx x_j = x$ ), ergibt sich im Fall der Proton-Antiproton-Kollision am Tevatron mit  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV und für die Proton-Proton-Kollision am LHC mit  $\sqrt{s} = 7$  TeV:

$$x \approx \frac{2M_{\text{Top}}}{\sqrt{s}} \approx \begin{array}{l} 0,05 \rightarrow \text{LHC} \\ 0,18 \rightarrow \text{Tevatron} \end{array} \quad (2.9)$$

Anhand dieses Ergebnisses kann der führende Prozess der  $t\bar{t}$ -Produktion ermittelt werden. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Top-Quark-Paarproduktion zu erhalten, wird zum einen die Partondichteverteilung  $f_i(x_{ij}Q^2)$  und zum anderen der Impulsübertrag  $Q^2$ , der in der gleichen Größenordnung wie die Masse des zu erzeugenden Quarks liegt ( $Q = M_{\text{Top}}$ ), verwendet. Dieser wird wie folgt berechnet [22]:

$$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{i,j=q\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_{i/p}(x_i, Q^2) f_{j/p}(x_j, Q^2) \cdot \hat{\sigma}(ij \rightarrow t\bar{t}; \hat{s}, Q^2). \quad (2.10)$$

Die PDF's für die zwei verschiedenen Impulsüberträge von  $Q = 2$  GeV und  $Q = 100$  GeV sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Bei kleinen Impulsanteilen überwiegt die Gluon-Gluon-Partondichteverteilung, hingegen überwiegt bei größeren Impulsanteilen die Quark-PDF. Deswegen findet die  $t\bar{t}$ -Produktion am LHC zu 90% durch Gluonfusion und zu 10% durch Quark-Antiquark-Vernichtung statt.

In Abbildung 2.9 sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie für den LHC und das Tevatron dargestellt. Der Bruch bei ca. 3 TeV in der  $\sigma_{t\bar{t}}$ -Verteilung deutet auf den Übergang vom Proton-Antiproton zum Proton-Proton-Beschleuniger hin, dabei geht die Dominanz von Quark-Antiquark-Vernichtung in Gluonfusion über. Wie zu erkennen ist, liegt der Wirkungsquerschnitt für die  $t\bar{t}$ -Produktion am LHC deutlich höher als am Tevatron.

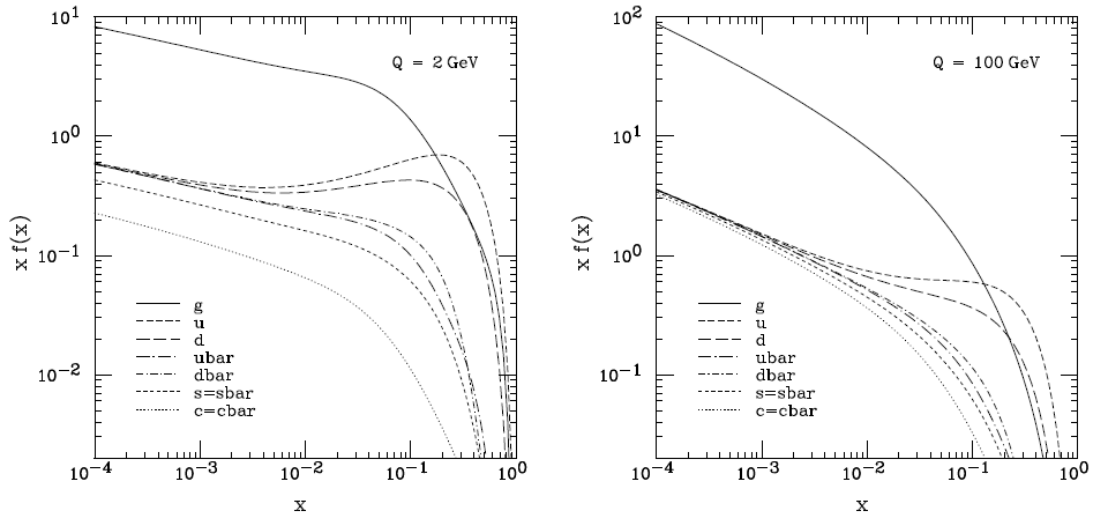


Abbildung 2.8: Die Partondichteverteilung des Protons bei  $Q = 2 \text{ GeV}$  und  $Q = 100 \text{ GeV}$ , berechnet durch die CTEQ-Kollaborationen [21].

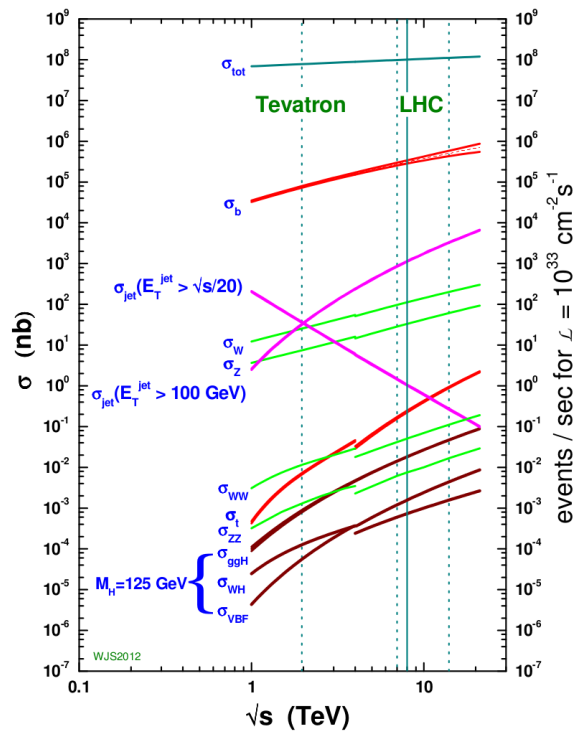


Abbildung 2.9: Die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Prozessen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie [23].

In der Teilchenphysik werden zwei Größen verwendet: die Luminosität und die integrierte Luminosität. Die Luminosität gibt die Flussdichte der Teilchen im Protonenstrahl an und ist für einen Teilchenbeschleuniger wie folgt definiert:

$$\mathcal{L} = \frac{n_B \cdot f \cdot n_1 \cdot n_2}{A}, \quad (2.11)$$

wobei  $n_B$  der Anzahl der sich gleichzeitig im Speicherring befindlichen Protonenpaketen, die mit der Umlauffrequenz  $f = v/U$  ( $v$  ist die Umlaufgeschwindigkeit der Teilchen und  $U$  ist der Umfang des Speicherrings) zur Kollision gebracht werden,  $n_1$  und  $n_2$  die Anzahl der Protonen pro Paket und  $A$  die effektive Reaktionsfläche  $A = 4\pi\sigma_x\sigma_y$  entsprechen [24].

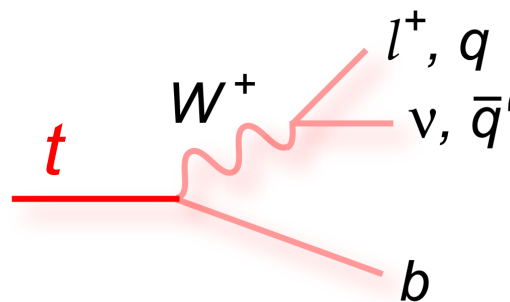
Die integrierte Luminosität  $\int \mathcal{L}$  stellt die in einem bestimmten Zeitraum gesammelte Luminosität dar und gibt ein Maß für die Gesamtanzahl stattgefundenener Kollisionen an. Diese errechnet sich folgendermaßen:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\text{tot}} = \int \mathcal{L} dt. \quad (2.12)$$

Aus der bekannten Anzahl der Ereignisse  $N$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{t\bar{t}}$  lässt sich die integrierte Luminosität aus  $N = \int \mathcal{L} \cdot \sigma_{t\bar{t}}$  berechnen. Bei einer Luminosität von  $5,25 \text{ fb}^{-1}$  und einem Wirkungsquerschnitt von  $167_{-18}^{+17} \text{ pb}$  werden im Jahr 2011 statistisch 877 000  $t\bar{t}$ -Ereignissen erwartet.

## 2.4 Zerfall des Top-Quarks

Aufgrund der kurzen Lebensdauer des Top-Quarks von  $\tau_{\text{Top}} \approx 4 \cdot 10^{-25} \text{ s}$  ist es, wie in Abschnitt 2.2.1 bereits beschrieben wurde, nicht möglich das Top-Quark direkt im Detektor zu beobachten. Da das Top-Quark zerfällt bevor es hadronisieren kann, wird es nur anhand der Information seiner Zerfallsprodukte rekonstruiert. Nach der Standardmodell-Vorhersage zerfällt das Top-Quark zu 99,8% über die schwache Wechselwirkung in ein  $W^\pm$ -Boson und ein Bottom-Quark. Das entsprechende Feyndiagramm ist in Abbildung 2.10 zu sehen.



(a)

Abbildung 2.10: Darstellung von den leptonicen und hadronischen Zerfallskanal des Top-Quarks [25].

Aufgrund seiner Farbladung kann das Bottom-Quark nicht frei existieren. Es zerfällt schließlich durch Gluon-Abstrahlung und Quark-Antiquark-Paarproduktion in ein Bündel von Gluonen und Quarks, die sich zu mehreren farbneutralen Hadronen verbinden. Das so entstandene Hadronen-Bündel wird als Jet, in diesem Fall als  $B$ -Jet, bezeichnet. Das  $W$ -Boson kann entweder leptonic oder hadronic zerfallen. Deswegen werden  $t\bar{t}$ -Ereignisse in den dileptonischen, Lepton+Jet- und (voll)hadronischen Kanal unterteilt.

- **dileptonisch:** Beide  $W$ -Bosonen zerfallen leptonisch, d.h. in ein Lepton und sein zugehöriges Neutrino. Am Ende enthält das Ereignis zwei  $B$ -Jets und zwei geladenen Leptonen sowie fehlende Transversalimpuls von den nicht detektierten Neutrinos.
- **Lepton+Jet:** Ein  $W$ -Boson zerfällt hadronisch und eins leptonisch. Dadurch entstehen zwei  $B$ -Jets und ein geladenes Lepton mit seinem zugehörigen Neutrino sowie zwei zusätzliche Jets aus dem hadronischen  $W$ -Boson-Zerfall.
- **(voll)hadronisch:** Beide  $W$ -Bosonen zerfallen hadronisch. Demzufolge entstehen zwei  $B$ -Jets aus dem Bottom- und Antibottom-Quark von den Top-Quark-Zerfall und vier weitere Jets aus den beiden  $W$ -Boson-Zerfällen.

Beim vollhadronischen Zerfallskanal ist es schwierig die Jets zuzuordnen. Es ist zwar möglich mit  $B$ -Tagging-Methoden beide  $B$ -Jets zu identifizieren, aber es bleiben noch vier Jets ohne Zuordnung. Der dileptonische Kanal enthält Ereignisse mit zwei nicht nachweisbaren Neutrinos. Der Lepton+Jet-Zerfallskanal, der in dieser Analyse verwendet wird, besitzt eine sehr gut rekonstruierbare und von Untergrundereignissen trennbare Signatur.

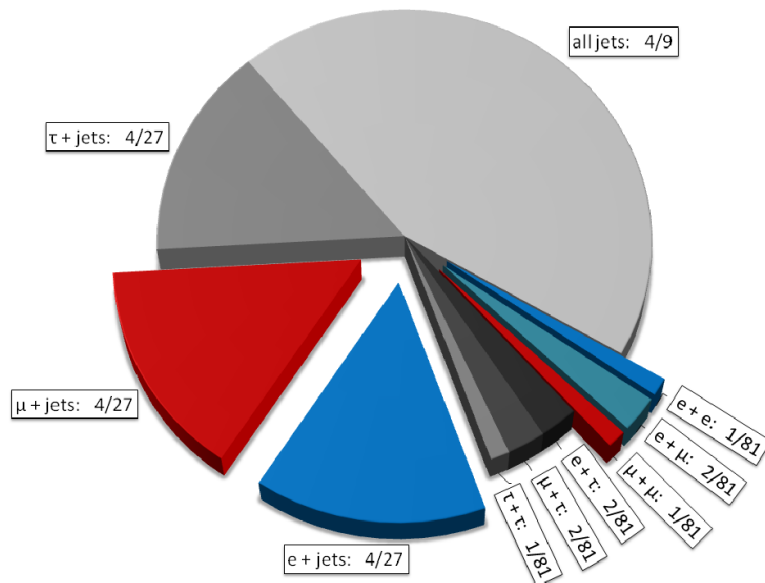


Abbildung 2.11: Das Verzweungsverhältnis der unterschiedlichen Zerfallskanäle des Top-Quarks.

Es ergibt sich insgesamt 9 Zerfallsmöglichkeiten von  $W$ -Boson, je nach der Kombination unterschiedlichen Leptonen, Quarks und je nach der drei verschiedenen QCD-Farbladungen. In Abbildung 2.11 sind diese Verzweungsverhältnisse dargestellt. Demnach entstehen die  $t\bar{t}$ -Ereignisse zu 10,3% aus dem dileptonischen, zu 43,5% aus dem Lepton+Jet- und zu 46,2% aus hadronischen Zerfallskanal.

Um die Zerfallsprodukte des Top-Quarks zu detektieren und anschließend daraus das Top-Quark rekonstruieren zu können, wird ein präziser Detektor benötigt, der in dem nächsten Kapitel detaillierter beschrieben wird.

# Kapitel 3

## ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider

Der ATLAS-Detektor ist einer der Vielzweckdetektoren am Large Hadron Collider (LHC) in Genf. Er ist zwiebelschalenförmig aufgebaut und besteht aus drei Hauptdetektorkomponenten: dem Inneren Detektor, dem Kalorimeter und dem Myonsystem. Ein Magnetfeld, das durch ein Solenoidmagnet erzeugt wird, krümmt die Teilchenspuren im Inneren Detektor, je nach ihren Ladungen und ihren Impulsen. Im Kalorimetersystem, das sich aus dem Elektron- und dem Hadron-Kalorimeter zusammensetzt, geben Elektronen, Photonen und Hadronen (z.B. Neutronen, Protonen) ihre Energie ab. Die Myonen hingegen besitzen größere Masse und dringen auf ihrem Weg durch das Kalorimetersystem mit einer minimalen Wechselwirkung durch. Ihre Spuren werden erst ganz Außen im Myon-Detektorsystem festgestellt. Dort wird die Krümmung von Myonenspuren im torodialen Magnetfeld gemessen und somit deren Impuls bestimmt. Im Folgenden werden die Hauptkomponenten des ATLAS-Detektors zusammen mit dem für die Vorselektion der Daten zuständigen Triggersystem genauer erläutert.

### 3.1 Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC-Beschleuniger ist ein 27 km langer Teilchenbeschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf in der Schweiz. Er befindet sich in einer Tiefe von 50 m bis 175 m unter der Erdoberfläche im Tunnel des früheren LEP-Beschleunigers (Large Electron-Positron Collider). Im Beschleunigerring werden positiv geladene Protonen bei sehr hoher Energie zum Zusammenstoß gebracht, wobei die Teilchen im und entgegen dem Uhrzeigersinn beschleunigt werden. Dabei beinhaltet eine Protonenfüllung 2808 Protonenpakete. Ein Protonenpaket beinhaltet wiederum ca. 115 Milliarden Protonen und hat eine maximale Teilchenenergie von 7 TeV [26]. Es werden auch 82-fach positiv geladene Blei-Ionen zur Kollision gebracht. Diese verhelfen der Urknall unter Laborbedingungen zu erzeugen. Am LHC-Beschleunigerring befinden sich mehrere Detektoren, wie ATLAS, CMS, LHCb, ALICE, in denen die beschleunigte Teilchen schließlich aufeinander kollidieren. Eine anschauliche Ansicht des LHC-Speicherrings ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Die benötigten Protonen stammen aus einem sogenannten Duoplasmatron durch Ionisation vom gasförmigen Wasserstoff. Dieses dient für die Erzeugung der leistungsstarken Ionenströme. Nach dem Verlassen des Duoplasmatrons besitzen die Protonen eine kinetische Energie von 90 keV. Zum weiteren Beschleunigen steht eine Reihe von Vorbeschleunigern zur Verfügung. Die ausgetretenen Protonen gelangen direkt in das Radio-Frequency-Quadrupole (RFQ), in dem die Protonen fokussiert, beschleunigt und auch in einzelne Pakete, sogenannte Bunches, eingeteilt werden. Aufgrund sinuswellenförmig geformten Polen der Quadrupole des RFQ's sinkt und steigt die Feldstärke entlang der Flugrichtung der Protonen. Dadurch bilden sich Bereiche aus, in denen die Protonen abgebremst oder beschleunigt werden. Dies führt zur Ansammlung der Protonen in Pakete. Diese Pakete kommen in kontrollierten zeitlichen Abständen vor [26]. Sie verlassen das RFQ mit einer Energie von 750 keV und werden direkt in einen weiteren Linearbeschleuniger (LINAC 2) eingespeist. Dieser beschleunigt alle Protonenpaketen auf 50 MeV.

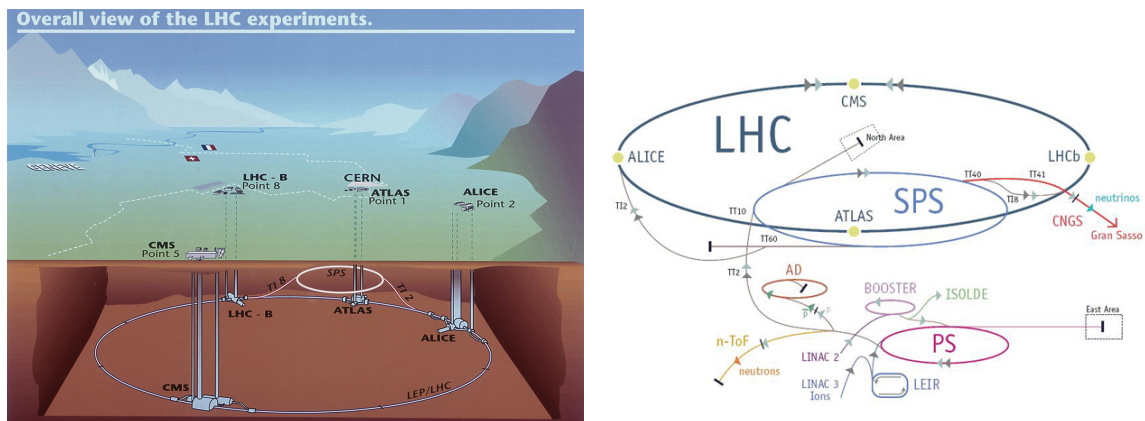


Abbildung 3.1: Anschauliche Darstellung der Vorbeschleunigerkette und der vier Experimenten am LHC [27].

Die Protonenpakete passieren danach den Proton-Synchrotron-Booster-Ringbeschleuniger (PSB). Insgesamt wird 1,2 Sekunden gebraucht, um die Protonen von 50 MeV auf 1,4 GeV zu beschleunigen, die durch spezielle Magnete aus dem PSB in den vorletzten Kreisbeschleuniger Proton-Synchrotron (PS) injiziert werden. Der PS-Beschleuniger teilt die vorhandenen Protonenpaketen in weitere Pakete auf. Diese sind dann jeweils 4 ns lang und folgen in 25 ns Abständen aufeinander. Die so entstandene Protonenpaketen werden in 3,6 Sekunden auf 25 GeV beschleunigt und in den letzten Vorbeschleuniger Super-Proton-Synchrotron (SPS) geleitet. Das SPS-Füllung entspricht 3 PS-Füllungen, welche dann in 21,6 s auf 450 GeV beschleunigt werden.

Als nächstes werden die Teilchenpakete über zwei Transferlinien jeweils gegenläufig in den LHC-Speicherring übermittelt, in dem die Protonen die Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreichen können. Die Protonen-Füllung im LHC beinhaltet 13 Füllungen der SPS, jeweils im und gegen Uhrzeigersinn. Die Protonen umrunden den 27 km langen LHC-Speicherring ca. 11 000 mal pro Sekunde. Die beiden entgegengesetzt gerichteten Protonenpaket-Strahlen werden an vier Stellen des Rings gekreuzt und kollidiert. Alle 50 ns kommt es an den Kreuzungspunkten zur Kollision zweier Protonenpakete. Zur Untersuchung dieser Kollisionen stehen mehrere Detektoren zur Verfügung: [28].

- **A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS)**

Der ATLAS-Detektor ist einer der Vielzweckdetektoren am LHC. Mit seiner Konstruktion werden die weitgehende Bereiche der Physik umfasst, vor allem die Suche nach Higgs-Boson, zusätzlichen Dimensionen und nach Teilchen, die das Dunkle Materie bilden. Es werden auch weitere physikalische Konzepte jenseits des Standardmodells (z.B. Supersymmetrie) untersucht.

- **Compact Muon Solenoid (CMS)**

Der CMS-Detektor verfolgt die gleiche wissenschaftlich Ziele und benutzt die gleiche physikalische Konzepte wie der ATLAS-Detektor, nutzt aber unterschiedliche technische Lösungen und Design des Detektor-Magnetsystems um diese zu erreichen.

- **A Large Ion Collider Experiment (ALICE)**

Bei dem ALICE-Detektor werden unter anderen die Kollisionen von Blei-Ionen sowie der Zustand der Materie als Quark-Gluon-Plasma untersucht, um unter Laborbedingungen einen ähnlichen Zustand wie kurz nach dem Urknall nachzustellen.

- **Large Hadron Collider beauty (LHCb)**

Der LHCb-Detektor beschäftigt sich mit der Frage, warum das Universum hauptsächlich aus Ma-

terie und nicht aus Antimaterie besteht. Um dieser Frage nachzugehen, wird hier die Physik mit B-Mesonen untersucht. Sowie alle anderen Detektoren ist der LHCb-Detektor auch auf die Suche nach neuen Teilchen ausgelegt, die allerdings nur indirekt in Zerfällen nachgewiesen werden können, vor allen in seltenen Zerfällen von B-Mesonen.

Für diese Analyse werden die Daten des ATLAS-Detektors verwendet. Aufgrund dessen werden in den folgenden Abschnitten die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors genauer betrachtet.

### 3.2 Der ATLAS-Detektor

Der schematische Aufbau des ATLAS-Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der 7000 Tonnen schwere Detektor ist 25 Meter hoch und 44 Meter lang. Das ATLAS-Experiment soll viele verschiedene Aspekte des vom LHC ermöglichten Physikprogramms abdecken. Dies wird dadurch erreicht, dass viele Endprodukte der Proton-Proton-Kollision gut identifiziert und vermessen werden. Dazu gehören Elektronen, Myonen, Taus, Jets sowie die fehlende Transversalenergie. Im ATLAS-Detektor werden charakteristische Größen wie der Impuls und die Energie der geladenen sowie neutralen Teilchen bestimmt. Da Neutrinos im Detektor nicht wechselwirken und ihn ohne jeglichen Energieverlust verlassen, erhält man eine nicht ausgeglichene Impuls- und Energiebilanz in den Ereignissen, die als fehlende Transversalenergie aufgefasst wird.

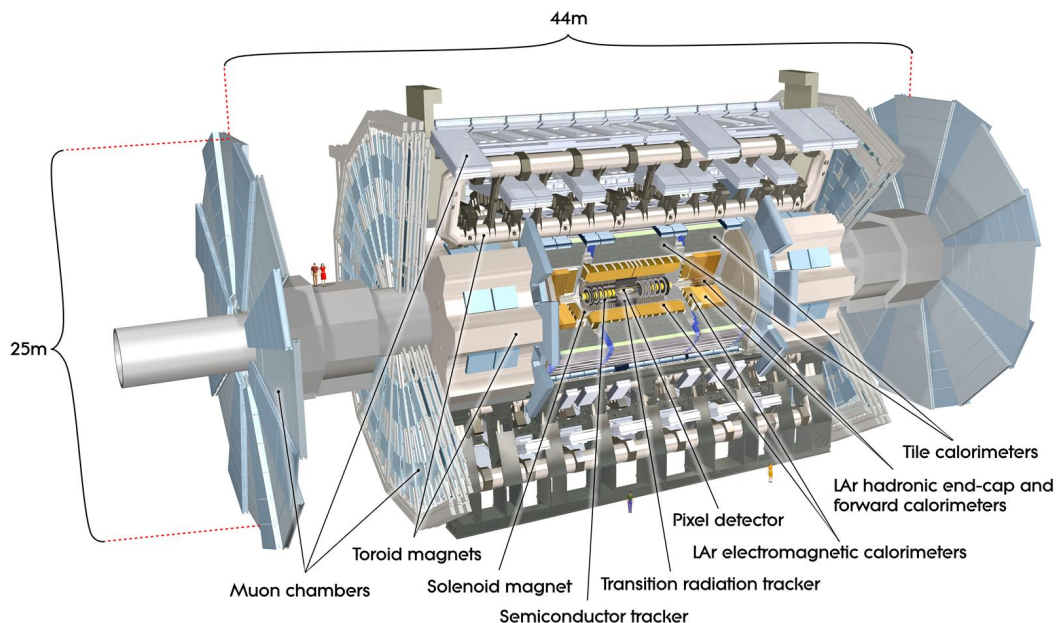


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors [29].

Die Forschungsschwerpunkte des ATLAS-Experiments sind folgende [28]:

- Die Suche nach Higgs-Teilchen sowie nach bisher unbekanntem „Wechselwirkungsteilchen“
- Genauere Erforschung von bisher wenig bekannten Zerfällen und Bindungszuständen schwerer Quarks

- Die Untersuchung des Top-Quarks
- Die Präzisionsmessungen von bekannten physikalischen Größen mithilfe der hohen Energien und Wechselwirkungsraten am LHC-Speicherring
- Jenseits des Standard-Modells: Suche nach Supersymmetrie und supersymmetrischen Teilchen

### 3.3 ATLAS-Koordinatensystem

Die Koordinaten des Detektors werden mithilfe des rechtshändigen Koordinatensystems beschrieben. Dazu wird ein nomineller Wechselwirkungspunkt als Koordinatenursprung festgelegt. Die  $x$ -Koordinate zeigt in Richtung des LHC-Zentrums, die  $z$ -Achse zeigt die Strahlrichtung an und  $y$  liegt senkrecht nach oben.

Um Positionen im Detektor zu definieren, werden Zylinderkoordinaten  $(r, \theta, \varphi)$  benutzt. Hier gibt  $r$  den Abstand zur Strahlachse an. Der Azimutwinkel  $\varphi$  beschreibt die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung und der polare Winkel  $\theta$  wird hier durch die dritte Koordinate, die sogenannte Pseudorapidität  $\eta$ , ersetzt. Diese kann mithilfe der Rapidität  $y$  wie folgt ermittelt:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L} \right) = \eta, \quad (3.1)$$

wobei  $p_L$  als der Longitudinalimpuls, also die Impulskomponente entlang der Strahlachse, bezeichnet wird. Wenn die Masse eines Teilchens gegenüber ihrem Impuls vernachlässigt werden kann, so gilt  $E \approx |\vec{p}|$ . Das bedeutet, dass die Pseudorapidität als Rapidität  $y$  aufgefasst werden kann. Die Pseudorapidität definiert somit den Winkel zwischen der Flugrichtung des Teilchens und der Strahlachse und ist folgendermaßen definiert [30], [31]:

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right). \quad (3.2)$$

Die Benutzung der Pseudorapiditäts-Variable  $\eta$  wird bevorzugt, weil zum einen ihre Differenzen Lorentzinvariant, also unabhängig von der Wahl des Bezugssystems, sind und zum anderen der Fluss der Teilchen, die bei der Proton-Proton-Kollision entstanden sind, pro Rapiditätsintervall unverändert bleibt. Für die Errechnung der  $\eta$  wird nur eine Variable  $\theta$  verwendet, was die Definition der Positionen im Detektor vereinfacht. Mithilfe der Pseudorapidität ist es nun möglich den Abstand von Vektoren im Raum zu definieren

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}, \quad (3.3)$$

mit  $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|^2$  und  $\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|^2$ .

In den nachfolgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors genauer betrachtet und deren Funktionsweise erläutert.

### 3.4 ATLAS-Hauptdetektorkomponenten

Der Detektor besteht aus dem Inneren Detektor (ID), dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter, sowie aus dem Myon- und dem Magnetsystem. Die einzelnen Hauptkomponenten sind wiederum aus Teilkomponenten aufgebaut, welche auf unterschiedliche Raumbereiche angepasst sind. Abbildung 3.2 zeigt die Übersicht des Detektors sowie seiner Hauptkomponenten.



### 3.4.1 Der Innere Detektor

Der Innere Detektor ist direkt am Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Die geladenen Teilchen, die den Innere Detektor passieren, werden durch ein 2 T starkes Solenoidmagnetfeld auf gekrümmte Bahnen gezwungen. Aus der Krümmung wird der Impuls der Teilchen sowie das Vorzeichen ihrer Ladung ermittelt. Aus der Rekonstruktion der gemessenen Spuren werden die Primärvertices und mögliche Sekundärvertices identifiziert. Der Sekundärvertex dient der Erkennung von schweren Quarks ( $b$ ,  $c$ ), bzw. von Hadronen, die schwere Quarks enthalten. Der schematische Aufbau des Inneren Detektors sowie seiner Hauptkomponenten ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

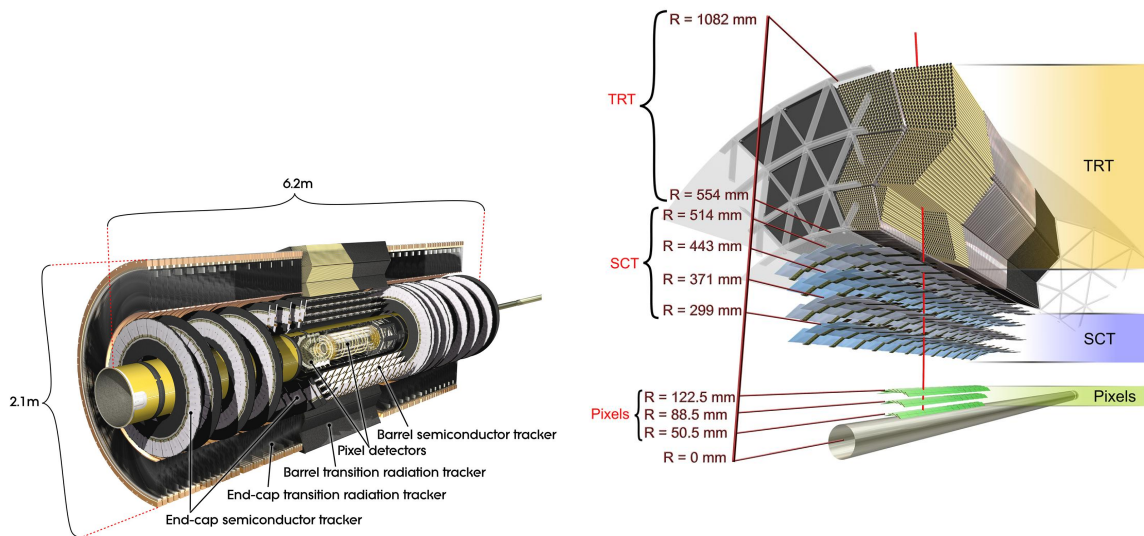


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Inneren Detektors [29].

Der Innere Detektor besteht aus mehreren Subdetektoren um die Wechselwirkungszone herum. Diese sind Pixeldetektor, Halbleiter-Spurdetektor und Übergangsstrahlungs-Spurdetektor.

### 3.4.2 Pixeldetektor

Der Pixeldetektor [30] enthält drei parallel zum Strahlrohr (Innendurchmesser 56 mm) angeordnete zylinderförmigen Lagen. Eine anschauliche Darstellung des Pixeldetektors ist in den Abbildungen 3.3 und 3.4 ersichtlich.

Der Aufbau des Zylinders und der Scheiben zwingt jedes Teilchen drei Lagen des Pixeldetektors zu durchkreuzen und mindestens drei Punkte pro Spur mit großer Exaktheit zu messen. Diese Genauigkeit wird durch die Benutzung modernster Pixelsensoren auf Siliziumbasis erreicht. Ein Pixelsensor ist  $400 \times 50 \mu\text{m}^2$  groß [30]. Der Pixeldetektor beinhaltet insgesamt 1744 Pixel-Sensor-Module. Jedes Modul besitzt 47 232 Pixel und 46 080 Auslesekanäle, wobei 67 Millionen Pixel im Fass- und 13 Millionen Pixel in den Endkappen-Bereich Spurpunkte messen. Damit werden hochpräzise Messungen nahe des Wechselwirkungspunkts erreicht.

### 3.4.3 Halbleiter-Spurdetektor (SCT)

Der SCT-Detektor ist aus vier Lagen von Halbleiter-Siliziumstreifen-Detektoren im Zentralbereich und aus neun Lagen jeweils im Vorwärts- und Rückwärtsbereich zusammengesetzt. Die Siliziumstreifen sind

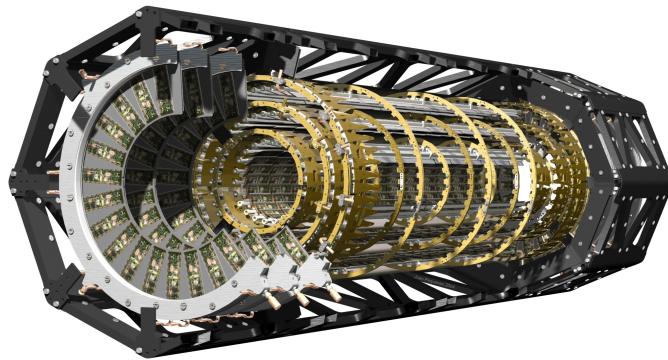


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Pixeldetektors [29].

im Zentralbereich parallel zur Strahlachse angeordnet. Damit wird eine gute Auflösung in  $\phi$ -Richtung erreicht. Ein SCT-Modul verfügt über zwei Sensoren, die übereinander angebracht sind und um einen  $2,29^\circ$ -Winkel gegeneinander verdreht sind. Somit wird eine Ortsauflösung in  $z$ -Richtung ermöglicht. Die schematische Darstellung des SCT-Detektor kann der Abbildung 3.3 entnommen werden. Der SCT-Detektor besteht insgesamt aus 4088 einzelnen Detektormodulen mit jeweils 768 Auslesestreifen pro Modul. Durch diesen Aufbau ist eine Auflösung von  $17\ \mu\text{m}$  radial zum Strahl und  $580\ \mu\text{m}$  in der Strahlrichtung möglich.

### 3.4.4 Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (TRT)

Der Pixeldetektor und der SCT werden durch die dritte Komponente des Inneren Detektor, dem TRT, umschlossen. Der TRT-Detektor ist eine Kombination von Übergangsstrahlungsdetektor und Driftkammer und dient der Teilchenunterscheidung, da hauptsächlich die Elektronen dort charakteristische Signale hinterlassen. Der TRT besteht aus zylinderförmigen Driftröhren, die sogenannten Straw-Tubes, die einen Durchmesser von 4 mm und eine Länge von 144 cm haben. Diese sind um die Strahlachse angebracht und sind mit einem  $\text{XeCO}_2\text{O}_2$  (70%, 27%, 3%)-Gasgemisch gefüllt [30]. Die innere Wand der Straw-Tubes verfügt über zwei aufeinander geklebten mehrlagigen Plastik-Filmen, die als Kathode dienen. Die Anode wird durch in der Mitte der Röhre verlaufende Wolframdraht gebildet. Dadurch wird das Signal erfasst. In der Fass-Bereich sind die Straw-Tubes parallel zur Strahlachse und in der Endkappen-Bereichen radial dazu angeordnet.

### 3.4.5 Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem dient zur Messung der Energie sowie zur Identifizierung der in der Wechselwirkung entstandenen Elektronen, Photonen, Hadronen und Teilchenjets. Dadurch kann die fehlende Transversalenergie, die von nicht wechselwirkenden Neutrinos stammt, bestimmt werden. Das Kalorimetersystem besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Da die elektromagnetische Strahlungslänge deutlich geringer als die hadronische Wechselwirkungslänge ist (siehe Abschnitt 2.2.1), befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter näher am Wechselwirkungspunkt. Das Kalorimetersystem umschließt den Inneren Detektor sowie die Solenoidspule. Der schematische Aufbau des Kalorimeters ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

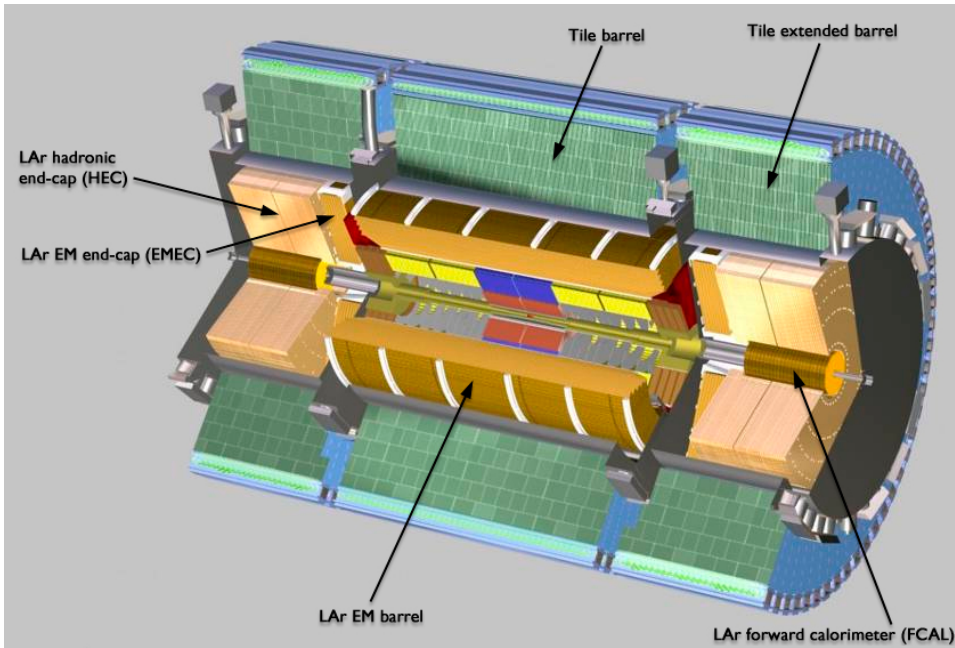


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Kalorimetersystem [29].

### 3.4.6 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter ist aus 1,9 mm dicken Absorberlagen aus Blei zusammengesetzt. Zwischen den Lagen befindet sich flüssiges Argon als aktives Medium. Aufgrund der Akkordeon-ähnlichen Geometrie der Absorberlagen wird jedes Teilchen unabhängig von der Einfallrichtung registriert. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters wird in Strahlungslängen  $X_0$  angegeben.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist aus zwei identischen zylinderförmigen Halbschalen aufgebaut, die durch einen 4 mm breiten Spalt bei  $\eta = 0$  voneinander getrennt sind. Diese decken den zentralen Bereich von  $|\eta| < 1,475$  ab und haben eine Dicke von mehr als  $22X_0$  [30]. Hinzu kommen noch zwei konzentrisch angeordnete Endkappen-Bereiche, die den Pseudorapiditätsbereich von  $1,375 < |\eta| < 3,2$  abdecken und eine Dicke von mehr als  $24X_0$  haben. Das elektromagnetische Kalorimeter hat einen weiteren Bereich zwischen  $1,37 < |\eta| < 1,52$ , der im Übergangsbereich zwischen Fass-Bereich und Endkappen-Bereiche liegt. Aufgrund der schlechter Energieauflösung und Effizienz wird dieser Bereich für die physikalische Prozesse nicht betrachtet.

Die Energieauflösung, die im elektromagnetischen Kalorimeter erreicht werden kann, wird wie folgt berechnet:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{\sigma_N}{E}, \quad (3.4)$$

wobei  $\frac{a}{\sqrt{E}}$  aus statistische Fluktuation,  $b$  aus longitudinaler Energieverlust,  $\frac{\sigma_N}{E}$  aus Rauschen (+ Sampling-Effekte) stammt. Die Auflösung hängt mit dem Winkel  $\eta$  und dem Teilchentyp zusammen und beträgt für das Elektron:

$$|\eta| = 0,3 : \quad \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9,3\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,56\% \quad (3.5)$$

$$|\eta| = 1,65 : \quad \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{19,4\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,43\%, \quad (3.6)$$

wobei hier der Rauschterm vernachlässigt wurde [32].

### 3.4.7 Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter befindet sich außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters. Dieses dient dazu die Energie von hadronischen Teilchen, z.B. Pionen, zu bestimmen. Das hadronische Kalorimeter deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 4,9$  ab und ist auch in mehreren Abschnitte unterteilt. Es besitzt sowohl einen Fass-Bereich als auch zwei Endkappen-Bereiche. Das hadronische Kalorimeter besteht im Fass-Bereich aus einer Sandwich-ähnlichen Technologie. Hier wechseln sich Eisenabsorber und Plastiksziintillatoren, die als aktives Medium dienen, ab. Mit Hilfe von Photomultipliern wird die Energie des im Szintillatormaterial emittierten Lichts registriert. Die Hadronen deponieren ihre Energie im Absorbermaterial grundsätzlich durch Kernwechselwirkungen, wobei sie hadronischen Schauer erzeugen.

Der zentrale Bereich des hadronischen Kalorimeters besteht aus dem „Tile Barrel“, das den Bereich von  $|\eta| < 1,0$  abdeckt und aus zwei „Extended Barrels“, die den Bereich  $1,0 < |\eta| < 1,7$  abdecken. Der Endkappen-Bereich besteht aus Kupfer und enthält flüssiges Argon als aktives Medium. Dieser Bereich deckt den Pseudorapiditätsbereich von  $1,5 < |\eta| < 3,2$  ab. Für sehr kleine Winkel existieren noch zwei Vorwärts-Kalorimeters, die sehr eng an der Strahlachse angebracht sind und den Bereich  $3,1 < |\eta| < 4,9$  abdecken. Das Vorwärts-Kalorimeter besteht aus einem Kupferblock, in dem sich Kupferrohren mit flüssigem Argon als aktives Medium befinden. Somit wird ein kompletter Bereich von  $|\eta| < 4,9$  abgedeckt [30].

Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters ist schlechter als die von elektromagnetischen Kalorimeter und beträgt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{60\%}{\sqrt{E}} \quad (3.7)$$

Durch die Konstruktion von Kalorimetern wird der Interaktionspunkt beinahe hermetisch umschlossen, weshalb keine Energie aus dem System verloren geht.

### 3.4.8 Das Myonen-Detektorsystem

Das Myon-Spektrometer besteht aus drei Lagen verschiedener Myondetektoren. Diese sind von einem toroidalen Magnetfeld umschlossen, der von insgesamt acht supraleitende Magnetspulen mit einer Magnetstärke von 3 T bis 8 T im Zentralbereich und von je acht Magnetspulen an den beiden Endkappen hervorgeht. Die Toroid-Magnete lenken die Myonen auf eine gekrümmte Bahn ab, wodurch eine präzise Bestimmung des Impulses erreicht wird. Die anschauliche Darstellung des Myon-Detektorsystems kann der Abbildung 3.6 entnommen werden.

Die Aufgabe des Myon-Spektrometers liegt darin, Myonen zu rekonstruieren und deren Impuls zu bestimmen. Durch die riesige Größe hat das Myon-Spektrometer einen viel längeren Hebelarm und somit eine hohe Impulsauflösung. Das Spektrometer ist in Fass- und Endkappen-Bereiche gegliedert. Der Fass-Bereich ist zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet. Die Endkappen-Bereiche sind aus drei Lagen im Abstand von 6 m aufgebaut. An diesen Lagen sind die Detektoren senkrecht zum Strahlrohr montiert. Durch die Ortsmessung von Myonen in jeder der drei Lagen wird die Krümmung der Myonenspuren und damit ihr Impuls bestimmt.

Zur genaueren Impulsmessung werden Monitored Drift Tubes (MDTs) und Cathode-Strip Chambers (CSCs) verwendet. Das Myon-Spektrometer enthält sowohl im Fass-Bereich als auch in Endkappen-Bereichen die MDTs, die drei zylindrisch angeordneten Kammern enthalten. Die MDT-Systeme bestehen aus zwei Schichten mit mehreren Lagen von dichtgepackten mit einem  $\text{Ar}(93\%)\text{CO}_2(7\%)$ -Gas-

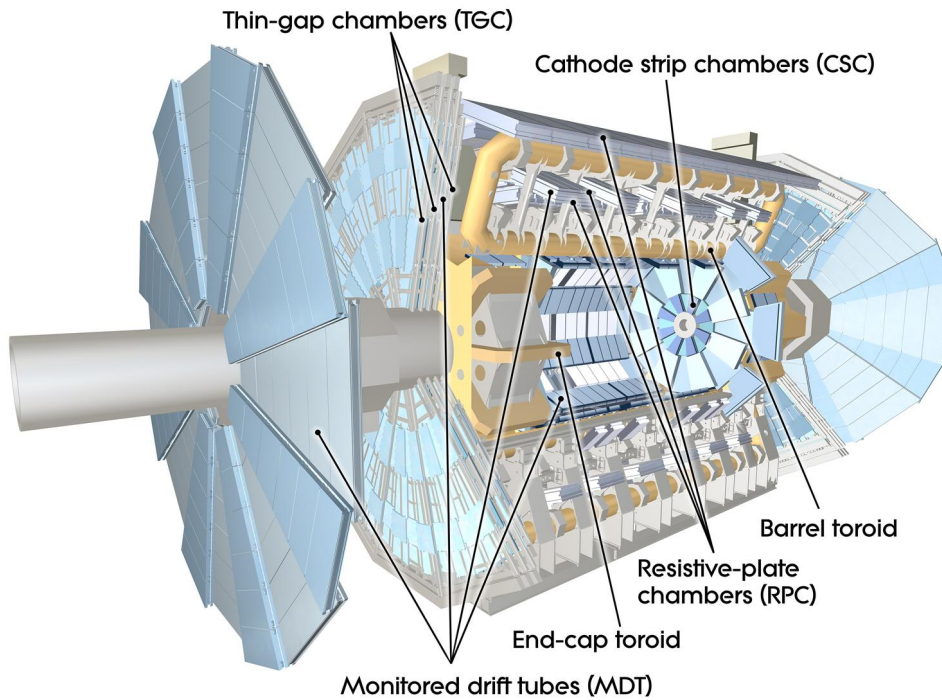


Abbildung 3.6: Das Myon-Spektrometer des ATLAS-Detektors [29].

gemisch gefüllten Driftröhren. Die eintreffenden Myonen ionisieren das Gas in den Röhren. Die dadurch entstandene Elektronen-Lawine wandert zu einem unter Hochspannung stehenden Wolfram-Ruthenium-Draht, wo diese auch angesammelt werden. Die angestrebte Auflösung einer einzelnen Driftröhre liegt bei  $80\ \mu\text{m}$ . Die MDT-Systeme decken den Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2,7$  ab.

In den Endkappen-Bereichen werden Drahtkammern mit radial angeordneten Drähten verwendet, die sogenannten Cathode-Strip Chambers (CSC). Diese decken den Vorwärtsbereich ( $2,0 < |\eta| < 2,7$ ) ab und sind für die große Ereignisrate ausgelegt. Jedes CSC-System besteht aus vier Lagen, welche wiederum aus in Streifen geteilten Kathoden aufgebaut sind. Durch diesen Aufbau ermöglichen die CSC-Systeme eine genauere Positionsbestimmung in alle Raumrichtungen [30]. Die Auflösung der CSC-Systeme beträgt  $40\ \mu\text{m}$  in der Ablenkungsebene und  $5\ \text{mm}$  in der  $\varphi$ -Ebene.

Vor und hinter jedem MDT- und CSC-System sind Triggerkammer aufgebaut, die zur Ortsinformation längs der Driftröhren beitragen und die Exaktheit der Spurrekonstruktion erhöhen, sowie eine Entscheidung schnell treffen können, ob ein Myon detektiert wurde.

Nicht nur die präzise Impulsmessung ist wichtig, sondern auch die Signale mit einer hohen Zeitauflösung zu erhalten. Dazu befinden sich im Fass-Bereich Resistive Plate Chambers (RPC), die  $|\eta| < 1,05$  abdecken. Die RPC's sind aus parallel angeordneten Elektroden-Streifen aufgebaut, zwischen denen sich ein Gas befindet. Die eingetroffenen Myonen erzeugen Ladungsträgerpaare im Gas, welche anschließend gemessen werden. Die Zeitauflösung liegt hier bei  $1,5\ \text{ns}$ . In den Endkappen-Bereichen befinden sich Thin Gap Chambers (TGC). Diese decken den Pseudorapiditätsbereich von  $1,05 < |\eta| < 2,4$  ab. Die TGC-Systeme funktionieren nach dem Drahtkammer-Prinzip. Die vom TGC-System erreichte Zeitauflösung beträgt  $4\ \text{ns}$  [30].

### 3.4.9 Das ATLAS-Triggersystem

In einer Sekunde finden im ATLAS-Detektor rund 40 Millionen Strahlenkreuzungen von Protonen statt. Die entstehende Teilchenrate führt zu einem enormen Datenaufkommen von 60 TB pro Sekunde. Da nicht jede Proton-Proton-Kollision interessante Ereignisse enthält, werden diese nach der Entstehung ausgewählt und selektiert. Diese Entscheidung wird vom Trigger-System bestehend aus drei Trigger-Stufen übernommen. In diesen dreistufigen Trigger-System werden große Datenmenge auf ein handhabbares Maß reduziert, wobei gleichzeitig die gewünschten Ereignisse selektiert und für spätere Analysen gespeichert werden. Im Folgenden werden die einzelnen Trigger-Stufen genauer erläutert.

#### Level-1-Trigger

Da alle 50 ns eine Kollision stattfindet, in der Teilchen im Inneren Detektor produziert werden, entsteht eine Ereignisrate von ca. 40 MHz. In den ersten Triggerstufe wird diese Ereignisrate auf maximal 75 kHz selektiert.

Der Level-1-Trigger besteht aus Hardware-Prozessoren und verwendet Informationen aus dem Kalorimeter und dem Myon-Spektrometer. Ca.  $2 \mu\text{s}$  braucht der Trigger um zu entscheiden, ob das Ereignis verworfen oder weiterverarbeitet werden soll. Auf der ersten Level wird nur eine grobe Selektion durchgeführt. Hier werden Ereignisse auf charakteristische Signaturen von Elektronen, Photonen, Myonen mit hohen Transversalimpuls sowie hadronisch zerfallende Taus, Jets und Ereignisse mit hoher Transversalenergie oder fehlende Transversalenergie untersucht, bevor sie weiter zum Level-2-Trigger geleitet werden.

#### Level-2-Trigger

Die hier ankommende Ereignisse werden innerhalb von 40 ms von 75 kHz auf ca. 2 kHz reduziert. Dieser Trigger besteht aus programmierbaren Prozessoren. Für seine Entscheidung untersucht er die vom Level-1-Trigger bereits gestellten und als interessant bezeichneten Datenregionen im Detail. Die so ausgewählten Ereignisse werden anschließend an den Event-Filter-Trigger weitergeleitet.

#### Event-Filter-Trigger

Der Event-Filter ist auch softwarebasiert und ermöglicht die vollständige Rekonstruktion eines Ereignisses innerhalb 4 Sekunde. In dieser Zeit wird entschieden, ob ein Ereignis für die spätere Datenanalyse dauerhaft gespeichert wird oder nicht. Am Ende wird die Ereignisrate von ca. 200 Hz dauerhaft aufgezeichnet.

# Kapitel 4

## Monte-Carlo-Simulation und verwendete Datensätze

In dieser Analyse werden zunächst verschiedene Top-Quark-Massen mit der theoretischen Vorhersagen verglichen. Da die Beschreibung der Theorie eine komplexe Berechnung erfordert, wird diesbezüglich Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Diese Simulation basiert auf dem theoretischen Modell, wobei ein Verfahren aus der Stochastik benutzt wird. Dieses beruht auf sehr häufig durchgeführten Zufallsexperimente. Diese ermöglichen, die analytisch nicht lösbare Probleme mithilfe numerischen Näherungsverfahren zu lösen. Anschließend wird an die Zufallsereignisse die Detektorantwort simuliert, die in Form von Pseudodaten im selben Datenformat, wie die aus der Kollision gemessenen Daten, vorliegt. Für die Ausführung dieser Simulation werden verschiedene Monte-Carlo-Generatoren verwendet, die in folgenden näher erklärt werden.

In diesem Kapitel werden die in der Analyse verwendeten Datensätze sowie die wichtigsten Abläufe der Monte-Carlo-Simulation, wie Ereignis-Generierung, Detektor-Simulation, Digitalisierung näher erklärt.

### 4.1 Die verwendeten Daten

In dieser Analyse wurden Daten aus Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV verwendet, die im Jahre 2011 mit dem ATLAS-Detektor aufgenommen wurden. Die totale integrierte Luminosität für das Jahr 2011, die am LHC aufgenommen wurde, ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die vom ATLAS-Detektor aufgenommene totale integrierte Luminosität beträgt  $5,25 \text{ fb}^{-1}$ , jedoch entsprechen die in dieser Analyse verwendete Daten einer integrierten Luminosität von  $4,71 \text{ fb}^{-1}$ , die mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV aufgezeichnet wurden.

Durch die fehlerhafte Detektorfunktion, die in Folge von Detektor-Hardware- oder Rekonstruktion-Software-Fehler entstanden ist, können auch nicht-physikalische Objekte als diejenige rekonstruiert werden. Für die Eliminierung dieser Ereignisse aus den Datensatz sollen entsprechende Qualitätskriterien angewandt werden. Bei ATLAS-Detektor wird dafür eine sogenannte Good Run List (GRL) verwendet. Diese enthält nur solche Daten, die durch den vollständig funktionierenden Detektorkomponenten aufgezeichnet wurden. Anschließend listet die GRL den Anteil der aufgenommenen Daten auf, die den Qualitätskriterien erfüllt haben. Eine detaillierte Beschreibung der Daten-Qualitätskriterien kann in [34] nachgelesen werden. Demnach reduziert sich die Anzahl der Ereignissen im Datensatz und somit auch die Luminosität. Die in dieser Analyse verwendete Daten unterscheiden sich in Luminosität um 10% von der im Jahr 2011 aufgenommenen Luminosität.

Diese Analyse basiert auf den in diesem Kapitel aufgelisteten Datensätzen und Untergründen. Im nachfolgenden Kapitel wird die Rekonstruktion der verwendeten Objekte, sowie deren Identifikation näher erläutert.

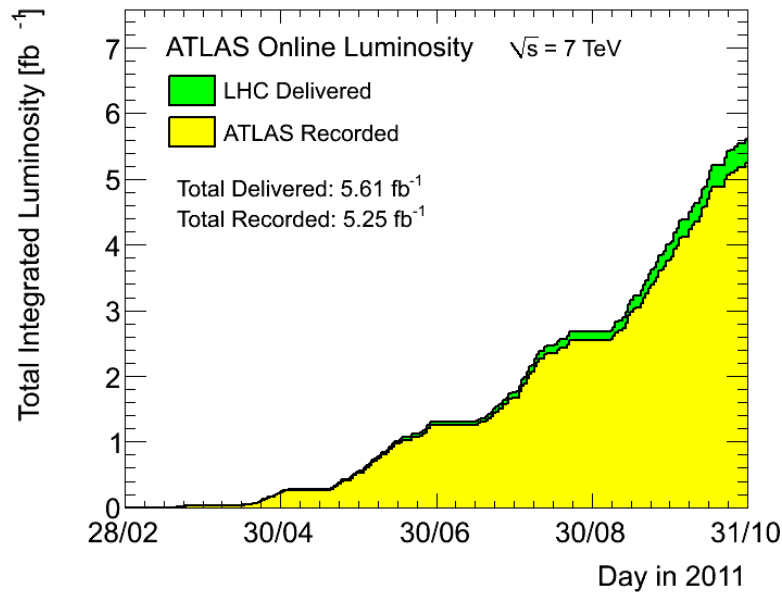


Abbildung 4.1: Die totale integrierte Luminosität in Abhängigkeit von Tagen für das Jahr 2011. Die vom LHC gelieferte totale integrierte Luminosität beträgt  $5,61 \text{ fb}^{-1}$  und ist in grün dargestellt. Die vom ATLAS-Detektor gleichzeitig aufgenommene Luminosität, die in gelb wiedergegeben ist, beträgt  $5,25 \text{ fb}^{-1}$  [33].

## 4.2 Monte-Carlo-Simulation

Die Monte-Carlo-Simulation (MC) ist in drei Schritten gegliedert:

- Ereignis-Generierung;
- Detektor-Simulation;
- Digitalisierung der Energieeinträge in den empfindlichen Bereichen des Detektors.

Mit Hilfe einer Vielzahl von verschiedenen MC-Generatoren werden die Ereignisse sowie diverse Hintergrundprozesse erzeugt.

Mittels Bremsstrahlungsprozess emittiert ein farbgeladenes Teilchen ein virtuelles Gluon, das wiederum in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. Die so entstandene neue Quarks senden wieder die virtuellen Gluonen aus. Dadurch entsteht eine Kette von sich wiederholten Ereignissen, die einen Schauer von Quarks und Gluonen auslöst. Dieser Schauer wird als Partonschauer bezeichnet. Die Vereinigung der farbgeladenen Quarks zu farbneutralen stabilen Hadronen wird durch Hadronisierung beschrieben. Die Ereignis-Generierung der MC-Simulation enthält der Partonschauer- und Hadronisierung-Prozess.

Für die  $t\bar{t}$ -Produktion wird der MC@NLO-Generator verwendet. Der MC@NLO-Generator kann die Abstrahlungen und andere Prozesse bis zur nächstführenden Ordnungen berechnen [35]. Jeweils ein Beispiel für führende und nächsthöhere Ordnung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Ereignisse mit vielen Jets werden dadurch genau beschrieben. Um doppelte Beiträge vom Partonschauer und von Abstrahlungen, die aus diesen Berechnungen entstehen können zu berücksichtigen, werden Ereignisse entweder mit Wert 1 oder  $-1$  gewichtet. Die Ergebnisse des MC@NLO-Generators werden weiter an der HERWIG-MC-Generator [36] geleitet.

HERWIG hat den Zweck die Gluonenabstrahlungskorrekturen im Anfang (ISR)- und Endzustand (FSR) und den Zerfall des Top-Quark-Paars zu berechnen sowie die Partonschauer zu generieren und



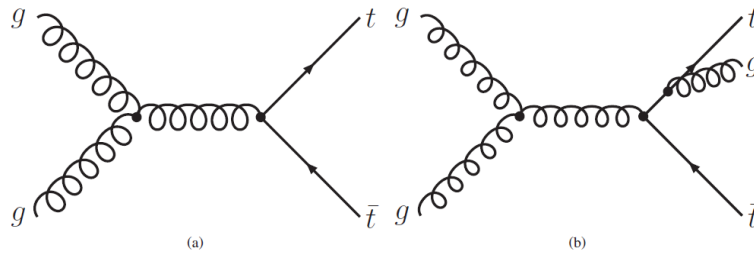


Abbildung 4.2: Feynmangraphen für (a)  $t\bar{t}$ -Ereignisse mit führender und (b) nächsthöherer Ordnung.

die Hadronisation der Partonen vorzunehmen. Danach werden die dadurch erzeugte Ereignisse in Vierervektoren, die sogenannten Wahr-Teilchen, abgespeichert. Die Wahr-Teilchen erhalten reine Ereignisinformation, ohne jeglichen Einfluss des Detektors. Diese Information wird später für die Erfassung des Rekonstruktionsfehlers nach der Detektorsimulation benutzt. Für die Berechnung verschiedenen Ereignisse verwendet HERWIG zusätzliche Module, wie JIMMY [37] für die verschiedenen Parton-Streuungen, PHOTOS [38] für die QED-Bremsstrahlungskorrekturen und TAUOLA [38] für den Tau-Zerfall.

Für die Simulation der Untergrundereignisse werden weitere MC-Generatoren eingesetzt:

- **AcerMC** ist ein MC-Generator führender Ordnung, der für die Simulation der Untergrundprozesse in Proton-Proton-Kollisionen verwendet wird. Er benötigt weitere Generatoren, um die Hadronisierung berechnen zu können [39].
- **ALPGEN** ist ebenfalls führender Ordnung MC-Generator, der für die hochenergetischen Multi-Parton-Wechselwirkungen in hadronischen Kollisionen entwickelt wurde und ist ein Standard-Generator für Multijet- und für W+Jets- oder Z+Jets-Prozesse. Der Generator erzeugt Ereignisse auf Parton-Niveau, erfordert allerdings zusätzliche Generatoren für die Simulation der Hadronisierung [40].
- **PYTHIA** ist ein Vielzweckgenerator, der Wechselwirkung auf Parton-Niveau generiert und eine große Anzahl an hochenergetischen Prozessen simuliert. Dieser ermöglicht die Bildung von Partonschauern und ihre Hadronisierung zu simulieren und die Abstrahlung von Bosonen sowie Zerfälle instabiler Teilchen zu berechnen [41].

Nach der Ereignis-Generierung wird auf die Daten, um diese mit Daten aus dem ATLAS-Detektor vergleichen zu können, die Detektorsimulation angewandt. Die Monte-Carlo-Ereignisse müssen nun an den Detektor und an die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial simuliert werden. Für diese Anpassung wird bei ATLAS ein GEANT4-Detektor-Simulations-Paket [42], [43] eingesetzt. In der GEANT4-Simulation wird die Wechselwirkung der Teilchen mit Detektor und mit dem Detektormaterial in Form sogenannten GEANT4-Hits gespeichert. Diese Hits beinhalten Information über die deponierte Energie der Teilchen sowie über ihre Positionen.

Im nächsten Schritt werden die GEANT4-Hits mit einer ATLAS-Digitalisierung-Software in die physikalischen Detektor-Rückmeldung, wie Spannung oder Strom, überführt. Dadurch erhält das Ereignis den gleichen Inhalt und die gleiche Struktur, wie die Daten, die im Detektor aufgenommen wurden. Nebenbei werden weitere Informationen gespeichert, z.B. unter anderen Pile-Up-Untergrund-Ereignisse.

Der Pile-Up-Effekt tritt dann auf, wenn zusätzlich zum harten -Prozess eine Wechselwirkung mit geringerer Energie stattfindet. Die Teilchen, die daraus entstanden sind, überlagern sich mit interessanten hochenergetischen Reaktionen im Detektor, was weitere Spuren und Primärvertices verursacht. Der

Pile-Up-Effekt verursacht zusammen mit Cavern-, Beam-Gas- und Beam-Halo-Ereignissen ein zusätzlichen Untergrund. Für dessen Simulation mit Monte-Carlo wird von Standarddatensätzen ausgegangen, wobei zu jedem simulierten Ereignis eine gewisse Anzahl von Minimum-Bias-Ereignissen hinzugefügt wird. Außerdem wird dazu noch Cavern-Untergrund-, Beam-Gas- und Beam-Halo-Ereignisse beigefügt. Diese werden im Folgenden kurz erläutert:

- **Minimum-Bias-Ereignisse**

Diese Ereignisse stammen aus nicht-diffraktiven Prozessen und sind durch sehr großen Wirkungsquerschnitt sowie kleinen Transversalimpulsübertrag charakterisiert. Sie enthalten keine klare Signatur und werden durch minimale Triggerbedingungen selektiert.

- **Cavern-Untergrund-Ereignisse**

Die durch Proton-Kollisionen entstandene Neutronen können durch Zwischenräume des Kalorimeters nach außen gelangen und werden im Myonspektrometer oder in den weiteren Detektor-komponenten registriert.

- **Beam-Gas-Ereignisse**

Aufgrund des nicht vollkommenen Vakuums vor allen am Wechselwirkungspunkt kann ein Proton mit einem Restmolekül wechselwirken und demzufolge ein gewöhnliches Ereignis überlappen.

- **Beam-Halo-Ereignisse**

Falls sich ein Proton nahe am Wechselwirkungspunkt aus seinem Paket löst, wird es an Teile des LHC-Beschleunigers gestreut. Seine Zerfallsprodukte werden von den Kalorimetern oder Myonspektrometer registriert, was zu nicht zuordnenden Energiedeposition in den Kalorimetern führt.

Alle diese zusätzlichen Ereignisse können getrennt konfiguriert werden und werden beim Digitalisierung-Prozess berücksichtigt. In dieser Analyse werden die Monte-Carlo-Datensätze mit Pile-Up-Effekt benutzt.

Abschließend wird die Rekonstruktion von Spuren und Energiedepositen aus den Rohdaten sowie auf die simulierten als auch auf die aufgenommenen Daten angewandt.

### 4.3 Monte-Carlo-Datensätze

In dieser Analyse werden die MC-Datensätze der ATLAS-weite Produktion aus dem Jahr 2011 verwendet. Das  $t\bar{t}$ -Signal sowie die Single-Top-Quark-Datensätze für  $s$ - und  $Wt$ -Kanal wurden durch den Generator der nächstführenden Ordnung, MC@NLO in der Kombination mit HERWIG, produziert. Der  $t$ -Kanal von Single-Top-Quark-Prozessen wurde mithilfe des AcerMC-Generators hergestellt. Die verwendete Datensätze sind in verschiedene Prozesse aufgeteilt, wobei jeder dieser Prozess über einen theoretischen Wirkungsquerschnitt verfügt. Um bei ihrer Berechnung die verschiedene störungstheoretische Ordnungen miteinzubeziehen, wird der Wirkungsquerschnitt mit einem sogenannten  $k$ -Faktor, multipliziert, der wie folgt definiert ist:

$$\sigma_{\text{Theorie}} = k \cdot \sigma_{\text{MC}}. \quad (4.1)$$

Damit die verschiedenen Datensätze auf die gleiche integrierte Luminosität angepasst werden, müssen diese gewichtet werden. Das wird mit der Einführung eines Skalierungsfaktors  $S$  ermöglicht, der folgendermaßen beschrieben ist:

$$S = \frac{\sigma_{\text{Theorie}} \cdot \mathcal{L}}{N}, \quad (4.2)$$

$M_{\text{Top}}$ [GeV]	Datensatz	$\sigma_{t\bar{t}}$ [pb]	$\int \mathcal{L} dt$ [pb $^{-1}$ ]	Ereignisse [ $10^6$ ]
150	117208	182,79	41 900	1,5
160	106203	131,40	29 200	5,0
165	106208	112,60	34 300	4,0
167,5	106205	104,06	74 100	1,7
170	106201	96,31	40 100	4,1
172,5	105200	90,54	128 000	15,0
175	106206	81,22	46 400	5,0
177,5	106207	77,09	100 000	1,7
180	106202	72,52	52 600	10,0
190	106204	54,02	71 800	5,0
200	117205	41,30	183 000	1,5

Tabelle 4.1: Übersicht der verwendeten variierten Top-Quark Massen-Datensätzen. Für jeden Datensatz sind jeweils der Wirkungsquerschnitt sowie die integrierte Luminosität und die Anzahl der Ereignissen angegeben.

wobei  $\mathcal{L}$  der Zielluminosität,  $N$  der Ereignisanzahl in den Datensätzen und  $\sigma_{\text{Theorie}}$  dem Wirkungsquerschnitt aus der Gleichung 4.1 entsprechen.

Im Folgenden werden die wichtigsten Datensätze für diese Analyse vorgestellt.

### 4.3.1 Verwendete Top-Antitop-Signal-Datensätze

Top-Quark-Samples mit verschiedenen Top-Quark-Massen wurden mit MC@NLO+HERWIG und JIMMY-Generatoren erzeugt. Die verwendeten  $t\bar{t}$ -Signal-Datensätze sind in Tabelle 4.1 aufgelistet [44].

Insgesamt werden für diese Analyse zehn Top-Quark-Massen von 150 GeV bis 200 GeV verwendet. Außerdem steht noch ein weiterer Datensatz mit dem Top-Quark-Massenpunkt von 172,5 GeV zur Verfügung. Dieser Massenpunkt verfügt über rund 15 Millionen Ereignissen, liegt nahe dem am Tevatron gemessenen Weltdurchschnittswert der Top-Quark-Masse ( $173,3 \pm 1,1$  GeV).

### 4.3.2 Untergrund-Datensätze

Der Single-Top-Quark-Kanal stellt den Untergrund im Lepton+Jets-Kanal dar. Dieser besteht aus weiteren drei Produktionskanälen, die in Abschnitt 2.3.1 bereits näher beschrieben wurden. Für die Berechnung der Top-Quark-Masse werden hier die Single-Top-Quark-Untergründe mit variierten Massen berücksichtigt. Die dafür verwendete Datensätze sind unter Beachtung der drei verschiedenen Produktionskanälen in der Tabelle A.1 und A.2 aufgezählt. Die Single-Top-Quark-Produktionskanäle wurden mit MC@NLO+HERWIG und JIMMY-Generatoren für den  $s$ - und  $Wt$ -Kanal und mit AcerMC+PYTHIA für den  $t$ -Kanal produziert. Neben dem Single-Top-Quark-Untergrund stehen noch weitere Monte-Carlo-Datensätze für die Abschätzung des Untergrundes im Lepton+Jets-Kanal zur Verfügung. Diese sind von Diboson ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ )-,  $W$ +Jets- und  $Z$ +Jets-Ereignissen verursacht. Eine Übersicht der verwendeten Datensätzen ist in Tabelle A.3, A.4 und A.5 im Anhang zusammengefasst.

### 4.3.3 ISR-FSR-Datensätze

Eine von vielen Ursachen für systematischen Unsicherheiten im Lepton+Jets-Kanal ist die Gluonabstrahlung. Falls die Gluonen vor der eigentlichen hochenergetischen Wechselwirkung der Partonen ab-

gestrahlt werden, wird von der Gluonabstrahlung im Anfangszustand (ISR)<sup>1</sup> gesprochen. Wenn aber die Gluonen nach der hochenergetischen Kollision ausgesendet werden, z.B. wenn ein aus der harten Kollision entstandenes Top-Quark selbst oder ein seiner Zerfallsprodukten ein Gluon emittiert, wird dieses Phänomen als Gluonabstrahlung im Endzustand (FSR)<sup>2</sup> bezeichnet. Zwei dieser Ereignissen entsprechenden Feynmangraphen sind in Abbildung 4.3 beispielhaft gezeigt.

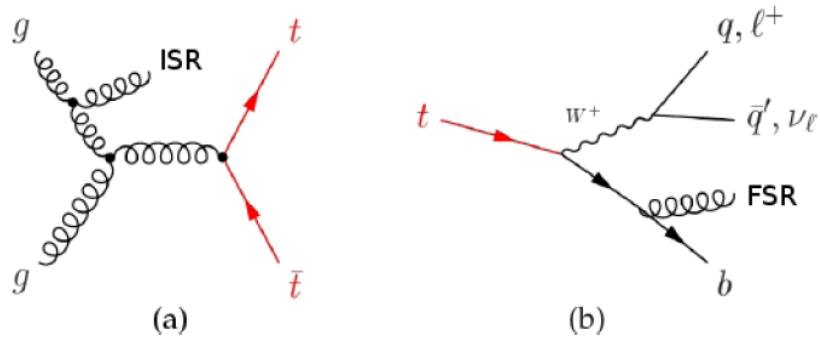


Abbildung 4.3: Mögliche  $t\bar{t}$ -Ereignisse mit dem Einfluss von (a) ISR und (b) FSR. In (a) ist eine  $t\bar{t}$ -Produktion mittels Gluonfusion, bei der die Gluonabstrahlung bereits vor der eigentlichen Kollision stattgefunden hat, dargestellt. In (b) ist ein Top-Quark-Zerfall, in dem die Gluonabstrahlung nach der Kollision durch ein Bottom-Quark ausgesendet wurde, gezeigt [45].

Variation	Kanal	Datensatz	$\sigma_{t\bar{t}}$ [pb]	Ereignisse	$10^6$
$t\bar{t}$ mehr PS	nicht vollhadronisch	117209	90,56	10	
$t\bar{t}$ weniger PS	nicht vollhadronisch	117210	90,58	10	

Tabelle 4.2: Die Übersicht der verwendeten Datensätzen mit variierten Gluonabstrahlung

Um die aus Gluonabstrahlung hervorgehenden systematische Unsicherheiten abschätzen zu können, wurden die ISR- und FSR-Datensätze bereitgestellt. Eine Übersicht der verwendeten Datensätze ist in Tabelle 4.2 aufgeführt. Insgesamt gibt es zwei Datensätze für den nicht vollhadronischen Kanal, wobei einen mehr und anderen weniger Partonschauer enthält. Die Datensätze wurden mit dem AcerMC-Generator führender Ordnung erzeugt.

<sup>1</sup> Englisch: initial state radiation (ISR)

<sup>2</sup> Englisch: final state radiation (FSR)

## Kapitel 5

# Identifizierung und Rekonstruktion der physikalischen Objekten

Wie bereits im Abschnitt 2.2.1 beschrieben wurde, werden Top-Quarks durch die Identifikation und Rekonstruktion ihrer Zerfallsprodukte nachgewiesen. Die aufgezeichnete Messdaten werden verwendet, um die physikalischen Objekte, z.B. Elektronen, Myonen und Jets zu rekonstruieren. Die Verlaufsspuren der Teilchen und ihre Wechselwirkung in einzelnen Teilen des Detektors sind in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt.

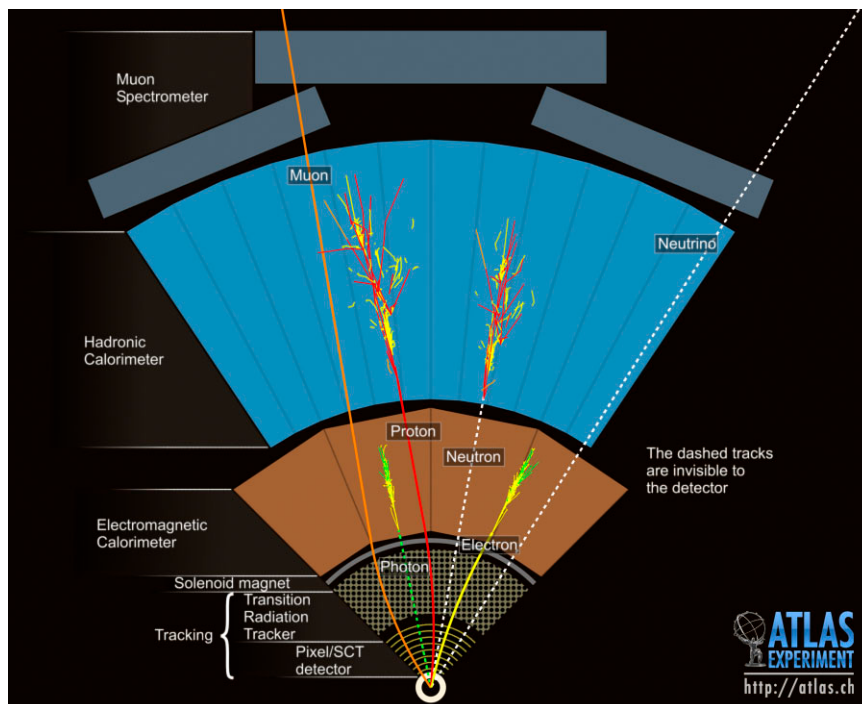


Abbildung 5.1: Anschauliche Darstellung der Identifizierung von Teilchen im ATLAS-Detektor [29].

Elektronen haben eine kurze Reichweite sowie eine geringe Masse und hinterlassen eine Spur im inneren Detektor, bevor sie im elektromagnetischen Kalorimeter aufschauern. Protonen und Neutronen haben keine elektrische Ladung. Aus diesem Grund können sie im inneren Detektor nicht nachgewiesen werden. Sie werden nur durch das Aufschauern im hadronischen Kalorimeter sichtbar und können dadurch von Elektronen getrennt behandelt werden. Aufgrund ihrer deutlich höheren Masse passieren die Myonen den gesamten Detektor und erleiden im Gegensatz zu Elektronen kaum Energieverluste. Zur Myon-Identifikation steuert sowohl die Information des Inneren Detektors als auch die des Myon-Spektrometers bei. Die Hadronen entstehen aus Fragmentation und Hadronisierung aus Quarks und

Gluonen. Sie deponieren hauptsächlich ihre Energie im hadronischen Kalorimeter. Neutrinos besitzen einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt und wechselwirken schwach mit dem Detektormaterial. Die Neutrino-Identifikation geschieht indirekt, wobei nur die fehlende Transversalenergie  $E_T^{\text{miss}}$  betrachtet wird.

In diesem Kapitel werden die Identifikation und Rekonstruktion von den für diese Analyse wichtigen Objekten, wie Elektron, Myon, Jets, sowie fehlende Transversalenergie  $E_T^{\text{miss}}$  zusammengefasst. Die Objekt-Identifikation orientiert sich an den Empfehlungen der Top-Rekonstruktions-Gruppe [46].

## 5.1 Elektronen

Elektronen, die aus dem Top-Quark-, dem Z-Boson- und dem W-Boson-Zerfällen entstanden sind, werden als „real“-Elektronen bezeichnet. Es gibt auch Elektronen, die falsch identifiziert wurden, die sogenannten „fake“-Elektronen, die auch als Untergrundelektronen erfasst werden. Diese stammen aus Hadron-Zerfällen und aus Konversion von Photonen.

Für die Rekonstruktion der Elektronen werden bei ATLAS drei verschiedene Algorithmen verwendet [47], wobei für die Analyse nur das Standardalgorithmus benutzt wird. Dieser befasst sich mit isolierten Elektronen, die einen hohen Transversalimpuls besitzen. Außerdem werden hier nur Elektronen mit dem kalorimeterabhängigen Rekonstruktionsalgorithmus betrachtet, weil dieser Algorithmus für jede Luminosität gilt und für eine bestmögliche Rekonstruktion der Vierer-Impulse der Elektronen angefertigt wurde.

Bei diesen Algorithmen werden Elektronen aus Spuren im zentralen Bereich des Detektors und aus der Energiedeposition, die sogenannte Cluster, im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert. Als Cluster werden die gruppierte Kalorimeter- und Nachbarzellen bezeichnet, in denen die Teilchen ihre Energie abgeben. Das Standard-Elektron wird im Cluster-Bereich, also im effektiven Akzeptanzbereich des Detektors, mit Pseudorapidität  $|\eta| < 2,47$  ausgewählt, wobei der Übergangsbereich  $1,37 < |\eta| < 1,52$  ausgeschlossen werden soll, da sich hier Teile der Stützkonstruktion des Detektors befinden. Die Transversalenergie der ausgewählten Elektronen soll mindestens  $E_T > 25$  GeV sein, wobei  $E_T$  folgendermaßen definiert ist:

$$E_T = \frac{E_{\text{cluster}}}{\cosh \eta_{\text{track}}} \quad (5.1)$$

Die rekonstruierten Elektronen werden in drei verschiedenen Klassen unterteilt: „loose“, „tight“ und „medium“. Mit Hilfe dieser Schnitten ist es möglich, eine gute Trennung zwischen isolierten Elektronen und „fake“ Elektronen zu erhalten. Diese schließen die Kalorimeter- und Tracker-Information ein und werden auf den möglichen Elektronkandidaten während der Rekonstruktion und der Identifikation angewendet [48]:

- **„Loose“**

Dieser Schnitt führt eine einfache Elektron-Identifizierung aus, die nur begrenzt auf Kalorimeter-Informationen basiert. Zur Identifizierung des Elektronkandidats wird die Information über die elektromagnetische Schauerform vor allem Schauerbreite und laterale Schauerenausdehnung nur aus der mittleren Lage des elektromagnetischen Kalorimeters und die deponierte Energie aus dem hadronischen Kalorimeter verwendet. Dadurch wird eine effiziente Identifizierung, jedoch eine niedrige Untergrundunterdrückung erhalten.

- **„Medium“**

Bei dieser Klasse wird zusätzlich noch die Information der abgegebenen Energie in der ersten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters benötigt. Dabei wird das Verhältnis zwischen den

größten und den kleinsten Energiedepositsbeitrag und der Schauerbreite betrachtet. Darüber hinaus werden auch Spurqualitätsvariablen ausgewertet, wie die Anzahl der Signale im Pixel- und Streifendetektor und der transversale Stoß-Parameter  $|d_0|$ , der den minimalen projizierten Abstand zwischen der rekonstruierten Spurtrajektorie und dem rekonstruierten Primärvertex darstellt. Mit Hilfe der „medium“-Klasse und der Informationen aus dem Inneren Detektor können Elektronen von anderen Teilchen wie Photonen getrennt, sowie Hadronen identifiziert und ausgeschlossen werden.

- **„Tight“**

Die „tight“-Klasse erhält einen Schnitt auf das Verhältnis der deponierten Energie im Kalorimeter und dem gemessenen Impuls im Inneren Detektor. Zusätzlich wird eine gewisse Anzahl von Signalen im TRT-Detektor verlangt, wodurch Elektronen von geladenen Hadronen getrennt werden.

Um die aus  $W$ - und  $Z$ -Boson zerfallenden Elektronen von aus  $c$ - oder  $b$ -Meson-Zerfällen stammenden Elektronen zu trennen, werden Isolationskriterien bei der Elektron-Identifizierung angewandt. Es gibt dafür zwei Haupttypen von Variablen: die  $E_T^{\text{cone20}}$  und  $p_T^{\text{cone30}}$  (für diese Analyse). Die  $E_T^{\text{cone20}}$ -Variable bezeichnet die rekonstruierte Transversalenergie in einem Kegel von halber Öffnungswinkel  $\Delta R = 0,2$  um das Elektron herum. Die  $p_T^{\text{cone30}}$ -Variable bezeichnet die skalare Transversalimpuls-Summe aller Spuren in einem halben Öffnungswinkel von  $\Delta R = 0,3$  um das Elektron herum.

## 5.2 Myonen

Für die Identifikation und Rekonstruktion von Myonen werden am ATLAS-Detektor ebenfalls wie bei Elektronen verschiedene Strategien und dazugehörige Algorithmen verwendet. Dies geschieht in zwei voneinander unabhängigen Detektorkomponenten, im Myon-Spektrometer und im Inneren Detektor.

Die Myon-Identifizierung kann auf drei Weisen ausgeführt werden: für die „standalone“ Rekonstruktion wird nur die Information aus dem Myon-Spektrometer benutzt, für die „combined“ Rekonstruktion wird eine Anpassung und Kombination der „standalone“ Spuren mit denen aus dem Inneren Detektor durchgeführt, und zuletzt wird die Identifizierung („tagging“) von Inneren-Detektor-Spuren als Myonen mit der Kalorimeter- oder mit der Myon-Spektrometer-Information ausgeführt. Bei ATLAS gibt es zwei Rekonstruktionsmethoden, wobei jeder Algorithmus der drei Strategien beinhaltet. Diese werden als „MuID“ und „Staco“ bezeichnet. Für diese Analyse wird der „MuID“-Algorithmus benutzt [46], der mehrere Identifizierungs-Algorithmen kombiniert [49, 50]:

- **„Moore“ und „MuID-standalone“-Algorithmus**

Der „Moore“-Algorithmus nimmt die Information für die Rekonstruktion der Myonspuren nur aus dem Myon-Spektrometer und sucht nach Hits-Muster unter Verwendung einer Hough-Transformation, die zur Erkennung von parametrisierbaren geometrischen Objekten (z.B. Gerade, Kreis oder Ellipse) in einem binarisierten Gradientenbild dient. Durch den „MuID-standalone“-Algorithmus werden Spuren anschließend rückwirkend bis zum Entstehungsvortex des Myons extrapoliert.

- **„MuID-combined“-Algorithmus**

Die „standalone“-Myonspuren, die rückwärts zum Vertex extrapoliert wurden, werden von diesem Algorithmus mit der im Inneren Detektor gefundenen Spur kombiniert und zu einer einzelnen Myonspur zusammengefasst.

- **„MuGirl“-Algorithmus**

„MuGirl“ kombiniert eine extrapolierte Spur aus dem Inneren Detektor mit einem passenden Hit

im Myon-Spektrometer. Dabei wird die komplett kombinierte Spur neu gefittet und die Impuls-Abschätzung verbessert. Der Vorteil des „MuGirl“-Algorithmus liegt darin, dass er auch die Geschwindigkeiten und Massen von langsamen Teilchen berücksichtigt.

- **„MuTagIMO“-Algorithmus**

Bei diesem Algorithmus wird auch nach Spuren im Inneren Detektor gesucht, die anschließend mit den aus verschiedenen Spektrometerlagen stammenden Hits verknüpft werden. Er führt eine Identifizierung von Myonen in den verschiedenen Spektrometerlagen durch.

Alle von diesen vier Algorithmen gefundene Myonen werden vereinigt. Mit der Entfernung des Überlapps wird ein von den verschiedenen Algorithmen rekonstruiertes Myon nur einmal gezählt. Die rekonstruierten Myonen werden in drei Klassen: „loose“, „medium“ und „tight“, ähnlich wie bei Elektron-Rekonstruktion unterteilt. Außerdem muss der Myon-Kandidat noch folgende Voraussetzungen erfüllen, die den Empfehlungen von der MuonCombinedPerformance-Gruppe (MCP) entsprechen [46]:

- Die rekonstruierte Myonen müssen als „combined“-Myonen existieren, die durch „MuID-combined“- oder „MuGirl“- sowie durch „MuID-standalone“-Algorithmus rekonstruiert wurden. Diese werden als Tight-Myonen bezeichnet.
- Die Myonen, die nur mit dem „standalone“-Algorithmus rekonstruiert wurden, werden als Medium-Myonen genannt. Alle Myonen, die bei dem „tagging“-Algorithmus gefunden wurden und einen Inneren-Detektor-Spur mit Silizium Treffer beinhaltet, werden als „Loose“-Myonen identifiziert.
- Die Myonen sollen mindestens den Transversalimpuls von 20 GeV haben und innerhalb des Detektor-Akzeptanzbereichs  $|\eta| < 2,5$  vorkommen.
- Um den Untergrund, der aus dem Zerfall leichter und schwerer Quarks (z.B. aus  $b$ - und  $c$ -Baryonen, Meson-Zerfall,  $\pi$ - und  $K$ -Zerfall ) entstanden ist, zu reduzieren, werden Isolationskriterien angewandt:
  - Die Summe der deponierten Transversalenergie  $\sum E_T^{\text{cone}20}$  innerhalb eines Kegelradius von  $R = 0,2$  muss kleiner als 4 GeV sein.
  - Die Summe der deponierten Transversalimpulse  $\sum p_T^{\text{cone}30}$  der rekonstruierten Myonenspur in einem Kegelbereich mit einem Radius von  $R = 0,3$  muss weniger als 2,5 GeV betragen.

Die selektierten Myonen erhalten noch zusätzliche Korrekturen von Energieauflösung sowie Energieskalierung und werden den Triggereffizienzen angepasst.

### 5.3 Jets

Jets stammen aus den Zerfallsprodukten von Quarks und Gluonen bei der Proton-Proton-Kollision und sind als enge Teilchenbündel sichtbar. Es gibt verschiedene Algorithmen zur Identifikation von Jets. Ein wichtiger Parameter in deren Definition ist der Abstandparameter  $\Delta R$ , welcher in der Gleichung 3.3 bereits definiert wurde. Bei einem engen Kegel werden Objekte aus „underlying event“ (UE) oder Pile-Up nicht berücksichtigt, wobei UE für Nebenprodukte aus der Spaltung der Protonen steht. Wird ein Kegel mit großem Jet-Radius betrachtet, werden die Multijet-Strahlungsverluste reduziert und die Erfassung der Hadronisierungsprodukte verbessert [51].



Für die Rekonstruktion von Jets wird die Information des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter verwendet. Die benachbarten Kalorimeterzellen, in denen Teilchen Energie deponiert haben, werden zu Cluster kombiniert. Das geschieht solange bis die dort deponierte Energie in einer Zelle eine gewisse Rauschschwelle unterschreitet. Die Energie der so entstandenen Cluster wird auf EM-Skala korrigiert. Diese stellt eine Eichung der Energien von elektromagnetischen Schauern dar und beschreibt besonders gut die deponierte Energie von Elektronen und Myonen im elektromagnetischen Kalorimeter [52]. Die Cluster liefern dann die Information für die Jet-Algorithmen.

Die Jets in dieser Analyse werden mit dem Anti- $k_t$ -Algorithmus rekonstruiert, wobei Jets innerhalb eines Abstandparameters von  $R = 0,4$  betrachten werden [46]. Die detaillierte Beschreibung von diesem Algorithmus und seiner Anwendung kann in [53] nachgelesen werden. Für diesen Algorithmus wird das Abstandsmaß  $d_{ij}$  zwischen den Objekten  $i$  und  $j$  und der Abgrenzungsabstand  $d_i$  folgendermaßen definiert:

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^{-2}, p_{T_j}^{-2}) \cdot \frac{\Delta y_{i,j}^2 + \Delta \phi_{i,j}^2}{R^2} \quad (5.2)$$

$$d_i = p_{T_i}^{-2}, \quad (5.3)$$

mit  $p_{T_i}$  als Beitrag des Transversalimpulses der Teilchen  $i$ ,  $\Delta y_{i,j}$  und  $\Delta \phi_{i,j}$  als Rapidität und Azimutwinkel zwischen zwei Teilchen  $i$  und  $j$  und  $R$  als Abstandparameter [51, 53]. Das Abstandsmaß  $d_{ij}$  wird zwischen allen Objekten berechnet. Danach wird das Paar  $(i, j)$  mit dem kleinsten Abstandsmaß zu einem Objekt hinzugefügt. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis  $d_{ij} > d_i$  wird, womit ein Jet gefunden wird.

Da im Kalorimeter zusätzliche Detektoreffekte wie z.B. Energieverluste in inaktiven Bereichen des Detektors vorhanden sind, beeinflussen diese die Energiemessung. Mithilfe eines  $p_T$ - und  $\eta$ -abhängigen Korrekturfaktors, der aus MC-Simulationen bestimmt wird, wird die Energie der rekonstruierten Jets korrigiert und anschließend auf die hadronische Energie-Skala (JES) kalibriert [52].

Außerdem werden die Jets, die am dichtesten zu einem rekonstruierten Elektron liegen und sich in einem Abstand von  $\Delta R < 0,2$  zu diesem befinden, entfernt. Um den Lepton-Jet-Überlapp, der berücksichtigt, wenn ein Lepton und Jet in einem und demselben Bereich vorkommen und somit einen Überlapp hervorrufen, auszuschließen, muss der Abstand zwischen dem Lepton und dem nächst vorkommendem Jet  $\Delta R(\mu, jet) > 0,4$  betragen, wobei hier nur Jets mit dem Transversalimpuls  $p_T > 25$  GeV und mit der „Jet-Vertex-Fraction“  $|JVF| > 0,75$  berücksichtigt werden. JVF gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Jet aus einem bestimmten Vertex stammt.

Die Jet-Energie-Auflösung wird mit der „di-jet balance“ und der „bi-sector“-Methode bestimmt. Die „di-jet-balance“-Technik basiert auf der Impulserhaltung in der Transversalebene. Es wird davon ausgegangen, dass es nur zwei Jets in dem Ereignis, welches die Teilchen mit gleichen Transversalimpuls enthält, gibt [54]. Die „bi-sector“-Methode benutzt den Ungleichgewicht- $\vec{p}_T$ -Vektor und hält ihre Projektionen entlang einem orthogonalen Koordinatensystem in der Transversalebene  $(\eta, \varphi)$  [54]. Diese zeigen eine Übereinstimmung zwischen den Daten und Monte Carlo von 2%. Die MC-Unsicherheiten werden durch Verschmieren des Transversalimpulses von Jets propagiert [55, 56].

## 5.4 B-Jets

Nach der Ereignistopologie, die in Abschnitt 2.4 beschrieben wurde, zerfällt das Top-Quark in ein  $W$ -Boson und ein Bottom-Quark. Eines der wichtigsten Selektionskriterien für Analysen mit Top-Quarks ist die Identifizierung von Jets, die aus einem  $b$ -Quark entstanden sind. Diese sogenannten  $B$ -Jets haben spezifische Eigenschaften, wie lange Lebensdauer, große  $B$ -Hadron-Masse und ein großes Verzwei-

gungsverhältnis in Leptonen. Diese Methode wird als *B*-Tagging bezeichnet. Das Tagging von Jets aus schweren Quarks (*b*, *c*) kann in drei verschiedenen Weisen durchgeführt werden [57]:

1. Durch die Identifikation von Myonen oder Elektronen, die aus den schwachen Zerfall des Bottom- oder Charm-Quarks innerhalb des Jets entstanden sind;
2. Durch die Rekonstruktion eines sekundären Vertex in einem Jet, aufgrund des Zerfalls von schweren Hadronen;
3. Durch die Identifikation der Spuren innerhalb der Jets, die den primären Vertex nicht kreuzen.

Eine anschauliche Darstellung ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

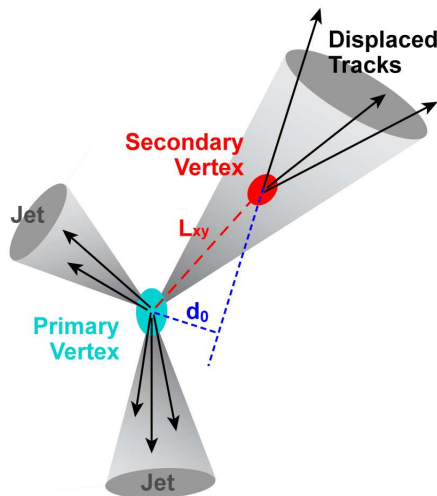


Abbildung 5.2: Die Rekonstruktion eines sekundären Vertex.  $L_{xy}$  stellt den Abstand des sekundären Vertex zum primären Vertex in einer Ebene orthogonal zur Richtung des Protonstrahl dar. Der Stoßparameter  $d_0$  beschreibt den minimalen Abstand zwischen der rekonstruierten Spurtrajektorie und dem rekonstruierten Primärvertex [57].

Für die Rekonstruktion der *B*-Jets wird in dieser Analyse eine Kombination aus drei *B*-Tagging Algorithmen (JetFitter, IP3D und SV1), das sogenannte MV1-Tagger verwendet, um für jeden Jet ein Gewicht zu extrahieren [55]. Der MV1-Algorithmus ist ein auf ein neuronales Netzwerk basierter Algorithmus, der die Ausgangsgewichte von IP3D, SV1 und JetFitterCombNN als Eingangsvariable verwendet.

Die Effizienz und die Stärke der Unterdrückung der MV1-Tagger ist in Abbildung 5.3 gut zu erkennen. Beim Vergleich der Unterdrückungsfaktoren verschiedener Tagger ist es offensichtlich, dass der MV1-Tagger die beste Performanz unter den Tagger-Algorithmen beim ATLAS-Detektor besitzt. Der MV1-Tagger arbeitet bei einem Arbeitspunkt mit einer Effizienz von 70%. Die Jets, die das Gewicht von  $\omega > 0,602$  besitzen, werden in dieser Analyse als *B*-Jets interpretiert [46].

## 5.5 Fehlende Transversalenergie

Bei der Proton-Proton-Kollision entstehen neben den Leptonen auch Neutrinos, wie es der Ereignistopologie entnommen werden kann. Aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung mit dem Detektormaterial und sehr geringem Wirkungsquerschnitt können Neutrinos im Detektor nicht nachgewiesen werden.

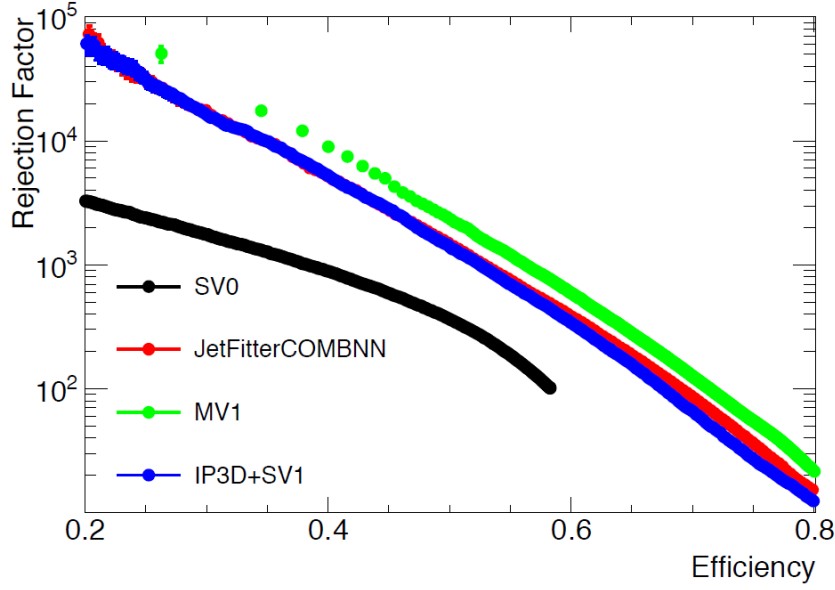


Abbildung 5.3: Die Unterdrückungsfaktoren als eine Funktion der Tagger-Effizienz für verschiedene B-Jet-Taggern, die bei ATLAS verfügbar sind [55].

Deshalb fehlt ein Teil in der Summe der Transversalenergien. Diese fehlende Transversalenergie setzt sich aus ihren  $x$ - und  $y$ -Komponenten folgendermaßen zusammen [58]:

$$E_{T(x,y)}^{\text{miss}} = E_{T(x,y)}^{\text{miss,calo}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,\mu}}, \quad (5.4)$$

wobei  $E_{T(x,y)}^{\text{miss,calo}}$  die Beiträge der transversalen Energiedeposition im Kalorimeter umfasst und  $E_{T(x,y)}^{\text{miss,\mu}}$  den Energietermen von Myonen, die im Myon-Spektrometer rekonstruiert wurden, entspricht. Die  $x$ - und  $y$ -Komponenten des Kalorimeter-Energieterms sind definiert als [58]:

$$E_{T(x)}^{\text{miss,calo}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \quad E_{T(y)}^{\text{miss,calo}} = - \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad (5.5)$$

mit  $E_i$ ,  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  als die Energie, der polare Winkel und der Azimutwinkel der Cluster-Zellen aus dem Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 4,5$  und  $i$  als Anzahl der Zellen und  $N_{\text{cell}}$  als Grenzwert der Zellen-Anzahl. Der Wert von  $E_T^{\text{miss}}$  und seine azimuthale Position sind dann gegeben durch:

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_{T(x)}^{\text{miss}})^2 + (E_{T(y)}^{\text{miss}})^2} \quad \phi^{\text{miss}} = \arctan \left( \frac{E_{T(y)}^{\text{miss}}}{E_{T(x)}^{\text{miss}}} \right). \quad (5.6)$$

Sobald die Zellen mit einer der Kategorien von Objekten assoziieren und entsprechend kalibriert sind, wird  $E_T^{\text{miss}}$  wie folgt berechnet [58]:

$$E_{T(x,y)}^{\text{miss,calo}} = E_{T(x,y)}^{\text{miss,e}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,\gamma}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,\tau}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,jet}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,softjet}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,calo,\mu}} + E_{T(x,y)}^{\text{miss,CellOut}}, \quad (5.7)$$

wobei jeder Term aus der negativen Summe der transversalen Zellenergie berechnet wird [59]:

- $E_{T(x,y)}^{\text{miss},e}$ ,  $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\gamma}$ ,  $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\tau}$  sind Energien aus Cluster-Zellen, die mit rekonstruierten Elektronen, Photonen und Taus assoziiert sind.
- $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\text{jet}}$  entspricht der fehlenden Transversalenergie der Jets mit  $p_T > 20$  GeV.
- $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\text{softjet}}$  entspricht der fehlenden Transversalenergie der Jets mit  $7 < p_T < 20$  GeV. Solche Jets sind auf der EM-Skala kalibriert.
- $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\text{calo},\mu}$  ist ein Beitrag aus dem Energieverlust von Myonen im Kalorimeter.
- $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\text{CellOut}}$  beschreibt die restliche Energie im Kalorimeter und ist nicht assoziiert mit den anderen Termen in der Formel. Hier werden Zellen betrachtet, die nicht in dem rekonstruierten Objekt eingeschlossen sind.

Der  $E_{T(x,y)}^{\text{miss},\mu}$ -Term wird aus der Summe der Impulse der Myonenspuren, die aus dem Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2,7$  stammen, folgendermaßen berechnet:

$$E_{T(x,y)}^{\text{miss},\mu} = \sum_{\text{selektierte Myonen}} p_{x,y}^{\mu}. \quad (5.8)$$

Im Bereich  $|\eta| < 2,5$  werden nur gut rekonstruierte Myonen im Myon-Spektrometer mit einer Spur im Inneren-Detektor berücksichtigt. Der Myon-Term in  $E_T^{\text{miss}}$  enthält isolierte und nicht isolierte Myonen. Die isolierte Myonen erfordern die Spuren, die von allen Jets isoliert sind, also bei  $\Delta R = 0,3$  und umfassen die von Myonen deponierte Energie im Kalorimeter im CellOut-Term. Die deponierte Energie der nicht-isolierte-Myonen wird im Kalorimeter im Jet-Term eingeschlossen. Außerdem können Myonen im Bereich mit  $|\eta| = 0$  und außerhalb des Akzeptanzbereichs des Myon-Spektrometers  $|\eta| < 2,7$  verloren gehen.

Die Hauptquelle der Messunsicherheiten im Bezug auf  $E_T^{\text{miss}}$  resultiert aus der Energieauflösung und den Effizienzen der betrachteten Objekten. Diese erfordern zusätzliche Korrekturen, die im folgenden Abschnitt näher erklärt werden.

## 5.6 Korrekturen der Rekonstruktion

Die Monte-Carlo-Simulation und die gemessenen Daten aus den Detektorkomponenten stimmen nicht ganz überein. Das liegt einerseits an der Energieauflösung und andererseits an der Trigger-Effizienzen. Zum Ausgleich dieses Unterschieds werden sogenannte Skalenfaktoren (SF) verwendet. Diese SF werden zu den durch MC-Simulation produzierten Leptonen hinzugefügt. Die Skalenfaktoren unterscheiden sich zwischen [60]:

- **Rekonstruktionseffizienz**  
Die Lepton-Rekonstruktions-Effizienz wird mittels Tag&Probe-Methode, die auf die Daten angewandt wird, bestimmt, wobei diese Methode nur Z-Boson-Zerfall ( $Z \rightarrow l^+l^-$ ) berücksichtigt [61].
- **Energie-Skala und Auflösung**  
Für die Kalibrierung der Energie von Leptonen wird die Z-Boson-Masse benutzt, weil diese sehr genau bekannt ist. Für die Umskalierung der Leptonen wird dann die invariante Masse von Lepton-Paaren an die Masse von Z-Bosonen angeglichen [62].

- **Trigger-Effizienz**

Da die Trigger-Effizienz direkten Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt hat, wird diese aus den gemessenen Daten wie folgt bestimmt:

$$\sigma = \frac{N_{\text{events}}}{\varepsilon_{\text{tr}}\varepsilon_{\text{reco}} \int \mathcal{L}}, \quad (5.9)$$

wobei  $N_{\text{events}}$  Anzahl der gemessenen Ereignisse,  $\varepsilon_{\text{tr}}$  Trigger- und  $\varepsilon_{\text{reco}}$  Rekonstruktions-Effizienz darstellen. Im Allgemeinen wird die Trigger-Effizienz aus Daten von gemessenen Ereignissen bestimmt [63]. Dazu wird die Tag&Probe-Methode verwendet, wobei nur zwei Leptonen aus dem Z-Boson-Zerfall betrachtet werden. Als „tag“ wird das erste Lepton, das den Trigger auslöst und als „probe“ das zweite Lepton gekennzeichnet. Die Triggereffizienz ergibt sich somit aus dem Verhältnis der Ereignisanzahl, in der zwei Leptonen den Trigger ausgelöst haben, zur Ereignisanzahl, in der ein Lepton den Trigger ausgelöst hat.

- **Jet-Energie-Skala (JES)**

Da die aufgenommene Energie im Kalorimeter nicht unbedingt der richtigen Jet-Energie entspricht, muss diese korrigiert werden. Diese Korrektur ist für jeden Detektor und für jede Kalibrierung des Jet-Algorithmus sowie für die Clusterung spezifisch. Deswegen muss die gemessene Energie mit dem Jet-Energie-Skalenfaktor skaliert werden [55].

- **Die B-Tagging-Effizienz**

Die B-Tagging-Effizienz vom MV1-Tagger werden in Daten gemessen. Diese Effizienz hängt stark von dem Jet-Transversalimpuls und  $\eta$  ab und wird auf die simulierte Daten angewandt, damit diese mit den gemessenen Daten übereinstimmen.

## 5.7 Trigger

Die in dieser Analyse verwendete Leptonen-Triggern für die Datenperiode B-M können der Tabelle 5.1 entnommen werden. Es wird für die Ereignisse im Elektron- und Myon-Kanal ein Event-Filter-Trigger verlangt. Die betrachteten Elektronen müssen einen minimalen Transversalimpuls von 20 GeV und die betrachteten Myonen einen von 18 GeV haben, um von Trigger akzeptiert zu werden. Der Ausdruck „medium“ in den Triggernamen bezieht sich auf die Rekonstruktionsqualität, deren Kriterien die Leptonenkandidaten erfüllen müssen, um den Trigger auszulösen.

Datenperiode	Datensatz	Elektron-Trigger	Myon-Trigger
B	177986-178109	EF_e20_medium	EF_mu18
D	179710-180481	EF_e20_medium	EF_mu18
E	180614-180776	EF_e20_medium	EF_mu18
F	182013-182519	EF_e20_medium	EF_mu18
G	182726-183462	EF_e20_medium	EF_mu18
H	183544-184169	EF_e20_medium	EF_mu18
I	185353-186493	EF_e20_medium	EF_mu18
J	186516-186755	EF_e20_medium	EF_mu18_medium
K	186873-187815	EF_e22_meduim	EF_mu18_medium
L	188902-190343	EF_e22vh_meduim+EF_e45_meduim1	EF_mu18_medium
M	190503-191933	EF_e22vh_meduim+EF_e45_meduim1	EF_mu18_medium

Tabelle 5.1: Eine Übersicht der verwendeten Trigger für Elektronen und Myonen für die jeweiligen Datenperioden. „EF“ steht für den Triggerlevel und stellt Eventfilter dar. Die jeweiligen Leptonen werden durch „e“ (Elektron) und „mu“ (Myon) beschrieben. Die Zahlen deuten auf den  $p_T$ -Grenzwert, ab dem die Leptonen gespeichert werden. Das Wort „medium“ steht für die Rekonstruktionsqualität.

# Kapitel 6

## Datenbasierte Methoden zur Multijet-Abschätzung

Die Multijet-Produktion stellt einen bedeutenden Untergrund für diese Analyse dar. In Kapitel 5 wurde bereits beschrieben, wie Elektronen und Myonen rekonstruiert und identifiziert werden. Multijet-Untergrund bezeichnet Ereignisse, bei denen das selektierte Lepton entweder in Wirklichkeit ein als Lepton fehlidentifiziertes anderes Objekt oder kein primäres (d.h. aus dem Zerfall eines  $W$ - oder  $Z$ -Boson bei der hochenergetischen Kollision stammendes) Lepton ist. Die Hauptursachen für Multijet-Untergrund sind [56]:

- Schwacher Zerfall von langlebigen Zuständen, wie  $K^\pm$ - oder  $\pi^\pm$ -Mesonen;
- Semileptonischer  $b$ -Zerfall;
- Umwandlung eines Photons in ein Elektron-Positronpaar;
- Rekonstruktion eines  $\pi^0$ -Schauers als ein Elektron .

Multijet-Produktion hat einen deutlich höheren totalen Wirkungsquerschnitt als  $t\bar{t}$ -Produktion, dafür ist die Selektions-Effizienz deutlich geringer. Deswegen ist es nicht möglich, Datensätze mit genügend großer integrierter Luminosität zu simulieren und dementsprechend muss der Multijet-Untergrund aus Daten abgeschätzt werden.

In dieser Analyse werden zwei verschiedene Methoden verwendet, um den Multijet-Untergrund abzuschätzen:

- Jet-Elektron Methode;
- Matrix-Methode.

In folgenden Abschnitten werden die Methoden der Multijet-Abschätzung vorgestellt.

### 6.1 Jet-Elektron-Methode

Die Idee der Jet-Elektron-Methode ist es, den Multijet-Untergrund unter Verwendung von Jets, die über eine deutliche Ähnlichkeit mit Elektronen verfügen, die sogenannten Jet-Elektronen, abzuschätzen [55, 64]. Dies geschieht, indem Jet-Elektronen wie echte Elektronen behandelt werden. Es werden also nur Ereignisse benutzt, die kein echtes Elektron haben. Nach dem Austausch des Elektrons durch das Jet-Elektron wird die fehlende Transversalimpuls neu ermittelt. Als Jet-Elektron werden solche Jets bezeichnet, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Ein Jet-Elektron soll  $E_T > 25$  GeV haben und aus dem Akzeptanzbereich des Detektors  $|\eta| < 1,37$  oder  $1,52 < |\eta| < 2,47$  stammen.

- Der Anteil der elektromagnetischen Energie des Jet-Elektrons liegt bei  $0,8 < \frac{E_{\text{emcal}}}{E_{\text{emcal}} + E_{\text{hadcal}}} < 0,95$ .
- Die Anzahl der Spuren innerhalb des Jets soll mehr als 3 betragen.

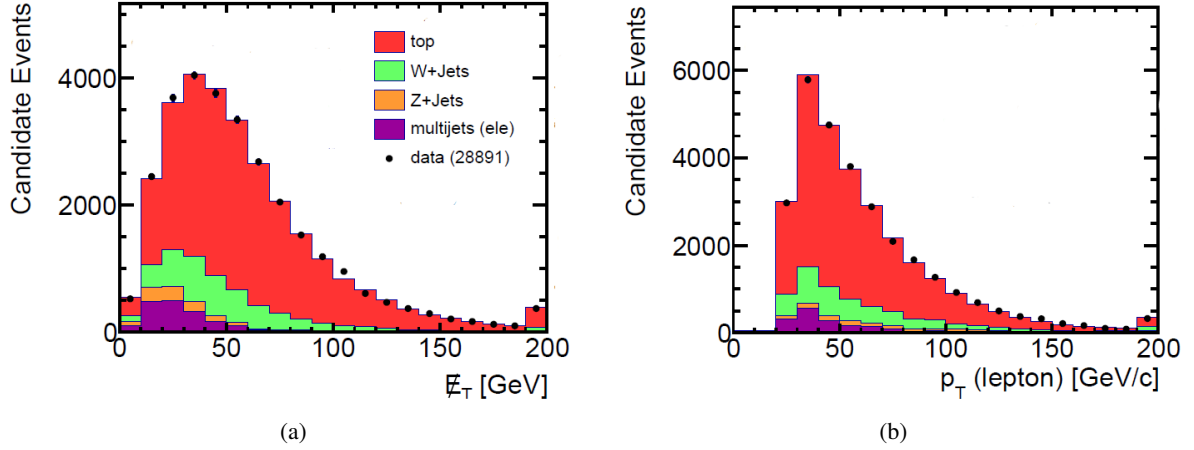


Abbildung 6.1: Verteilungen der fehlenden Transversalenergie und des Lepton-Transversalimpulses, beschrieben durch die Jet-Elektron-Methode [64].

Die mittels Jet-Elektron-Methode abgeschätzte Multijet-Untergrund-Verteilung unterscheidet sich um einen Skalenfaktor von Multijet-Untergrund in den gemessenen Daten. Zum Extrahieren dieses Faktors wird ein Fit der komplette  $E_T^{\text{miss}}$ -Verteilung benutzt. Dieser wird ein Kontrollbereich ohne Schnitt auf  $M_T(\ell\nu)$  durchgeführt, da dort der Multijet-Anteil in Daten erhöht ist.

Die Jet-Elektron-Methode dient somit zur Bestimmung der Verteilungsform mit den Jet-Elektron-Datensätzen und zur Bestimmung der Normierung im niedrigen  $E_T^{\text{miss}}$ -Bereich [65].

## 6.2 Matrix-Methode

Die Matrix-Methode basiert auf der Definition von zwei Ereignisselektionen, bezeichnet als „tight“, die mit der Standard-Leptondefinition identisch ist, und „loose“, wobei die erste dieser Ereigniskategorien eine Untermenge der zweiten ist. Die beiden Ereigniskategorien enthalten korrekt und inkorrekt rekonstruierten Leptonen („real“ und „fake“). „fake“ stellt der gesuchte Multijet-Anteil dar. Die Anzahl der Ereignisse, die ein „loose“ Lepton enthält, kann geschrieben werden als [66]:

$$N^{\text{loose}} = N_{\text{real}}^{\text{loose}} + N_{\text{fake}}^{\text{loose}}, \quad (6.1)$$

wobei  $N_{\text{real}}^{\text{loose}}$  und  $N_{\text{fake}}^{\text{loose}}$  die Anzahl der Ereignisse darstellen, bei denen das Lepton „real“ und „fake“ ist.

Das Verhältnis der Anzahl von „loose“- und „tight“-Ereignissen kann als eine Effizienz ausgedrückt werden. Diese Effizienz ist für „real“ und „fake“ Leptonen unterschiedlich. Die Anzahl der Ereignisse, die mit der „tight“ Leptondefinition selektiert wurden, lässt sich wie folgt ausdrücken [67]:

$$N^{\text{tight}} = N_{\text{real}}^{\text{tight}} + N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = \epsilon_{\text{real}} N_{\text{real}}^{\text{loose}} + \epsilon_{\text{fake}} N_{\text{fake}}^{\text{loose}}, \quad (6.2)$$

wobei  $\epsilon_{\text{real}}$  und  $\epsilon_{\text{fake}}$  die Effizienzen der „real“- und „fake“- „loose“-Leptonen sind, die auch als „tight“



Leptonen selektiert werden. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$\epsilon_{\text{real}} = \frac{N_{\text{real}}^{\text{tight}}}{N_{\text{real}}^{\text{loose}}} \quad \& \quad \epsilon_{\text{fake}} = \frac{N_{\text{fake}}^{\text{tight}}}{N_{\text{fake}}^{\text{loose}}}, \quad (6.3)$$

wobei  $N_{\text{real}}^{\text{tight}}$  und  $N_{\text{fake}}^{\text{tight}}$  die Anzahl der „real“- und „fake“-Lepton-Ereignisse, die das „tight“-Selektions-Kriterium passiert haben, darstellen.

Um die Anzahl der Multijet-Ereignisse zu erhalten, muss das folgende Gleichungssystem gelöst werden:

$$\begin{aligned} N^{\text{loose}} &= N_{\text{real}}^{\text{loose}} + N_{\text{fake}}^{\text{loose}} \\ N^{\text{tight}} &= \epsilon_{\text{real}} N_{\text{real}}^{\text{loose}} + \epsilon_{\text{fake}} N_{\text{fake}}^{\text{loose}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dies kann in eine Matrix-Form umgeschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} N^{\text{loose}} \\ N^{\text{tight}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \epsilon_{\text{real}} & \epsilon_{\text{fake}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N_{\text{real}}^{\text{loose}} \\ N_{\text{fake}}^{\text{loose}} \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

Die Anzahl der „fake“ Leptonen, die die „tight“ Selektion-Anforderung passiert haben, kann ausgedrückt werden als:

$$N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = \frac{\epsilon_{\text{real}}}{\epsilon_{\text{real}} - \epsilon_{\text{fake}}} (N^{\text{loose}} \epsilon_{\text{real}} - N^{\text{tight}}) \quad (6.6)$$

Diese Untergrund-Abschätzungsmethode kann nur dann benutzt werden, wenn  $\epsilon_{\text{real}}$  und  $\epsilon_{\text{fake}}$  deutlich voneinander verschieden sind. Die Effizienz  $\epsilon_{\text{real}}$  wird mittels der Tag&Probe-Methode im Z-Boson-Zerfall in zwei Leptonen gemessen. Die Effizienz  $\epsilon_{\text{fake}}$  wird in einem Kontrollbereich gemessen, indem der Beitrag der „fake“-Leptonen deutlich höher ist, wobei hier angenommen wird, dass  $\epsilon_{\text{fake}}$  auch im Signalbereich gültig ist.

### 6.2.1 Matrix-Methode für den Myon-Kanal

Für die Abschätzung des Multijet-Untergrunds in Myon-Kanal stehen zwei geringfügig verschiedene Anwendungen der Matrix-Methode zu Verfügung:

- **Matrix-Methode A (MMA)**

Die Signal-Effizienz  $\epsilon_{\text{real}}$  wird hier durch Anwendung der Tag&Probe-Methode aus  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse ermittelt. Die „fake“-Effizienzen  $\epsilon_{\text{fake}}$  werden in einem Kontrollbereiche mit niedrigem  $M_T(l\nu)$  und zusätzlichem inversen Dreieck-Schnitt berechnet:

$$M_T(l\nu) < 20 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad E_T + M_T(l\nu) < 60 \text{ GeV},$$

wobei  $M_T(l\nu)$  folgendermaßen definiert ist:

$$M_T(l\nu) = \sqrt{2p_T^l p_T^\nu (1 - \cos(\phi^l - \phi^\nu))}. \quad (6.7)$$

Die „fake“-Myonen liegen somit in einem stark angereicherten Multijet-Ereignisbereich. Bis auf die Myon-Isolation ist die „loose“-Selektion identisch mit der von der Standard-Selektion. Die daraus resultierten Myonen werden als „loose“-Myonen bezeichnet [68].

- **Matrix-Methode B (MMB)**

Bei der zweiten Möglichkeit werden die gleiche Definitionen wie oben für „loose“- und „tight“-Myonen verwendet. Der Unterschied zwischen den beiden liegt darin, dass hier die Signal-Effizienz  $\epsilon_{\text{real}}$  direkt aus Monte-Carlo-Datensätzen entnommen wird. Die „fake“-Effizienz  $\epsilon_{\text{fake}}$  wird im gleichen Kontrollbereich wie bei Matrix-Methode A gemessen, wobei nur Myonen mit hoher  $d_0$ -Signifikanz verwendet werden [69]. Der Grund dafür ist, dass der Multijet-Untergrund im Myon Kanal von Jets schweren Quarks dominiert ist. Die „fake“-Myonen stammen aus schweren Jets und haben relativ großen Stoßparameter in Bezug auf Primärvertex.

Um den Multijet-Untergrund abzuschätzen, wird in dieser Analyse der Durchschnittswert von beiden Matrix-Methoden (MMA+MMB) /2 verwendet und die Differenz der beiden Matrix-Methoden (MMA-MMB) wird als systematische Unsicherheit benutzt.

### 6.2.2 Matrix-Methode für den Elektron-Kanal

Hier wird für die „loose“-Selektion ein „medium“-Elektron (siehe Abschnitt 5.1) verwendet und zusätzlich soll die Elektron-Spur einen Treffer in der innersten Pixel-Lage besitzen [70]. Die „fake“-Effizienz  $\epsilon_{\text{fake}}$  wird aus Ereignissen, die mindestens einen Jet enthalten, bestimmt und in einem Kontrollbereich mit einer niedrigen fehlenden Transversalenergie ( $E_{\text{T}}^{\text{miss}} < 20 \text{ GeV}$ ) gemessen. Die „real“-Effizienz  $\epsilon_{\text{real}}$  wird mittels Tag&Probe-Methode in  $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle gemessen.

## 6.3 Vergleich der verschiedenen Methoden für die Abschätzung des Multijet-Untergrunds

In Abbildung 6.2 sind die Verteilungen der Multijet-Untergrund-Ereignisse in Abhängigkeit von Elektron- und Myon-Transversalimpuls dargestellt. Der Untergrund wird in 6.2a und 6.2b mittels Jet-Elektron-Methode und in 6.2c und 6.2d mittels Matrix-Methoden abgeschätzt.

Es lässt sich feststellen, dass die Abschätzung des Multijet-Untergrundes mit Jet-Elektron-Methode bei niedrigem Lepton- $p_{\text{T}}$ -Wert ein Maximum der Verteilung aufweist. Mit steigendem Lepton- $p_{\text{T}}$ -Wert fällt die Lepton-Transversalimpuls-Verteilung rapide ab.

Bei dem Elektron-Kanal (siehe Abbildung 6.2c) erreicht die Verteilung bei  $p_{\text{T}} = 45 \text{ GeV}$  einen Sprung und fällt mit den steigenden  $p_{\text{T}}$ -Werten sprunghaft ab. In Abbildung 6.2d ist der Multijet-Untergrund, der mit der beiden Matrix-Methoden sowie mit deren Durchschnittswert abgeschätzt wurde, dargestellt. Wie es zu erkennen ist, weisen verschiedene Matrix-Methoden beim niedrigen Transversalimpuls signifikante Unterschiede auf, was bei hohen Werten des Transversalimpulses nicht mehr zutrifft. Hier überdecken sich die beiden Matrix-Methoden. Das Maximum der Verteilung liegt zwischen 30 GeV und 50 GeV. .

Die Anzahl der Multijet-Ereignissen, die mit Hilfe verschiedenen Methoden abgeschätzt wurden, sowie der Mittelwert des Multijet-Untergrunds ist in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Für die Bestimmung der Top-Quark-Masse wurde von ATLAS-Top-Gruppe die Matrix-Methode für die Abschätzung der Multijet-Untergrund-Ereignissen sowohl im Elektron-Kanal als auch im Myon-Kanal empfohlen. Die Ergebnisse der Untersuchungen haben aber gezeigt, dass die Anwendung der Matrix-Methode im Elektron-Kanal weitere Korrekturen bräuchte. Anhand der in Abbildung 6.2 dargestellten Diagrammen wurde entschieden, in dieser Arbeit die Jet-Elektron-Methode für die Abschätzung des Multijet-Untergrunds im Elektron-Kanal und die Matrix-Methoden im Myon-Kanal zu verwenden.

### 6.3 Vergleich der verschiedenen Methoden für die Abschätzung des Multijet-Untergrunds

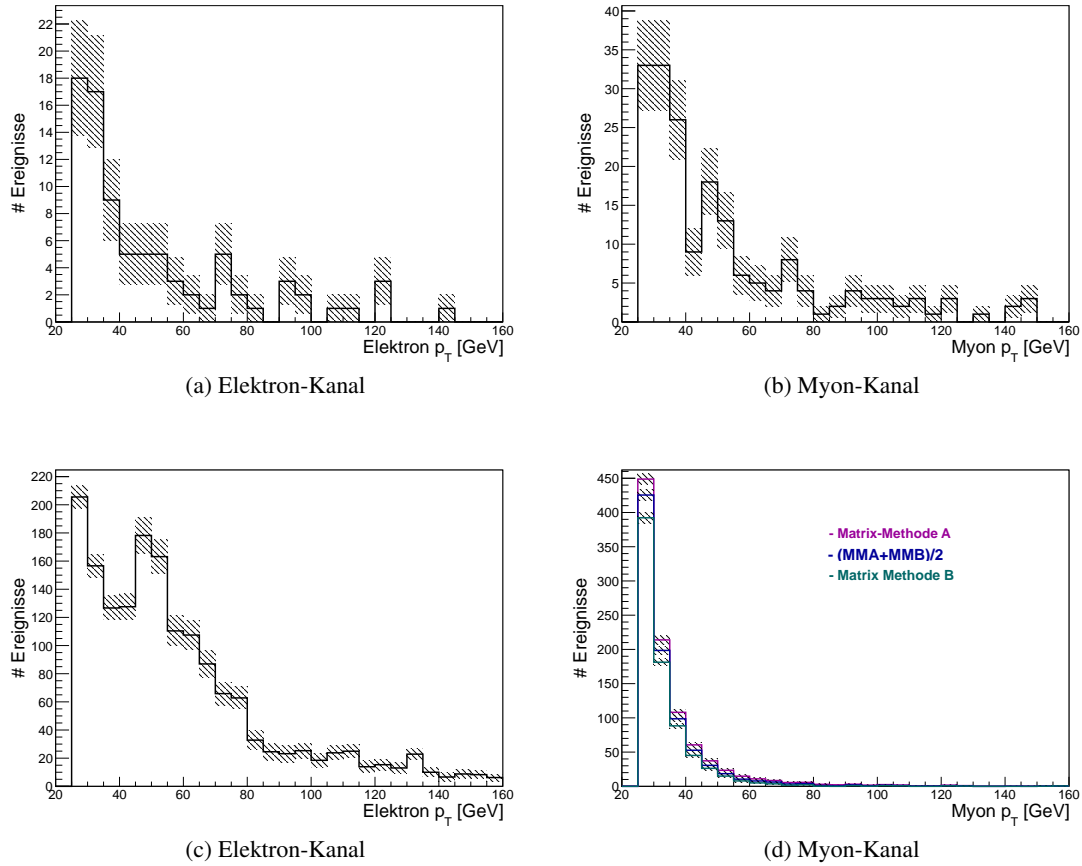


Abbildung 6.2: Darstellung der datenbasierten Abschätzung des Multijet-Untergrunds: Abschätzung mittels Jet-Elektron-Methode (a) für Elektronen und (b) für Myonen, und mittels Matrix-Methode (c) im Elektron-Kanal und (d) im Myon-Kanal. Die gestrichelten Linien stellen die Fehlerbalken dar.

	Elektron		Myon	
	# Ereignisse	$\bar{p}_T$ [GeV]	# Ereignisse	$\bar{p}_T$ [GeV]
Jet-Elektron-Methode	88	$50,40 \pm 0,02$	193	$52,27 \pm 0,02$
Matrix-Methode	1745	$60,87 \pm 0,02$	868	$34,08 \pm 0,02$

Tabelle 6.1: Anzahl der Multijet-Ereignissen bei der Verwendung verschiedenen Methoden für dessen Abschätzung.



# Kapitel 7

## ATLAS-Top-Quarkpaar-Ereignisselektion

In dieser Analyse werden die Datensätze benutzt, die im Jahr 2011 aus Proton-Proton-Kollision bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgenommen wurden, und die einer integrierten Luminosität von  $4,71 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen. Es wurden nur die Datensätze verwendet, die die Qualitätskriterien der Good-Run-List erfüllt haben (siehe dazu 4.1). Die zusätzliche Selektion, die Elektronen, Myonen, Jets und  $B$ -Jet erfüllen sollen, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

### 7.1 Lepton+Jets-Selektion

Die Ereignisselektion, die auf den im Kapitel 5 beschriebenen Teilchendefinitionen basiert, wird benötigt, um den Lepton+Jets-Kanal vom Untergrund zu trennen. Jedes Ereignis muss folgende Kriterien erfüllen [71]:

- Für jedes Ereignis wird einen rekonstruierten Primärvertex (PV) mit mindestens fünf nahestehenden Spuren gefordert. Dieser Schnitt unterdrückt vor allem die kosmische Strahlung und Rauschen in den Ereignissen.
- Die Ereignisse im Elektron-Kanal müssen genau einen Elektron mit  $p_T > 25 \text{ GeV}$ ,  $|\eta| < 2,5$  enthalten, wobei hier kein rekonstruierten Myon mit  $p_T > 20 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  vorkommen soll.
- Die Ereignisse im Myon-Kanal müssen genau ein Myon mit  $p_T > 25 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  besitzen, wobei es kein Elektron mit  $p_T > 20 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  gefunden werden darf.
- Das Lepton muss auf Trigger-Ebene identifiziert worden sein und den Trigger ausgelöst haben. Dieses Lepton muss mit einem rekonstruierten Lepton innerhalb  $\Delta R < 0,15$  übereinstimmen.
- Um den Multijet-Untergrund zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die fehlende Transversalenergie  $E_T^{\text{miss}}$  und auf transversale Masse  $M_T(l\nu)$  durchgeführt. Für den Elektron-Kanal gilt:

$$E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad M_T(l\nu) > 30 \text{ GeV},$$

Im Myon-Kanal wird der sogenannten Dreieckschnitt verwendet:

$$E_T^{\text{miss}} + M_T(l\nu) > 60 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}.$$

- Es werden mindestens vier Jets mit  $p_T > 25 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  verlangt.
- Ein dieser vier Jets muss als  $B$ -Jet identifiziert sein.

## 7.2 Ergebnis der Ereignis-Selektion

Zum Vergleich der simulierten und gemessenen Daten wurde hier ein simulierter Datensatz mit Top-Quark-Masse von 172,5 GeV genommen, um ein Bias der Messung zu verhindern. Das Ergebnis der Selektion ist in Abbildung 7.1 für Elektronen und in Abbildung 7.2 für Myonen in der Form eines Schnittverlaufes dargestellt, wobei in (7.1a) und (7.2a) eine logarithmische Skala, sowie in (7.1b) und (7.2b) eine vergrößerte Darstellung der letzten vier Bins gewählt wurde. Die Ereignisausbeute nach den jeweiligen Schnitten ist in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Der Untergrund wird nach voller Selektion vor allem durch  $W$ +Jets-, Single-Top-Quark-, und Multijet-Ereignisse verursacht. Die Monte-Carlo-Simulation und Daten stimmen recht gut innerhalb der statistischen Fehler auf die Datenpunkten überein. Nach der Anforderung von vier Jets wird der Untergrund von 14,7 Millionen auf 40 Tausend im Elektron-Kanal und von 18 Millionen auf ca. 40 Tausend im Myon-Kanal reduziert. Der Schnitt auf  $M_T(l\nu)$ , sowie auf den Dreieckschnitt verringert zusätzlich die Ereignisanzahl auf weitere 50% im Elektron-Kanal und auf 20% im Myon-Kanal. Nach der Forderung von mindestens einem  $b$ -Quark-Jet wird der Untergrund auf einige Tausend der Ereignisse vermindert. Nach voller Selektion wird Multijet-Untergrund mittels Daten basierter Abschätzung ermittelt und zur gesamten Untergrundsumme dazu addiert und anschließend das  $t\bar{t}$ -Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bestimmt. Dieses beträgt 3,6 im Elektron-Kanal und 3,2 im Myon-Kanal.

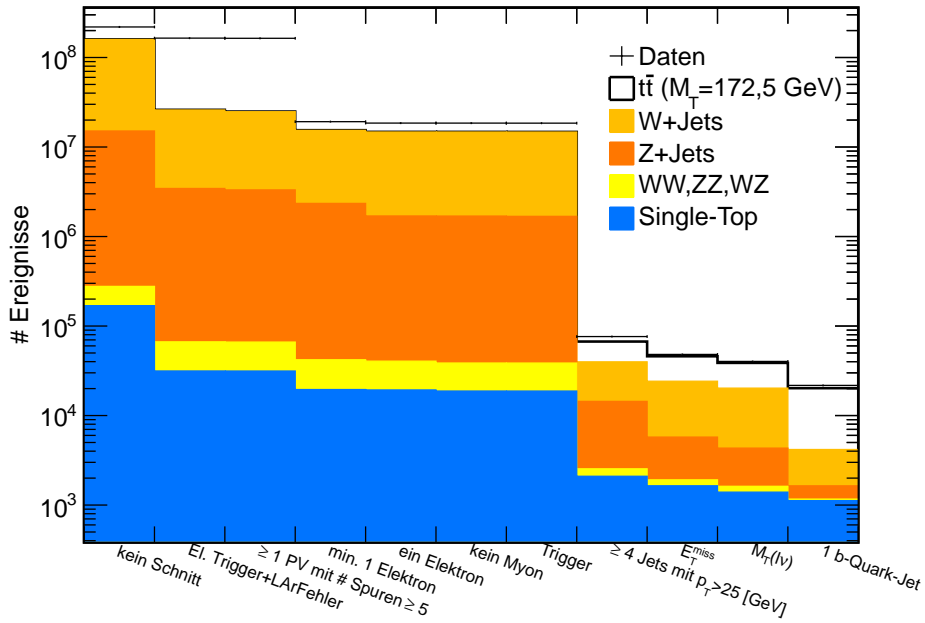
Insgesamt passieren weniger Elektronen als Myonen die Selektion sowohl in Daten als auch in Monte-Carlo Ereignissen. Der Elektron-Kanal enthält  $21\,719 \pm 150$  Ereignissen in Daten, sowie 20 478 im Monte-Carlo, und der Myon-Kanal  $32\,093 \pm 180$  Ereignissen in Daten und 30 925 in Monte-Carlo.

## 7.3 Vergleich der Monte-Carlo-Ereignissen mit Kollisionsdaten

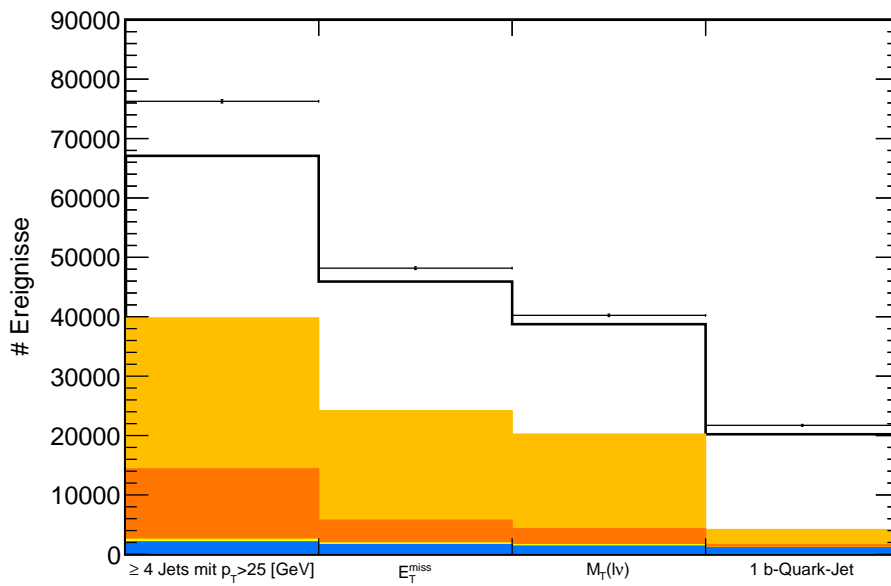
Für den Vergleich der simulierten Monte-Carlo-Ereignisse mit den von ATLAS-Detektor aufgenommenen sind Signal und Untergrund-Kanäle in verschiedenen Farben aufeinander gestapelt in den Plots dargestellt. Im Folgenden werden die wichtigsten Variablen dieser Analyse vorgestellt.

In der Abbildung 7.3a und 7.3b sind die Jetmultiplizitäten sowie in (7.3c) und in (7.3d) die Transversalimpulse der Jets nach der vollen Selektion jeweils für den Elektron- und Myon-Kanal dargestellt. Wie zu erkennen ist, gibt die Summe der simulierten Verteilungen einschließlich der Untergrundabschätzung mittels der Matrix-Methoden die Verteilung der gemessenen Daten wieder. Die Verteilung der Pseudorapiditäten sind in  $\eta$ -Plots sowohl für Myonen (7.3e) als auch für Elektronen (7.3f) dargestellt.

Für die Bestimmung der Top-Quark Masse wird in dieser Analyse der Transversalimpuls  $p_T$  des Leptons verwendet. Die Transversalimpuls-Verteilung ist für Myonen in Abbildung (7.4a) sowie für Elektronen in (7.4b) dargestellt. In der  $p_T$ -Spektren kann festgestellt werden, dass gemessene Daten für den Elektron-Kanal und für den Myon-Kanal relativ gut durch den Monte-Carlo-Vorhersagen beschrieben sind. In Abbildung 7.4 ist die fehlende Transversalenergie für Myonen (7.4c) und für Elektronen (7.4d) gezeigt. Genauso wie bei der Lepton-Azimuthwinkel  $\phi$  für den Myonen (7.4e) und für den Elektronen (7.4f) wird bei dem fehlenden Transversalenergie-Spektrum eine relativ gute Übereinstimmung erreicht.

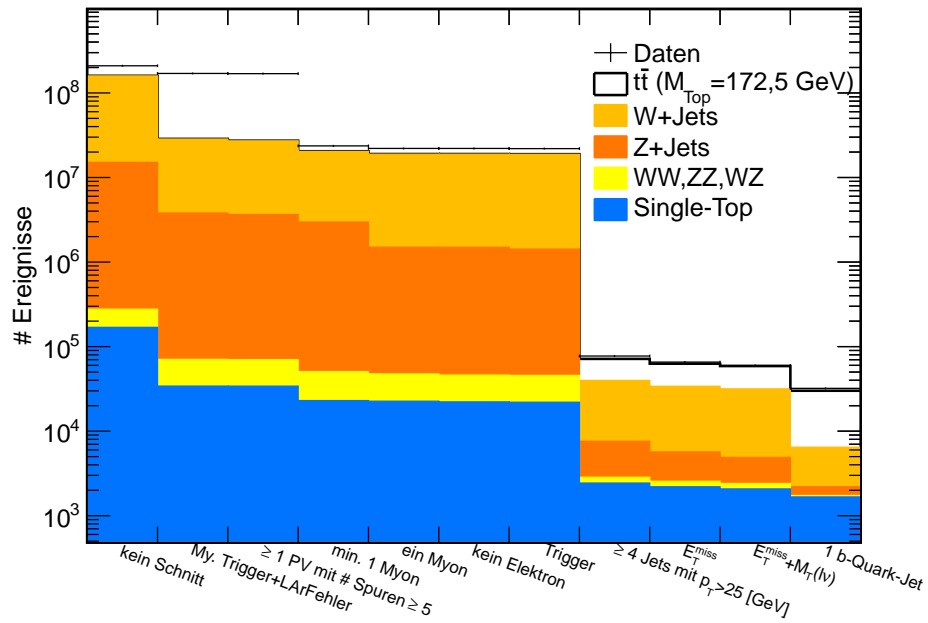


(a) Elektron-Kanal

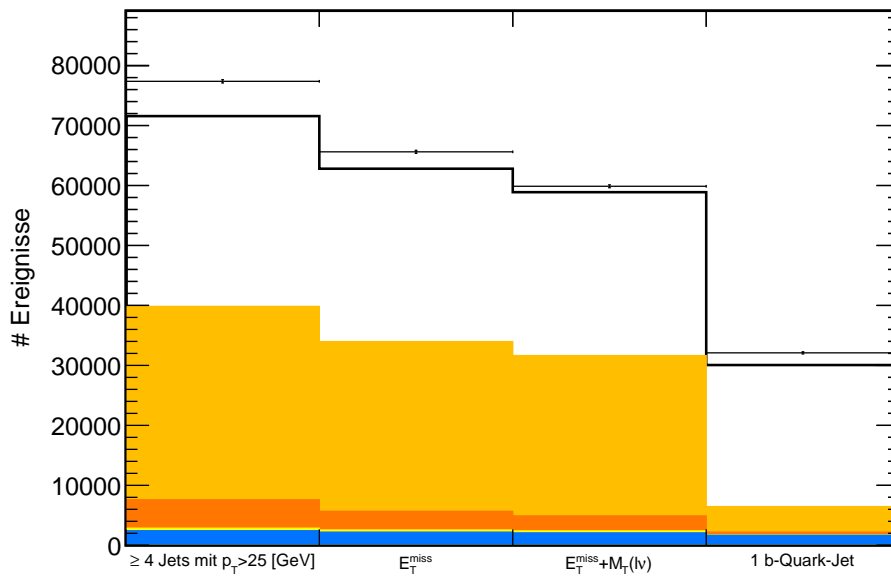


(b) Die letzten vier Schnitten im Elektron-Kanal

Abbildung 7.1: Der Schnittverlauf von Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten nach der voller Selektion im Elektron-Kanal. (a) logarithmische Darstellung im Elektron-Kanal und (b) die vergrößerte Darstellung von den letzten vier Bins.



(a) Myon-Kanal



(b) Die letzten vier Schnitten im Myon-Kanal

Abbildung 7.2: Der Schnittverlauf von Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten nach der voller Selektion im Myon-Kanal. (a) logarithmische Darstellung im Myon-Kanal und (b) die vergrößerte Darstellung von den letzten vier Bins.



Tabelle 7.1: Die Ereignisausbeute nach den jeweiligen Schritten im Elektron- und im Myon-Kanal jeweils für die Daten und Monte-Carlo. Der Multijet-Untergrund wird erst nach Verlagen von  $\geq 4$  Jets bestimmbar. Die  $\bar{t}t$  steht als reines Signal dar und wurde durch restliche Untergründe dividiert und als S/U-Verhältnis aufgetragen.

Elektronen									
Kanal	$\bar{t}t$	W+Jets	Z+Jets	DiBosonen	Single-Top	Multijet	$\Sigma$ Untergrund	Daten	S/U
Kein Schnitt	416309	143910392	14826931	108285	168931			219358450	
El.Trigger+LarFehler	110364	22481255	3375388	35127	31476			164621747	
$\geq 1$ PV mit # Spuren $\geq 5$	110288	21478254	3252228	34758	31442			163904878	
min.1 Elektron	67675	13007911	2302714	22486	19522			19187585	
ein Elektron	65916	13007861	1656616	21179	19323			18505893	
kein Myon	60991	13007631	1654298	19820	18790			18495352	
Trigger	60943	13006760	1641629	19793	18780		14687000	18473830	
$\geq 4$ Jets mit $p_T > 25\text{GeV}$	27282	25411	11855	442	2097		39800	76272	
$E_T^{\text{miss}}$	21741	18435	3834	271	1641		24200	48181	
$M_T(l\nu)$	18502	15918	2706	225	1394		20250	40238	
1 B-Quark-Jet	16041	2535	473	45	1120	264	4437	21719	3,6
Myonen									
Kanal	$\bar{t}t$	W+Jets	Z+Jets	DiBosonen	Single-Top	Multijet	$\Sigma$ Untergrund	Daten	S/U
Kein Schnitt	416309	143910392	14826931	108285	168931			209473133	
My.Trigger+LarFehler	118876	24701240	3732731	36480	34126			170040948	
$\geq 1$ PV mit # Spuren $\geq 5$	118792	23479695	3580503	36072	34091			169147528	
min.1 Myon	79743	17380134	2926304	27658	23004			23650637	
ein Myon	76121	17380092	1451032	24912	22623			22069079	
kein Elektron	72212	17379950	1449182	23837	22199			22060966	
Trigger	70876	17378390	1377504	23608	21989		18802000	21959896	
$\geq 4$ Jets mit $p_T > 25\text{GeV}$	31735	32242	4745	415	2434		39900	77372	
$E_T^{\text{miss}}$	28830	28303	3113	354	2198		33900	65614	
$E_T^{\text{miss}} + M_T(l\nu)$	27247	26737	2497	329	2074		31640	59871	
1 B-Quark-Jet	23601	4257	468	64	1668	867	7824	32093	3,2

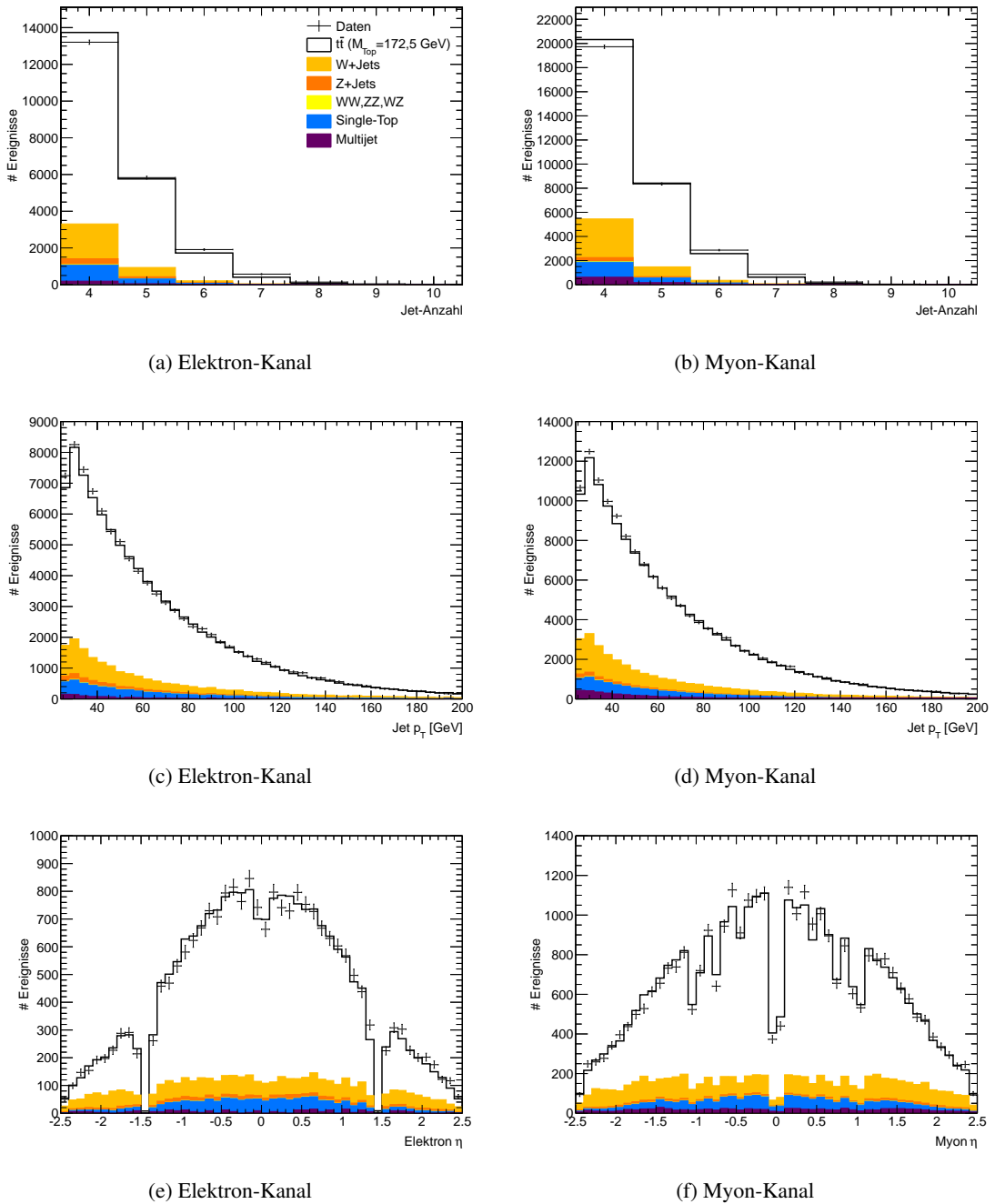
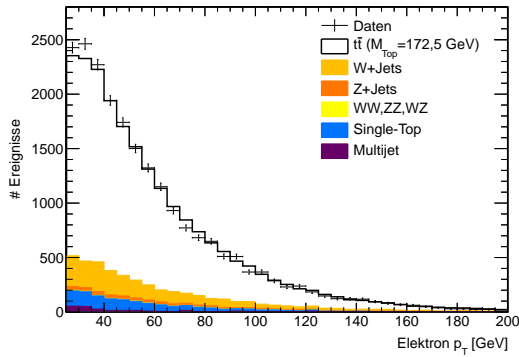
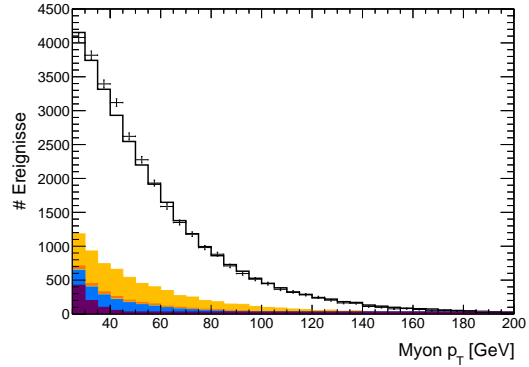


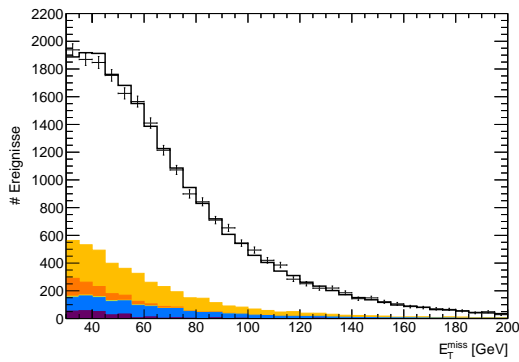
Abbildung 7.3: Stapel-Plots von den Monte-Carlo-Daten für die wichtigsten Variablen der Analyse nach der vollen Selektion. Die Daten-Werte sind in den Plots durch Punkte und die Monte-Carlo Simulation durch die jeweiligen Farben, die aufeinander gestapelt sind, dargestellt. (a) Elektron- und (b) Myon-Jet-Anzahl, (c) Transversalimpuls der Jets für den Elektron- und (d) für den Myon-Kanal, (e)  $\eta$ -Plots für das Myon und (f) das Elektron. Die gestreifte Fläche in Plots stellt den Fehler der Multijet-Abschätzung dar.



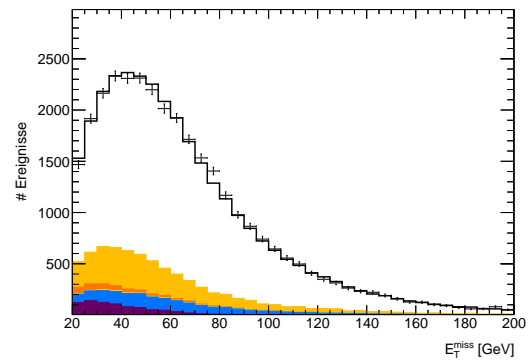
(a) Elektron-Kanal



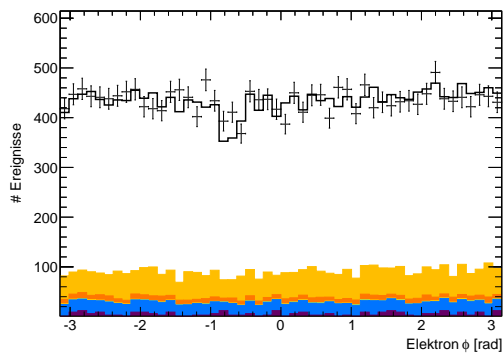
(b) Myon-Kanal



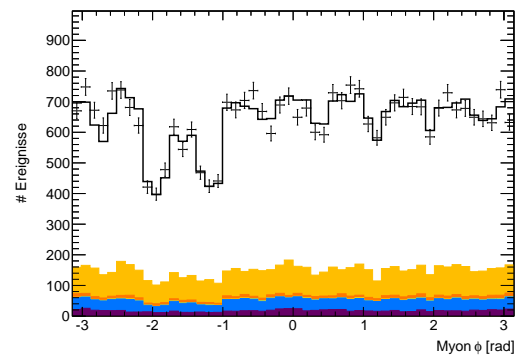
(c) Elektron-Kanal



(d) Myon-Kanal



(e) Elektron-Kanal



(f) Myon-Kanal

Abbildung 7.4: Stapel-Plots von den Monte-Carlo-Daten für die weiteren wichtigsten Variablen der Analyse nach der vollen Selektion. (a) der Transversalimpuls der Elektronen und (b) der Myonen, (c) die Verteilung der fehlenden Transversalenergie des Elektron- und (d) des Myon-Kanals, (e) der Winkel  $\phi$  für das Myon und (f) das Elektron.



# Kapitel 8

## Bestimmung der Top-Quark-Masse

Aufgrund der kurzen Lebensdauer von ca.  $10^{-25}$  s (siehe Abschnitt 2.2.1) zerfällt das Top-Quark bevor es hadronisieren kann, so dass sich seine Masse direkt über seine Zerfallsprodukte messen lässt. Die dazu betrachteten Leptonen, also Elektronen und Myonen, stammen aus dem Zerfall des  $W$ -Bosons oder einem Zerfall  $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ , gefolgt vom leptonischen Zerfall des  $\tau$ -Leptons.

Im Jahr 2005 wurde die Lepton-Transversalimpuls-Methode erstmalig von N. Giokaris und anderen [72] beschrieben und später anhand Daten der CDF-Kollaboration verifiziert [73, 74]. Außerdem wurde diese Methode auf die ATLAS-Daten aus Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV bereits in früheren Analysen [1–4] erfolgreich angewandt. Vorteil der Methode ist eine geringere Abhängigkeit von systematischen Unsicherheiten, die aus Jet-Energie-Skala (JES) hervorgehen. JES ordnet die gemessene Jet-Energie dem ursprünglichen Parton zu und erfordert aufwändige Kalibration des Kalorimeters. Da der Lepton-Transversalimpuls durch den Spurkammern gemessen wird, ist dieser unabhängig von hadronischen Kalorimeter und damit unabhängig von hadronischen Jet-Energie-Skala.

Im Folgenden wird die Lepton-Transversalimpuls-Methode detailliert beschrieben, und deren Anwendung auf ATLAS-Daten mit einer integrierten Luminosität von  $\int \mathcal{L} dt = 4,71 \text{ fb}^{-1}$  präsentiert. Es wird auch der Einfluss der Untergrund-Prozesse untersucht.

### 8.1 Lepton-Transversalimpuls-Methode

Die Transversalimpuls-Verteilung im Myon-Kanal ist beispielhaft für eine Top-Quark-Masse von 172,5 GeV in Abbildung 8.1 dargestellt. Früheren Arbeiten [1–4] haben gezeigt, dass der Mittelwert des Lepton-Transversalimpulses von der Top-Quark-Masse linear abhängig ist. Diese Tatsache ermöglicht die Top-Quark-Masse mithilfe eines linearen Gleichungssystems zu ermitteln. In der Lepton-Transversalimpuls-Methode wird wie folgt vorgegangen:

- Für jede Top-Quark-Masse, die in Abschnitt 4.3.1 vorgestellt wurden, wird der Mittelwert des Transversalimpulses  $\bar{p}_T$  aus der Verteilung von Signal und Untergrund bestimmt, wobei er für Elektronen und Myonen getrennt berechnet wird.
- Die erhaltenen Werte von  $\bar{p}_T$  werden gegen die jeweiligen Top-Quark-Massen aufgetragen.
- Ein linearer Fit der  $\bar{p}_T$ -Verteilung wird durchgeführt.
- Die Werte des Mittelwertes des Transversalimpulses werden aus Daten bestimmt. Die Top-Quark-Masse wird schließlich mithilfe der Fit-Ergebnisse ermittelt.

Der Zusammenhang zwischen dem Mittelwert des Transversalimpulses und der Top-Quark-Masse kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\bar{p}_T = (M_{\text{Top}} - m_0) \cdot \lambda + \kappa, \quad (8.1)$$

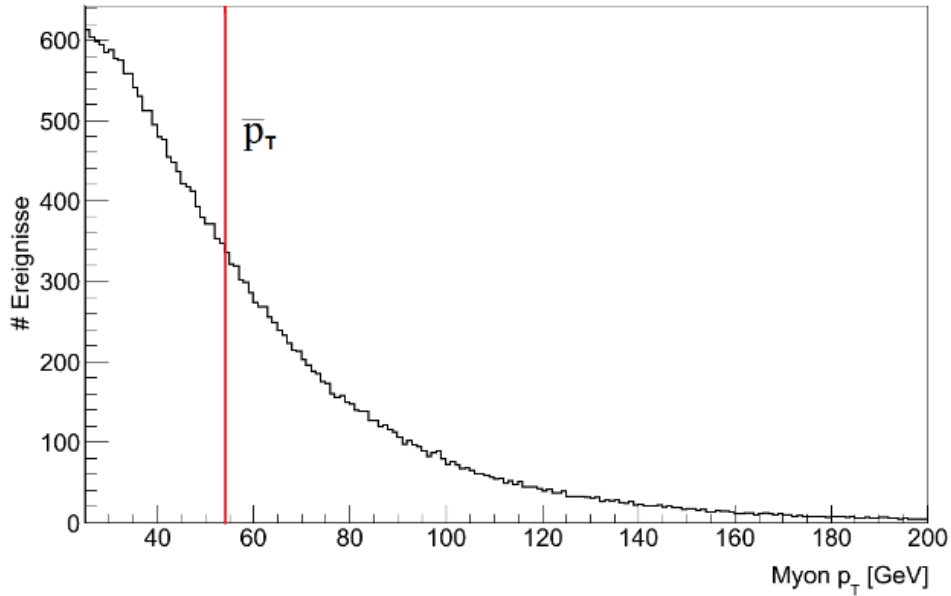


Abbildung 8.1: Myon- $p_T$ -Verteilung nach voller Ereignisselektion im  $t\bar{t}$ -MC-Datensatz, siehe dazu Abschnitt 5.2 und 4.3.1. Die rote durchgezogene Linie stellt den Mittelwert der Verteilung dar.

wobei der Fit-Parameter  $\lambda$  die Steigung der Gerade und  $\kappa$  den  $y$ -Achsenabschnitt bei  $m_0$  repräsentieren. Damit die Fit-Parameter möglichst unkorreliert bleiben, wird  $m_0$  auf 172,5 GeV fixiert. Nach der Bestimmung der Fit-Parameter wird der jeweilige aus Daten bestimmte Mittelwert in Gleichung 8.1 eingesetzt und die Top-Quark-Masse wie folgt bestimmt:

$$M_{\text{Top}} = \frac{\bar{p}_T - \kappa}{\lambda} + m_0. \quad (8.2)$$

Die statistische Unsicherheit der Top-Quark-Masse wird mithilfe der Gaußschen Fehler-Fortpflanzung ermittelt:

$$\Delta M_{\text{Top}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \bar{p}_T}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \kappa}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\kappa - \bar{p}_T}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda\right)^2}. \quad (8.3)$$

## 8.2 Mittelwert des Transversalimpulses zur Bestimmung der Top-Quark-Masse

In Folgenden werden die Berechnungen des Mittelwertes und seines Fehlers vorgestellt. Zudem wird die Fitmethode detaillierter erklärt.

Der Mittelwert wird aus der Transversalimpuls-Verteilung als arithmetisches statistisches Mittel berechnet.

In Abbildung 8.2 ist die Kalibrationskurve der Ergebnisse des Mittelwertes in Abhängigkeit von verschiedenen Top-Quark-Massen dargestellt. Die Fitergebnisse sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Der lineare Zusammenhang zwischen Mittelwert des Transversalimpulses und der Top-Quark-Masse ist klar ersichtlich.

Aus der Steigung  $\lambda$  des Fits für Elektronen und Myonen ergibt sich die Empfindlichkeit des Mittel-

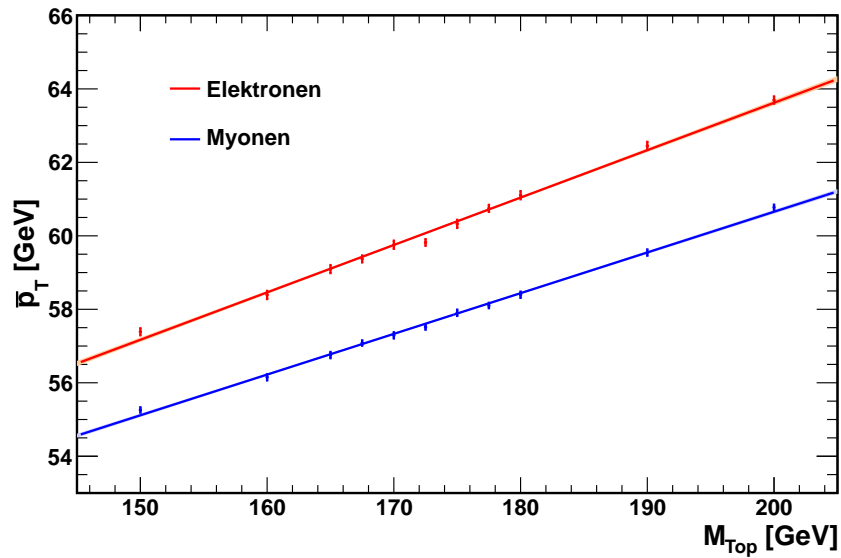


Abbildung 8.2: Mittelwerte der Transversalimpuls-Verteilung für die jeweiligen Top-Quark-Massen und die daran angepasste lineare Fit-Funktion für Elektronen (rot) und für Myonen (blau).

	Elektron	Myon
Steigung $\lambda$	$0,129 \pm 0,002$	$0,111 \pm 0,002$
Ordinatenabschnitt $\kappa$	$60,07 \pm 0,03$	$57,61 \pm 0,02$
$\chi^2/\#$ Freiheitsgrade	16,3/9	10,3/9

Tabelle 8.1: Fitergebnisse der Kalibrationskurve inklusive Signal- und Untergrund-Ereignisse für Elektronen und Myonen.

wertes zur Bestimmung der Top-Quark-Masse. Diese liegt für Elektronen ein wenig höher als für Myonen. Außerdem ist der Mittelwert der Transversalimpulse der Elektronen gegenüber dem der Myonen entlang der  $y$ -Achse verschoben. Dies liegt daran, dass Elektronen und Myonen verschiedene Rekonstruktionseffizienzen haben. Genauere Untersuchungen wurde in [3] durchgeführt. Der  $\chi^2$ -Parameter pro Freiheitsgrad ist für den Elektron-Kanal höher als für den Myon-Kanal, aber beide Werte liegen nahe an 1. Daraus kann geschlossen werden, dass die der Fit die Massenpunkte sehr gut beschreibt. Durch Vergleich der Ergebnisse der Tabelle 8.1 mit denjenigen aus früheren Analysen [3, 4] kann festgestellt werden, dass die statistische Unsicherheiten, aufgrund hohen zur Verfügung stehenden MC-Datensätze, reduziert wurden.

### 8.3 Einfluss des Multijet-Untergrundes auf die Top-Quark-Masse

Die Berechnung wurde mit den zur Verfügung stehenden Datensätzen der Top-Quark-Masse durchgeführt. Die selektierten Daten enthalten verschiedene Untergrundkanäle, die in der Analyse mit einbezogen werden. Der Einfluss des Multijet-Untergrundes ist bei niedrigem Transversalimpuls besonders ausgeprägt (siehe Abbildungen 7.4a

und 7.4b). Dieser Untergrund wird im Laufe dieser Arbeit präziser untersucht. Der Multijet-Untergrund wurde hier mit der im Abschnitt 6.1 vorgestellten Methoden abgeschätzt und zu den Datensätzen der verschiedenen Top-Quark-Massen hinzugefügt. Für den Elektron-Kanal wird hier die Jet-Elektron-Methode und für den Myon-Kanal die Matrix-Methode verwendet. Danach wird der Multijet-Untergrund jeweils um  $\pm 50\%$  im Elektron-Kanal und  $\pm 20\%$  im Myon-Kanal variiert. Durch diese Variation verändert sich die Steigung der Eichkurve des jeweiligen Kanals. Die Ergebnisse dieser Variation sind in Abbildung 8.3 dargestellt und die Fitergebnisse in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

Die systematische Unsicherheit, die aus der Variation des Multijet-Untergrundes hervorgeht, wird anschließend aus dem Durchschnittswert der Top-Quark-Massen-Variation erhalten. Die Ergebnisse des jeweiligen Kanals sind in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Um die Untergrund-Ereignisse weiter zu reduzieren, wird eine Optimierung der Ereignisselektion durchgeführt

		Elektron	Myon
Multijet $\uparrow$	Steigung $\lambda$	$0,128 \pm 0,002$	$0,110 \pm 0,002$
	Ordinatenabschnitt $\kappa$	$60,02 \pm 0,03$	$57,48 \pm 0,02$
	$\chi^2/\#$ Freiheitsgrade	15,6/9	10,3/9
	$M_{\text{Top}}$ GeV	$164,5 \pm 1,7$	$163,6 \pm 1,5$
Multijet $\downarrow$	Steigung $\lambda$	$0,130 \pm 0,002$	$0,111 \pm 0,002$
	Ordinatenabschnitt $\kappa$	$60,13 \pm 0,03$	$57,74 \pm 0,02$
	$\chi^2/\#$ Freiheitsgrade	15,6/9	10,3/9
	$M_{\text{Top}}$ GeV	$163,7 \pm 1,7$	$163,0 \pm 1,5$
$\Delta M_{\text{Top}}$ GeV		0,4	0,6

Tabelle 8.2: Fitergebnisse der Lepton-Transversalimpuls-Methode aus der Variation des Multijet-Untergrundes im Elektron- und Myon-Kanal.



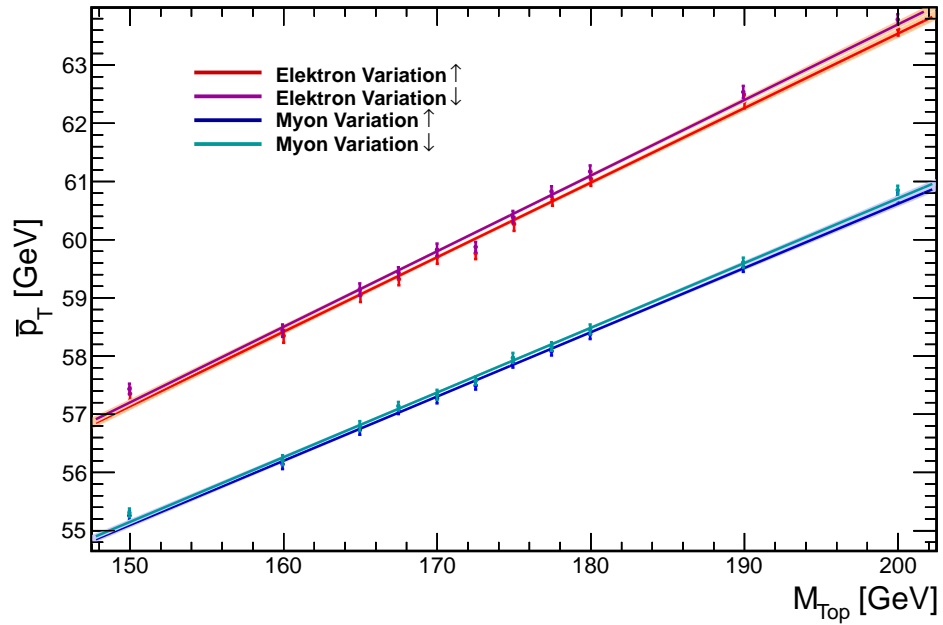


Abbildung 8.3: Mittelwerte der Transversalimpuls-Verteilungen in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse mit variierten Multijet-Untergrund.

Kanal	$\bar{p}_T$ [GeV]	Top-Quark-Masse [GeV]
Elektron	$59,0 \pm 0,2$	$164,1 \pm 1,7$ (stat) $\pm 0,4$ (Multijet)
Myon	$56,6 \pm 0,2$	$163,4 \pm 1,5$ (stat) $\pm 0,6$ (Multijet)

Tabelle 8.3: Aus Daten bestimmte mittlere  $\bar{p}_T$  Top-Quark-Masse jeweils für den Elektron- und Myon-Kanal nach Anwendung der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit der Standard-Selektion.



# Kapitel 9

## Optimierung und Ergebnis der Ereignisselektion

Um den Untergrund zu reduzieren, wurde eine Optimierung der Ereignisselektion durchgeführt. Die Optimierung wurde aufgrund der höheren zur Verfügung stehenden Daten-Statistik ermöglicht, was in den früheren Arbeiten [1–4] nicht der Fall war. Dazu wurden der Transversalimpuls der Leptonen, die fehlende Transversalenergie und Transversalimpuls der Jets genauer untersucht. Um zu überprüfen, wie hoch die Schnitte dieser Variablen gewählt werden können, wurde die Signal-Signifikanz ( $\frac{S}{\sqrt{S+U}}$ ) der Verteilungen angeschaut, wobei  $S$  hier die Anzahl der Signal-Ereignisse und  $U$  die Anzahl der Untergrund-Ereignisse darstellen. Die Signifikanz entspricht der Reinheit des Signals, denn je geringer die Untergrundrate ist, desto höher ist die Signifikanz und desto reiner wird das  $t\bar{t}$ -Signal.

Für die gesamte Optimierung der Ereignisselektion wurde das 172,5 GeV-Monte-Carlo-Sample als Daten benutzt. Erst vor diesem Hintergrund wird der berechnete Wert der Top-Quark-Masse ein bedeutender Ausdruck für die Optimierung. Für die Bestimmung der Top-Quark-Masse wurde jeweils die Kalibrationskurve mit den vorläufigen Schnitten betrachtet sowie die statistische Unsicherheit der bei diesen Schnitten gewonnenen Top-Quark-Massen. Für die Abschätzung des Multijets-Anteils wird der Multijet-Untergrund-zu- $t\bar{t}$ -Signal-Verhältnis betrachtet sowie dessen Variation jeweils um  $\pm 50\%$ . Mit dieser Variation wird danach die systematische Unsicherheit auf die jeweilige Top-Quark-Masse berechnet.

Da die Optimierung der Ereignisselektion in Kooperation mit der Arbeitsgruppe der Universität-Dortmund durchgeführt wurde, werden anhand vorliegenden Untersuchungen gemeinsame Schnitten ausgewählt und mit denen die Top-Quark-Masse bestimmt.

### 9.1 Optimierung der Ereignisselektion

Als allererstes ohne zusätzliche Schnitte wird die transversale Masse der Zerfallsprodukte des  $W$ -Bosons in Abhängigkeit von  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.1a für den Elektron-Kanal und in 9.1b für den Myon-Kanal dargestellt. Signal- und Untergrund-Kanäle sind in unterschiedlichen Farben dargestellt. Im Plot für den Myon-Kanal ist der Dreieckschnitt bei 60 GeV (siehe Abschnitt 7.1) deutlich erkennbar. Anhand dieses Plots lässt sich erkennen, wie die Untergrund-Ereignisse, die aus Single-Top-Quark-,  $W$ +Jets-,  $Z$ +Jets-, Dibosonen- und Multijet-Kanälen stammen, in  $M_T(l\nu)$  und  $E_T^{\text{miss}}$  verteilt sind. Aus diesen Plots ist ersichtlich, dass die größte Anzahl der Untergrund-Ereignisse bei niedrigen  $E_T^{\text{miss}}$  konzentriert sind.

Die Signal-Signifikanz ( $\frac{S}{\sqrt{S+U}}$ ) in Abhängigkeit des Schnittwertes auf  $E_T^{\text{miss}}$  ist in Abbildung 9.2a für Elektronen und 9.2b für Myonen zu sehen. Daraus ist zu erkennen, dass die Signifikanz ein Maximum im Bereich von 40 GeV bis 55 GeV erreicht. In diesem Bereich wird eine niedrigere statistische Unsicherheit erwartet.

Des Weiteren wird die Signal-Signifikanz in Abhängigkeit des Schnittwertes auf den Transversalimpulse der Elektronen in Abbildung 9.3a und der Myonen in Abbildung 9.3b betrachtet. Daraus geht

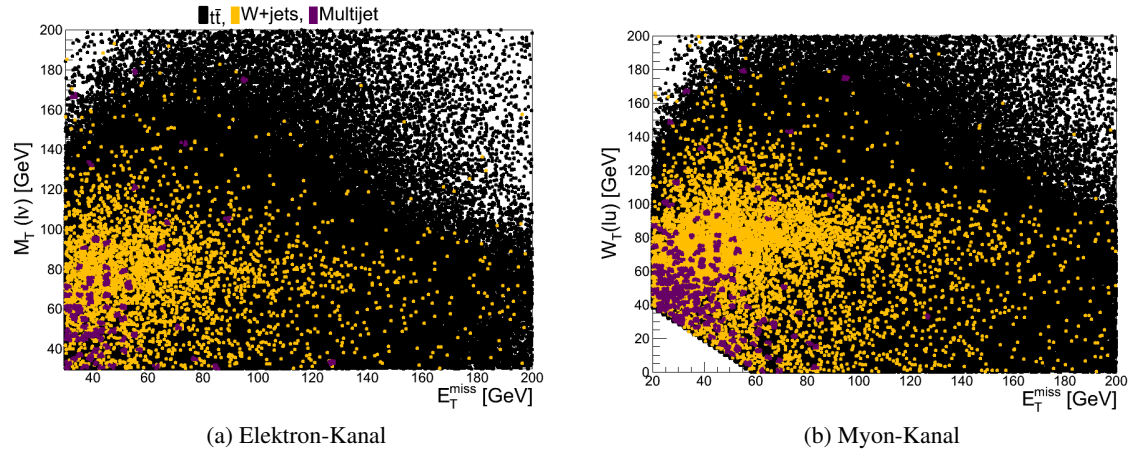


Abbildung 9.1: Verteilung fehlender transversaler Masse von Lepton und Neutrino in Abhängigkeit von der fehlenden Transversalenergie repräsentiert durch 172,5 GeV MC-Sample: (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

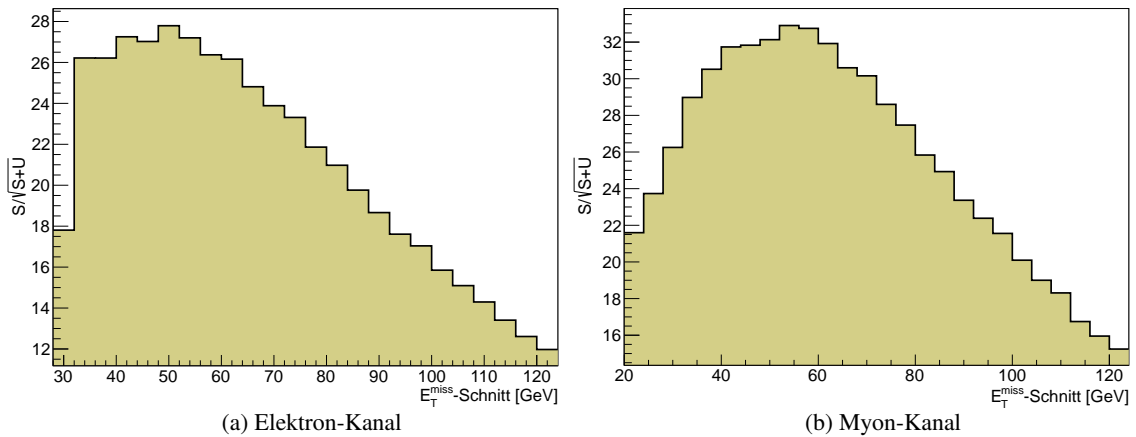


Abbildung 9.2: Die Signal-Signifikanz  $(S / \sqrt{S + U})$  in Abhängigkeit vom  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt (a) für Elektronen und (b) für Myonen.

hervor, dass nicht so hart auf diesen Variablen geschnitten werden darf, da die Signifikanz schnell verloren geht. Das Maximum der Signifikanz-Verteilung liegt im Bereich von 25 GeV bis 40 GeV für beide Kanäle. Danach fällt die Signifikanz rasch ab.

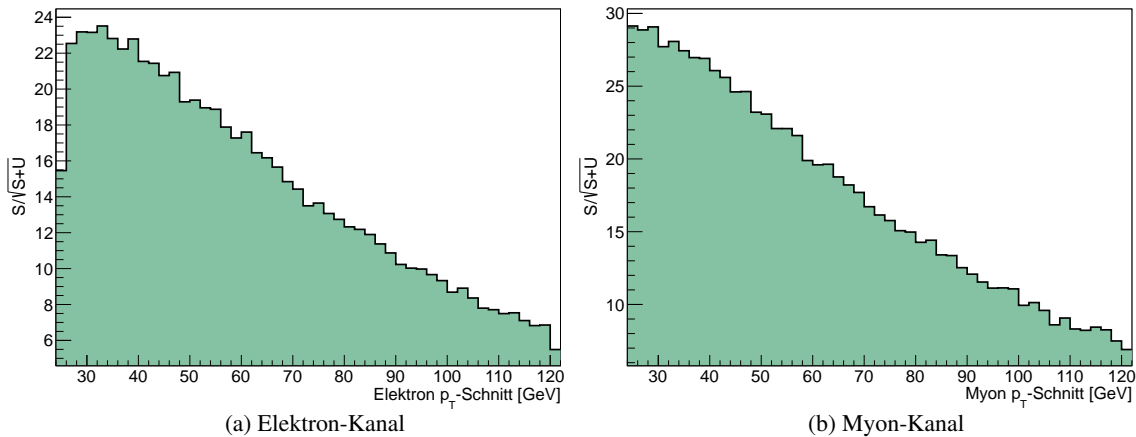


Abbildung 9.3: Die Signal-Signifikanz in Abhängigkeit vom Lepton-Transversalimpuls-Schnitt (a) im Elektron-Kanal, (b) im Myon-Kanal.

Die nächste Variable, die hier untersucht wird, ist der Transversalimpuls der Jets. Die Signifikanz in Abhängigkeit vom Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets für den Elektron-Kanal ist in Abbildung 9.4a und für den Myon-Kanal in Abbildung 9.4b dargestellt. Daraus ist zu erkennen, dass die Signal-Signifikanz in beiden Kanälen im Bereich von 25 GeV bis 45 GeV ihr Maximum erreicht.

Anhand dieses Ergebnisses wurden folgende Schnitte ausgewählt, die für die weitere Optimierung verwendet werden:

- Lepton-Transversalimpuls: 25, 30, 35, 40 GeV
- Jet-Transversalimpuls: 25, 30, 40 GeV
- Fehlende Transversalenergie: 40, 45, 50 GeV

Alle Schnittwerte der jeweiligen Variablen liegen im Maximalbereich der Signal-Signifikanz.

Das ergibt 30 mögliche Schnittkombination als Testpunkte. Für jeden dieser Punkte wird jeweils die Steigung der Kalibrationskurve, die statistische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse sowie das Verhältnis von Multijets-Untergrund-zu- $t\bar{t}$ -Signal betrachtet. Die Steigung der Kalibrationskurve entspricht der Sensitivität der Methode und fließt in die Berechnung der Top-Quark-Masse (siehe Gleichung 8.2) und deren Fehler mit ein. Aus dieser Gleichung geht hervor, dass je kleiner die Steigung ist, desto größer die statistische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse ist. Die Steigung an jedem der 30 Test-Punkte ist in Abbildung 9.5a für den Elektron-Kanal und in 9.5b für den Myon-Kanal zu sehen.

Auf der  $x$ -Achse steht jeweils ein Paket von drei nebeneinander liegenden Säulen für einen Lepton-Transversalimpuls-Schnitt, und innerhalb dieser Pakete jeweils eine Säule für einen  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt. Auf

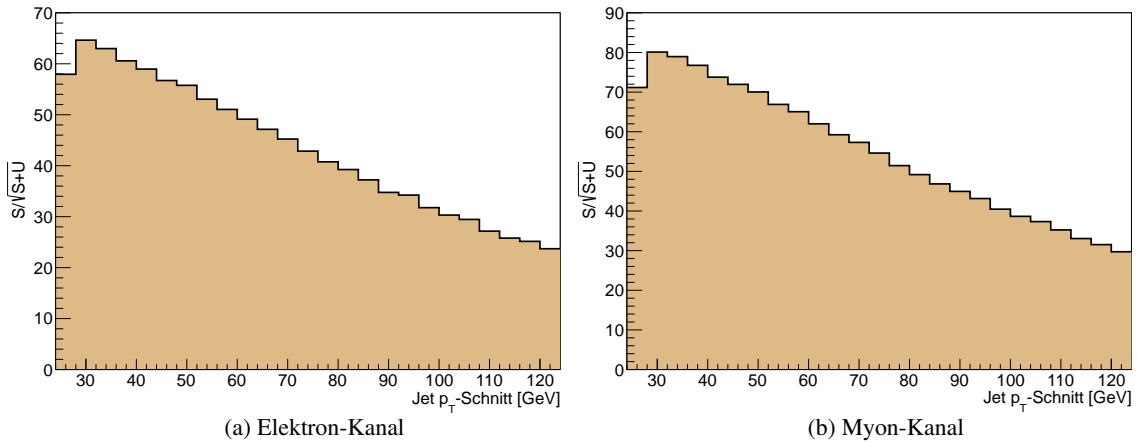


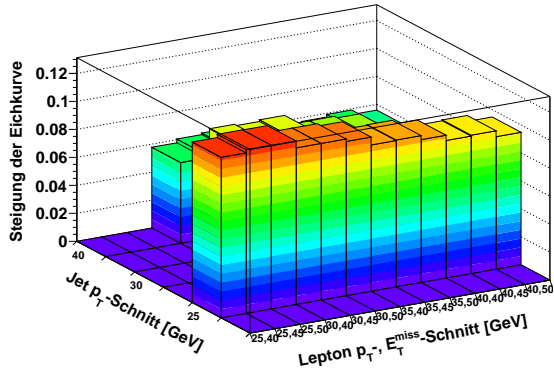
Abbildung 9.4: Die Signal-Signifikanz in Abhängigkeit vom Jet-Transversalimpuls-Schnitt (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

der  $y$ -Achse ist der Jet-Transversalimpuls-Schnitt und auf der  $z$ -Achse die Steigung der Kalibrationskurve für den jeweiligen Lepton-Kanal aufgetragen. Die Farbskala repräsentiert die Höhe des Steigungswertes. Aus diesem Plot ist deutlich zu erkennen, dass für höhere Schnitte auf den Jet-Transversalimpuls die Steigung stark abfällt, das gleiche gilt auch für hohe Schnitten auf den Lepton-Transversalimpuls. Die Steigung erhält ihr Maximum bei einem Jet-Transversalimpuls-Schnitt von 25 GeV und einem Lepton-Transversalimpuls-Schnitt von 25 GeV und 30 GeV.

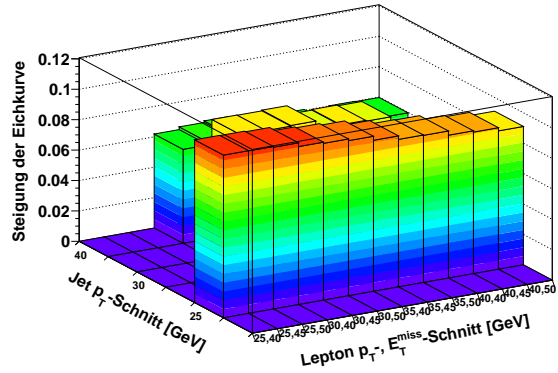
In Tabelle 9.1 ist die mithilfe dieser Steigung errechnete Top-Quark-Masse für alle 30 Test-Punkte zusammengefasst. Bei der Betrachtung der Werte in der Tabelle fällt auf, dass innerhalb der statistischen Fehler die berechnete Top-Quark-Masse bei einem Jet-Transversalimpuls-Schnitt 25 GeV für alle Lepton-Transversalimpuls-Schnitte und  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitte konstant ist, ansonsten zeigt sich global ein leichter Trend zu niedrigen Top-Quark-Massen mit steigendem Lepton-Transversalimpuls-Schnitt. Mit einem höheren Schnitt auf den Lepton-Transversalimpuls steigt die statistische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse an. Diese ist jeweils für den Elektron-Kanal und für den Myon-Kanal in Abbildung 9.6 dargestellt. Daraus ist nochmal ersichtlich, dass die Schnitte mit einem Jet-Transversalimpuls von 25 GeV und Lepton-Transversalimpuls von 25 GeV oder 30 GeV die minimale statistische Unsicherheit auf der Top-Quark-Masse ergeben. Ebenfalls ist zu erkennen, dass höhere Schnitte auf Jet- und Lepton-Transversalimpuls sowohl zu niedrigeren Top-Quark-Massen als auch zu höheren statistischen Unsicherheiten führen.

Als relevantes Maß für den Multijet-Untergrund wird für jeden Testpunkt das Verhältnis von Multijets-Untergrund zum  $t\bar{t}$ -Signal ermittelt. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind der Abbildung 9.7a für Elektronen und 9.7b für Myonen zu entnehmen. Aus diesen Plots geht hervor, dass der Multijet-Anteil bei höherem Schnitt auf fehlende Transversalenergie geringer wird und für Lepton-Transversalimpuls von 25 GeV und 30 GeV sowie Jet-Transversalimpuls von 25 GeV am kleinsten ist.

Um die systematische Unsicherheit der Top-Quark-Masse aufgrund der Unsicherheit der Abschätzung des Multijet-Untergrunds zu berechnen, wird der Multijet-Untergrund um jeweils  $\pm 50\%$  skaliert. Die genauere Beschreibung kann in Abschnitt 8.3 nachgelesen werden. Die dadurch hervorgerufene

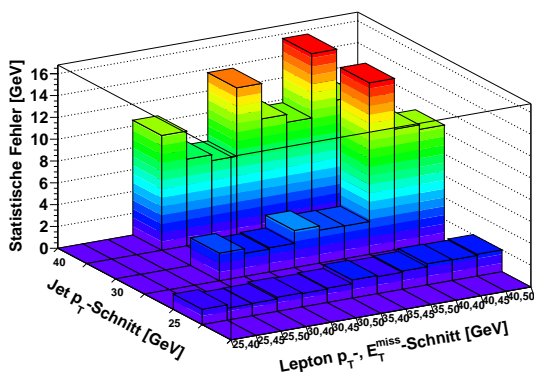


(a) Elektron-Kanal

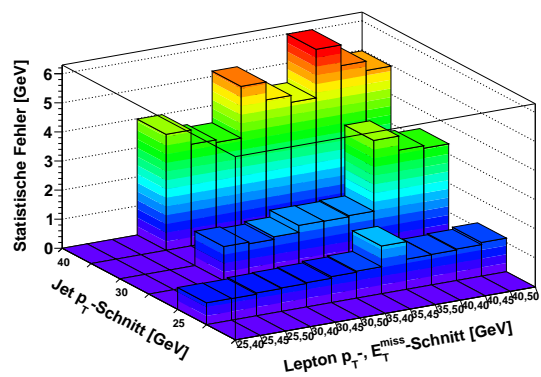


(b) Myon-Kanal

Abbildung 9.5: Steigung der Kalibrationskurve in Abhängigkeit von Lepton- $p_T$ -, Jet- $p_T$ - und  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt (a) für Elektron und (b) für Myonen .



(a) Elektron-Kanal



(b) Myon-Kanal

Abbildung 9.6: Statistische Unsicherheit der Top-Quark-Masse in Abhängigkeit vom Lepton- $p_T$ -, Jet- $p_T$ - und  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt (a) für den Elektron-Kanal und (b) für den Myon-Kanal.

Tabelle 9.1: Zusammenfassung der aus simulierten Daten berechneten Top-Quark-Massen in Abhängigkeit der Schrittwerte, wobei hier das 172,5 GeV-Monte-Carlo-Sample als Daten benutzt wurde.

Lepton- $p_T$ [GeV]	$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]	Jet- $p_T$ [GeV]					
		25		30		40	
		Elektron	Myon	Elektron	Myon	Elektron	Myon
25	40	170,9±1,4	171,7±0,7				
	45	170,7±1,1	171,8±0,7				
	50	170,8±1,1	171,8±0,8				
30	40	170,5±1,3	171,5±0,8	168,4±2,5	169,4±1,2	162,6±10,5	163,74±3,9
	45	170,3±1,2	171,7±0,8	168,9±2,1	170,5±1,1	163,2±7,9	164,71±3,5
	50	170,3±1,3	171,6±0,9	168,1±2,2	169,7±1,2	163,2±7,4	164,98±3,4
35	40	170,3±1,7	171,1±0,9	168,0±3,4	168,8±1,4	161,7±13,7	163,07±5,2
	45	170,0±1,6	171,3±1,6	167,7±3,0	169,1±1,4	161,9±10,4	163,75±4,6
	50	169,9±1,7	171,0±1,0	167,6±3,0	168,9±1,5	161,5±9,7	164,21±4,3
40	40	169,7±1,9	171,1±1,0	162,3±15,7	163,9±3,9	162,4±15,6	163,29±6,3
	45	169,5±1,9	171,2±1,1	162,5±11,1	164,9±3,4	162,6±10,9	163,93±5,3
	50	169,9±1,9	169,5±1,1	161,4±10,7	165,1±3,3	161,5±10,5	164,25±4,9



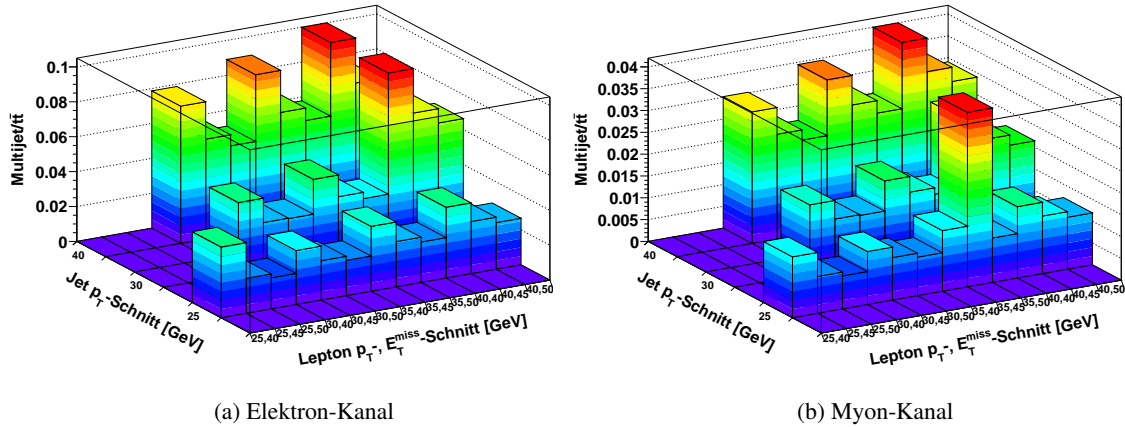
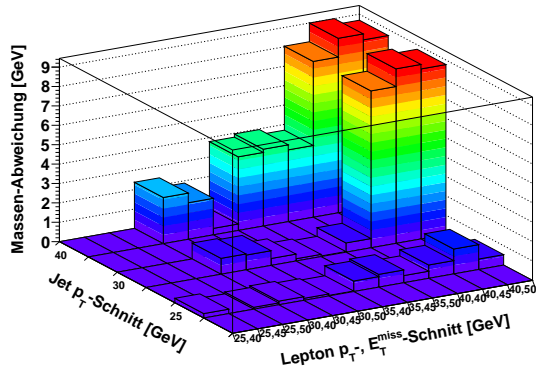


Abbildung 9.7: Das Verhältnis von Multijet-Untergrund zu  $t\bar{t}$ -Signal: (a) für den Elektron-Kanal und (b) für den Myon-Kanal.

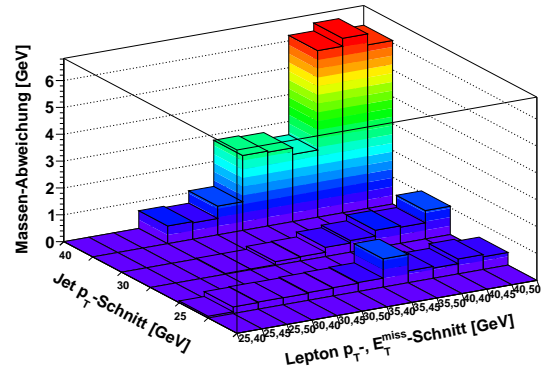
Abweichung der berechneten Top-Quark-Massen ist in Abbildungen 9.8 und 9.9 zusammengefasst. In Abbildung 9.8a und in 9.9a sind diese Differenzen im Elektron-Kanal und in 9.8b und in 9.9b im Myon-Kanal zu sehen. Daraus lässt sich erkennen, dass mit hohen Jet-Transversalimpuls und Lepton-Transversalimpuls diese Abweichung erheblich ansteigt. Ebenso ist ersichtlich, dass die Variation des Multijet-Untergrunds um  $-50\%$  mehr Abweichung von der zentralen Top-Quark-Masse aufweist, als diejenigen um  $+50\%$ . Um die systematische Unsicherheit zu erhalten wurde der Durchschnitt der beiden Variationen berechnet. In Abbildung 9.10a sind die Ergebnisse dieser Berechnung für Elektronen und in 9.10b für Myonen zusammengefasst. Anhand dieser Diagramme lässt sich feststellen, dass mit höherem Jet-Transversalimpuls-Schnitt sowie höherem Lepton-Transversalimpuls-Schnitt die systematische Unsicherheit der Top-Quark-Masse aufgrund des Multijet-Untergrundes größer wird, welche aber mit höherem  $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt etwas geringer wird.

Zusammenfassen resultiert aus diesen weiteren Untersuchungen folgendes:

- Hohe Schnitte auf den Jet-Transversalimpuls führen zu hohen Unsicherheiten auf die Top-Quark-Masse sowie zu niedriger Steigung der Kalibrationskurve. Die Schnitte im höheren Bereich erhalten den größten Multijet-Anteil in den Ereignissen. Sie verursachen höhere Multijet-Unsicherheiten auf die Top-Quark-Masse. Aus diesem Grund wird der Jet-Transversalimpuls-Schnitt nicht verändert.
- Hohe Schnitte auf  $E_T^{\text{miss}}$  ergeben bei festem Lepton-Transversalimpuls keinen gravierenden Anstieg der Steigung der Kalibrationskurve, führen zu Erhöhung des statistischen Fehlers der Top-Quark-Masse und zu großen Abweichungen der gemessenen Top-Quark-Masse von der simulierten (siehe Tabelle 9.1). Die Schnitte erhalten im Bereich von 40 GeV bis 50 GeV die maximale Signal-Signifikanz sowie einen geringeren Multijet-Anteil und somit geringere systematische Unsicherheit. Aufgrund der Kooperation mit anderer Arbeitsgruppe wurde der Schnitt auf  $E_T^{\text{miss}}$  auf 50 GeV für den Elektron-Kanal und auf 40 GeV für den Myon-Kanal festgelegt.
- Hohe Schnitte auf den Lepton-Transversalimpuls verursachen ein Absinken der Steigung der Ka-

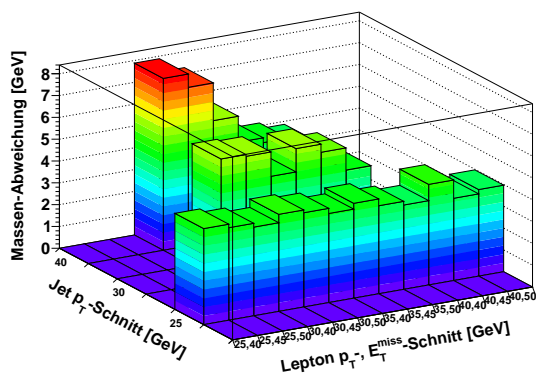


(a) Elektron-Kanal

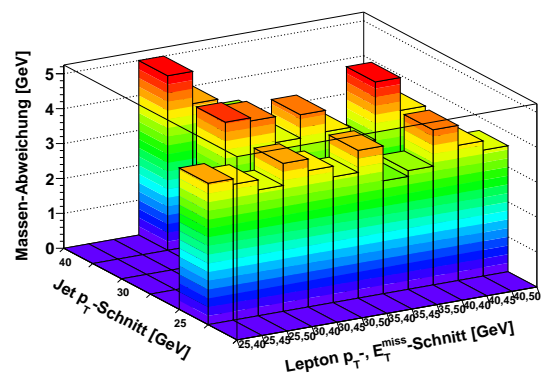


(b) Myon-Kanal

Abbildung 9.8: Die Abweichung des Absolutenwertes der Top-Quark-Masse bei Skalierung des Multijet-Untergrunds um +50%: (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.



(a) Elektron-Kanal



(b) Myon-Kanal

Abbildung 9.9: Die Abweichung des Absolutenwertes der Top-Quark-Masse bei Skalierung des Multijet-Untergrunds um -50%: (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

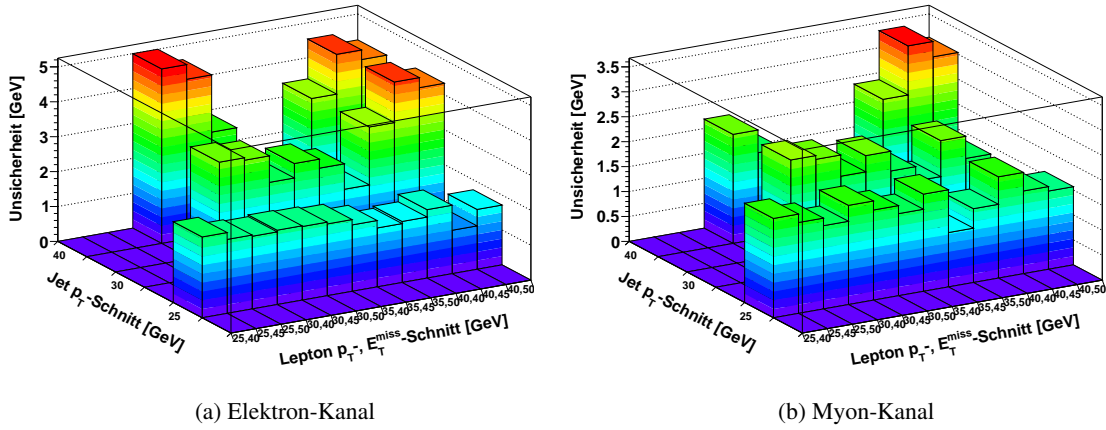


Abbildung 9.10: Systematische Unsicherheiten der Top-Quark-Massen aufgrund der Unsicherheit des Multijet-Untergrunds: (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

librationskurve, führen aber zu keinen großen Änderungen der Top-Quark-Masse. Diese Schnitte führen zum Anstieg des Multijet-Anteils und der statistischen Unsicherheit der Top-Quark-Masse. Aufgrund dieser Erkenntnisse wird der Lepton-Transversalimpuls-Schnitt von 30 GeV genommen.

Zusammengefasst werden folgende Schnitte ausgewählt:

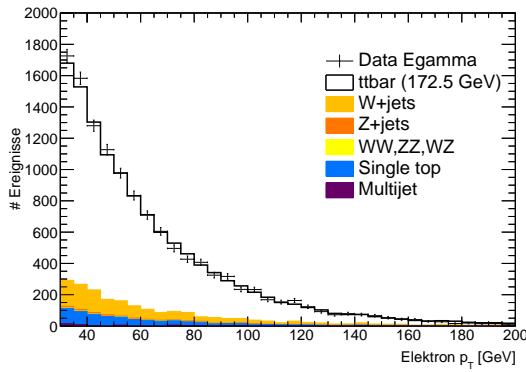
- für den Elektron-Kanal: Elektron- $p_T > 30$  GeV, Jet- $p_T > 25$  GeV,  $E_T^{\text{miss}} > 50$  GeV
- für den Myon-Kanal: Myon- $p_T > 30$  GeV, Jet- $p_T > 25$  GeV,  $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV

Die Anzahl der Untergrund-Ergebnisse in diesen Schnitten nach der Einfügung einigen Korrekturfaktoren für die Jet-Elektron-Methode sowie nach der Normierung der Top-Quark-Masse sind in Tabelle 9.2 zusammengefasst.

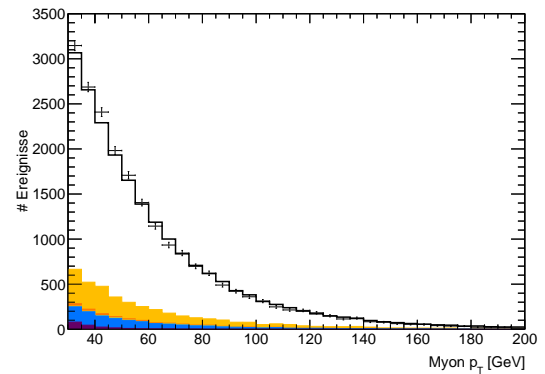
## 9.2 Endresultat der Ereignisselektion-Optimierung

Für die Bestimmung der Multijet-Verteilungen wird hier nach Empfehlung der ATLAS-Top-Gruppe die Matrix-Methode (siehe Kapitel 6) für den Myon-Kanal und Jet-Elektron-Methode für den Elektron-Kanal verwendet. In Abbildung 9.11 sind die Verteilungen des Transversalimpulses, der fehlenden Transversalenergie und des Jet-Transversalimpulses nach Abschätzung des Multijet-Untergrunds dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die simulierte Daten mit den gemessenen Daten gut übereinstimmen.

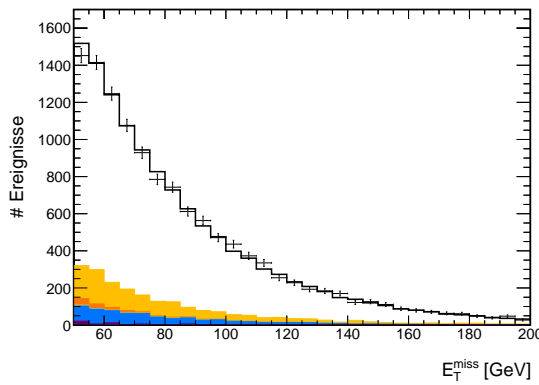
Wenn diese Verteilungen mit denjenigen aus Abschnitt 7.3 nach der Standard-Selektion verglichen werden, so fällt auf, dass mit der neuen Selektion der Multijet-Untergrund deutlich reduziert wurde. Das Verhältnis des Multijet-Untergrunds zu Daten beträgt bei der Standard-Selektion 1,2% im Elektron-Kanal und 2,6% in Myon-Kanal. Mit neuer Selektion verringert sich dieses Verhältnis auf 0,5% im Elektron-Kanal und auf 0,9% im Myon-Kanal. Damit lässt sich sagen, dass die Optimierung der Ereignisselektion sich gelohnt hat und das Ziel, den Multijet-Untergrund zu reduzieren, erreicht wurde.



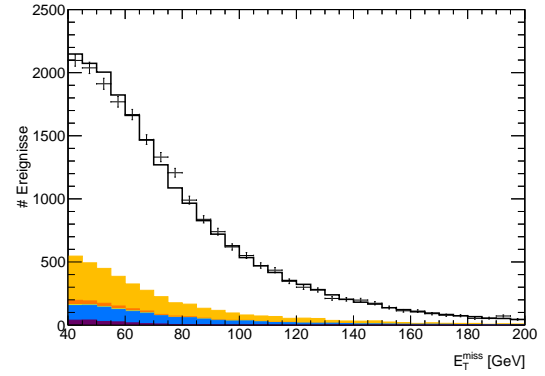
(a) Elektron-Kanal



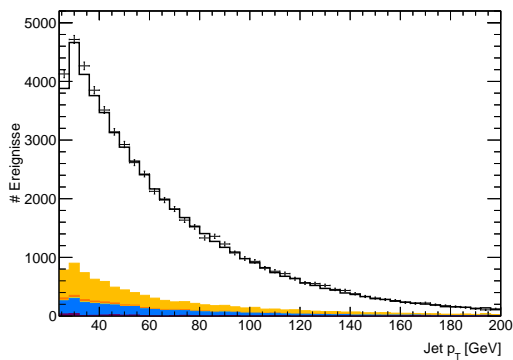
(b) Myon-Kanal



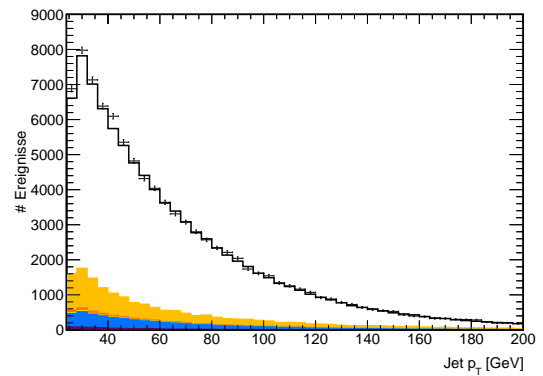
(c) Elektron-Kanal



(d) Myon-Kanal



(e) Elektron-Kanal



(f) Myon-Kanal

Abbildung 9.11: Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen nach der Optimierung der Ereignis Selektion und Multijet-Untergrund-Abschätzung: Transversalimpuls-Verteilung (a) von Myonen und (b) von Elektronen ,  $E_T^{\text{miss}}$ -Verteilung (c) im Myon-Kanal und (d) im Elektron-Kanal (d), Verteilung des Jet-Transversalimpulses (e) im Elektron-Kanal und (f) im Myon-Kanal.

Prozess	Elektron	Myon
$t\bar{t}$ -Signal	10441±24	16916±30
W+Jets	1306±31	2545±46
Z+Jets	122±4	208±5
WW,WZ,ZZ	22±1	40±1
Single-Top-Quark	690±8	1153±10
Multijet	63±31	201±40
$\Sigma$ Monte-Carlo	11337±52	21063±70
Daten	12644±113	21064±145
Signal/Untergrund	11,7	4,1
Multijet/Daten [%]	0,5	1,0

Tabelle 9.2: Zusammenfassung der Untergrund-Ergebnisse nach voller Selektion für den optimierten Schnitten.

	Elektron	Myon
Steigung $\lambda$	0,127±0,003	0,114±0,002
Ordinatenabschnitt $\kappa$	63,18±0,04	60,84±0,03
$\chi^2$ /# Freiheitsgrade	11,9/9	3,6/9

Tabelle 9.3: Fit-Ergebnisse der Kalibrationskurve für Elektron- und Myon-Kanal mit optimierten Schnitten.

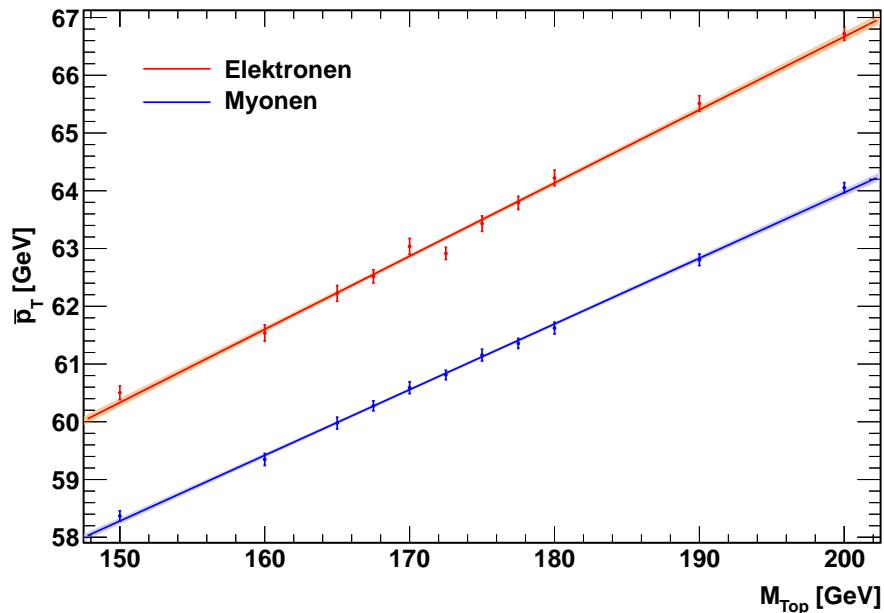


Abbildung 9.12: Kalibrationskurve der Transversalimpuls-Verteilung in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse für Elektron- und Myon-Kanal mit den optimierten Schnitten.

Um die Top-Quark-Masse zu bestimmen, wird zuerst der Mittelwert des Transversalimpulses ermittelt und gegen die verschiedenen Top-Quark-Masse aufgetragen. Die Kalibrationskurve ist in Abbildung 9.12 zu sehen. Die Fitergebnisse sind in Tabelle 9.3 zusammengefasst. Die Steigung der Kalibrationskurve verringert sich im Vergleich zu denjenigen mit Standard-Selektion um 1,6% für Elektronen und steigt um 2,6% für Myonen an. Dafür wird auch  $\chi^2$  niedriger, was einer bessere Beschreibung der Massenpunkten durch den linearen Fit entspricht.

		Elektron	Myon
Multijet $\uparrow$	Steigung $\lambda$	0,126 $\pm$ 0,003	0,114 $\pm$ 0,002
	Ordinatenabschnitt $\kappa$	63,18 $\pm$ 0,04	60,80 $\pm$ 0,03
	$\chi^2$ /# Freiheitsgrade	11,7/9	3,7/9
	$M_{\text{Top}}$ [GeV]	165,4 $\pm$ 2,2	163,6 $\pm$ 1,8
Multijet $\downarrow$	Steigung $\lambda$	0,127 $\pm$ 0,003	0,114 $\pm$ 0,002
	Ordinatenabschnitt $\kappa$	63,20 $\pm$ 0,04	60,80 $\pm$ 0,03
	$\chi^2$ /# Freiheitsgrade	11,7/9	3,7/9
	$M_{\text{Top}}$ [GeV]	165,3 $\pm$ 2,3	163,5 $\pm$ 1,8
$\Delta M_{\text{Top}}$ [GeV]		0,1	0,1

Tabelle 9.4: Fitergebnisse und Top-Quark-Masse aus Daten nach der Variation des Multijet-Untergrunds jeweils  $\pm 50\%$  im Elektron- und  $\pm 20\%$  im Myon-Kanal.

Danach wird der Multijet-Untergrund jeweils um  $\pm 50\%$  im Elektron-Kanal und jeweils  $\pm 20\%$  im Myon-Kanal variiert. Die Kalibrationskurven sind in Abbildung 9.13 dargestellt und die Fit-Ergebnisse in Tabelle 9.4 zusammengefasst. Die Fit-Werte verhalten sich bei der Variation in beiden Kanälen stabil. Die aus der Variation ermittelte systematische Unsicherheit beträgt 0,1 GeV im Elektron-Kanal und 0,3 GeV im Myon-Kanal.

Kanal	$\bar{p}_T$ [GeV]	Top-Quark-Masse [GeV]
Elektron	62,3 $\pm$ 0,3	165,4 $\pm$ 2,2 (stat) $\pm$ 0,1 (Multijet)
Myon	56,8 $\pm$ 0,2	163,5 $\pm$ 1,8 (stat) $\pm$ 0,1 (Multijet)

Tabelle 9.5: Aus Daten bestimmte Top-Quark-Masse jeweils für Elektron- und Myon-Kanal nach Anwendung der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit optimierter Ereignisselektion.

Die Ergebnisse der Top-Quark-Masse für den Elektron- und Myon-Kanal sind in Tabelle 9.5 zusammengefasst. Aus dem Vergleich mit früheren Arbeit [3] ist zu erkennen, dass die Top-Quark-Masse im Elektron-Kanal deutlich höher liegt. Im Myon-Kanal sind nur minimale Unterschiede feststellbar. Die statistische Unsicherheit ist von 13 GeV auf ca. 2 GeV gesunken, was anhand der höheren zur Verfügung stehenden Daten-Statistik auch erwartet wurde.

### 9.3 Verwendung von zwei Bottom-Quark-Jets

Das Top-Quark in ein  $W$ -Boson und ein Bottom-Quark. Bis jetzt wurde nur mindestens ein Jet verlangt, der aus  $b$ -Quark stammt. Um ein reineres  $t\bar{t}$ -Signal zu erhalten, werden hier zwei  $B$ -Jets verlangt. Die Ereignisausbeute nach dem Verlangen von 2  $B$ -Jets ist in der Tabelle 9.6 zusammengefasst.

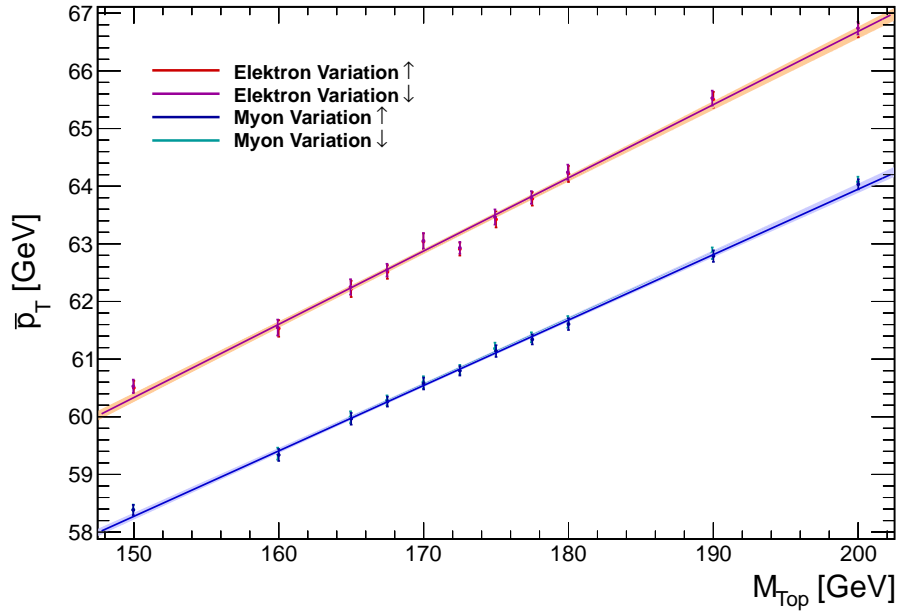


Abbildung 9.13: Kalibrationskurven des Transversalimpuls-Mittelwertes in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse mit der Multijet-Untergrund-Variation jeweils um  $\pm 50\%$  im Elektron-Kanal und um  $\pm 20\%$  im Myon-Kanal mit optimierten Schnitt.

Prozess	Elektron	Myon
$t\bar{t}$ -Signal	$5163 \pm 17$	$8935 \pm 22$
W+Jets	$168 \pm 12$	$328 \pm 16$
Z+Jets	$17 \pm 1$	$31 \pm 2$
WW,WZ,ZZ	$3 \pm 0$	$6 \pm 0$
Single-Top-Quark	$280 \pm 5$	$468 \pm 7$
Multijet	$3.3 \pm 2$	$35 \pm 7$
Daten	$5935 \pm 77$	$9804 \pm 99$
$\sum$ Monte-Carlo	$5933 \pm 22$	$9809 \pm 30$
Signal/Untergrund	11,7	10,2
Multijet/Daten [%]	0,1	0,4

Tabelle 9.6: Zusammenfassung der Ereignisausbeute nach der Verwendung von ein  $B$ -Jet und von zwei  $B$ -Jets.

Der Vergleich dieser Werten mit denjenigen aus der Tabelle 9.2 liefert folgende Erkenntnisse. Aus dem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist die Reinheit des  $t\bar{t}$ -Signals ersichtlich. Das Verhältnis steigt nach der Verwendung von 2  $B$ -Jets im Myon-Kanal deutlich an. In beiden Fällen sind die Daten durch die Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben. Das Verhältnis Daten zu Monte-Carlo beträgt in beiden Fällen ca. 1 : 1. Damit stimmen die Monte-Carlo-Erwartungen mit den Daten überein. In Abbildung 9.14 sind die Verteilungen vom Lepton-Transversalimpuls, der fehlenden Transversalenergie und dem Transversalimpuls der Jets jeweils für den Elektron-Kanal und für den Myon-Kanal dargestellt. Die Übereinstimmung ist hier noch deutlicher erkennbar.

Um zu erfahren, wie sich die Verwendung von 2  $B$ -Jets auf die Top-Quark-Masse auswirkt, wird der Mittelwert der Lepton-Transversalimpuls-Verteilung errechnet und gegen die Top-Quark-Masse aufgetragen. Die Kalibrationskurve ist in Abbildung 9.15 sowie die Fit-Ergebnisse in Tabelle 9.7 zu sehen. Die Steigung  $\lambda$  der Kalibrationskurve hat sich vergrößert, was eine höhere Sensitivität als bei der Verwendung der 1  $B$ -Jet entspricht (Vergleich Tabelle 9.3).

	Elektron	Myon
Steigung $\lambda$	0,142±0,003	0,126±0,002
Ordinatenabschnitt $\kappa$	62,53±0,04	60,30±0,03
$\chi^2/\#$ Freiheitsgrade	13,5/9	4,4/9

Tabelle 9.7: Fit-Parameter der Kalibrationskurve bei Verwendung von 2  $B$ -Jets für Elektron- und Myon-Kanal.

Für die systematische Unsicherheit aus dem Multijet-Untergrund wird dessen Variation wie zuvor durchgeführt. Die Fit-Ergebnisse dieser Variation sind in Abbildung 9.16 dargestellt und in Tabelle 9.8 zusammengefasst. Die aus dieser Variation hervorgehende systematische Unsicherheit ist kleiner als

		Elektron	Myon
Multijet $\uparrow$	Steigung $\lambda$	0,142±0,004	0,126±0,002
	Ordinatenabschnitt $\kappa$	63,53±0,04	60,30±0,03
	$\chi^2/\#$ Freiheitsgrade	13,5/9	4,4/9
	$M_{\text{Top}}$	167,9±2,8	164,3±2,3
Multijet $\downarrow$	Steigung $\lambda$	0,142±0,003	0,126±0,002
	Ordinatenabschnitt $\kappa$	62,54±0,04	60,30±0,03
	$\chi^2/\#$ Freiheitsgrade	13,5/9	4,4/9
	$M_{\text{Top}}$	167,8±2,8	164,3±2,3
$\Delta M_{\text{Top}}$		0,1	0,0

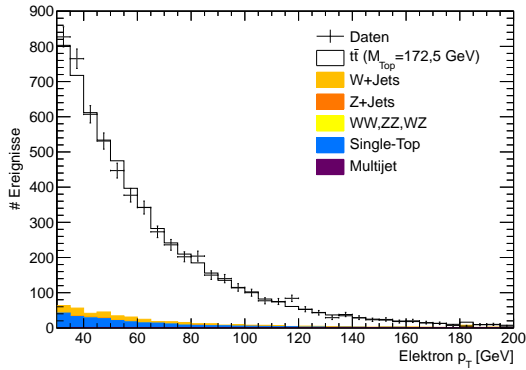
Tabelle 9.8: Darstellung der Fit-Ergebnissen der Variation des Multijet-Untergrunds jeweils um  $\pm 50\%$  im Elektron- und um  $\pm 20\%$  im Myon-Kanal.

bei Verwendung von mindestens einem  $B$ -Jet in beiden Kanälen. Im Myon-Kanal als auch im Elektron-Kanal ist diese fast vernachlässigbar.

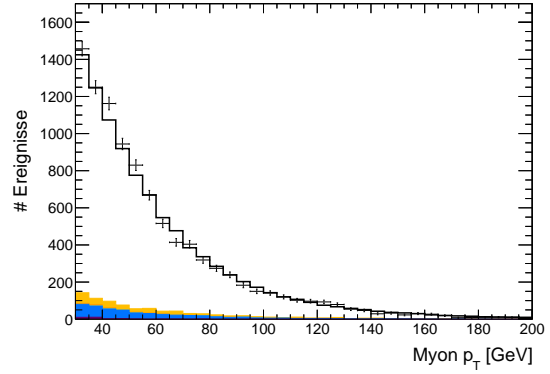
Die Ergebnisse der erhaltenen Top-Quark-Masse sind in der Tabelle 9.9 aufgelistet. Die Top-Quark-Masse im Elektron-Kanal steigt um 2,3% an, im Myon-Kanal ist nur ein minimaler Unterschied feststellbar. Dafür steigt aber die statische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse an, was auch auf die niedrigere Statistik zurückgeführt werden kann.

Zusammengefasst kann gesagt werden, dass die Verwendung von zwei  $B$ -Jets gute Ergebnisse her-

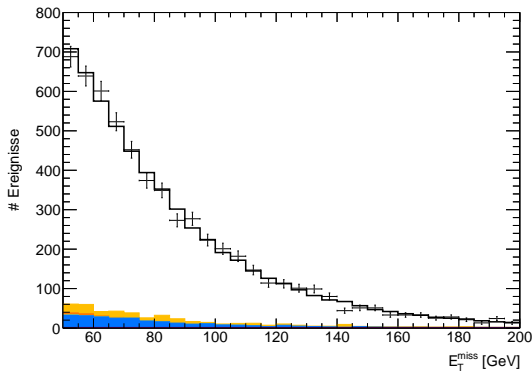




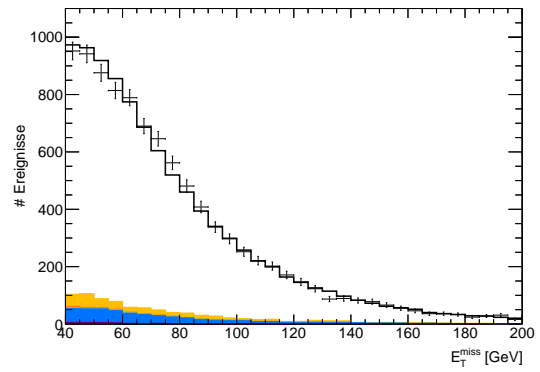
(a) Elektron-Kanal



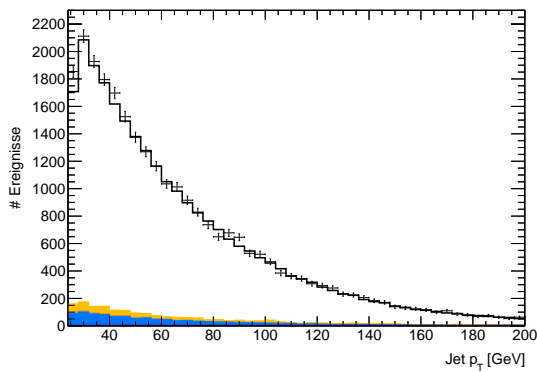
(b) Myon-Kanal



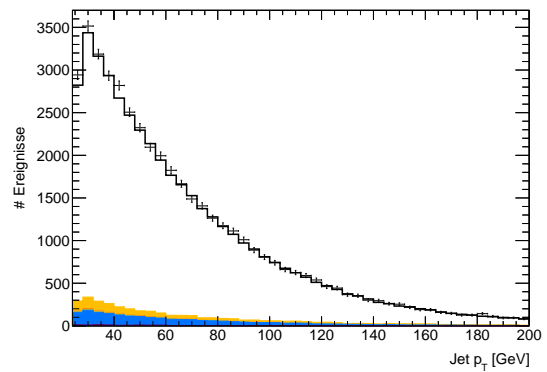
(c) Elektron-Kanal



(d) Myon-Kanal



(e) Elektron-Kanal



(f) Myon-Kanal

Abbildung 9.14: Vergleich von Daten und Monte-Carlo nach dem Verlangen von zwei  $B$ -Jets. Transversalimpuls-Verteilung von Myonen (a) und Elektronen (b),  $E_T^{\text{miss}}$ -Verteilung im Myon-Kanal (c) und im Elektron-Kanal (d), Jet-Transversalimpuls-Verteilung im Elektron-Kanal (e) und im Myon-Kanal (f).

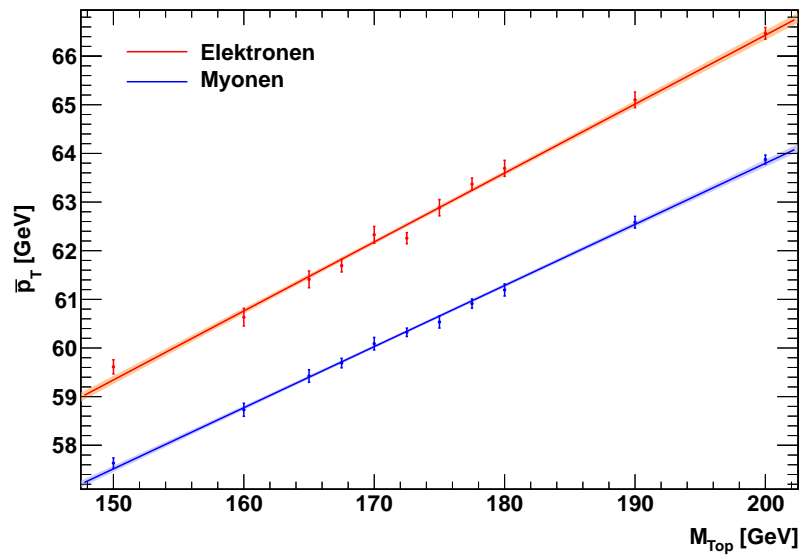


Abbildung 9.15: Linearer Fit des Mittelwertes des Lepton-Transversalimpulses in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse nach der Verwendung von 2 *B*-Jets.

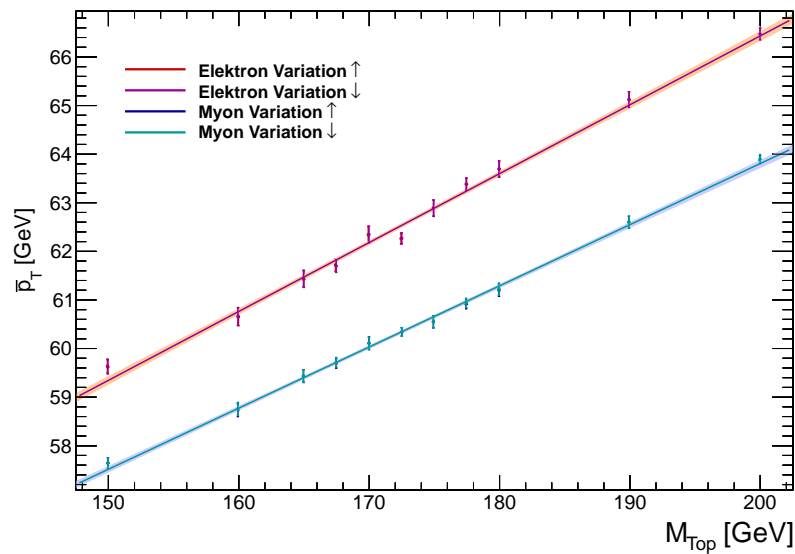


Abbildung 9.16: Ermittlung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse aus der Variation des Multijet-Untergrunds.

Kanal	$\bar{p}_T$ [GeV]	Top-Quark-Masse [GeV]
Elektron	$62,0 \pm 0,4$	$167,9 \pm 2,8$ (stat) $\pm 0,1$ (Multijet)
Myon	$59,3 \pm 0,3$	$164,3 \pm 2,3$ (stat) $\pm 0,0$ (Multijet)

Tabelle 9.9: Aus Daten bestimmte Top-Quark-Masse jeweils für Elektron- und Myon-Kanal nach dem Verlangen von mindestens 2 *B*-Jets.

vorgebracht hat. Es lohnt sich weiter daran zu arbeiten und zu analysieren.

Da die endgültigen  $B$ -Jet Skalierungsfaktoren erst kurz vor Fertigstellung der Arbeit zur Verfügung gestellt wurden, wird im Folgenden Kapiteln weiterhin nur  $\geq 1B$ -Jet verlangt.



# Kapitel 10

## Systematische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse

Bei der Bestimmung der Top-Quark-Masse werden neben der statistischen Unsicherheit auch systematische Unsicherheiten, die unter anderem durch Lepton-, Jet-Selektion und  $t\bar{t}$ -Signal-Modellierung hervorgehen, untersucht. Die systematischen Unsicherheiten werden nach den Vorschriften der ATLAS-Top-Gruppe evaluiert [75]. Für jeden systematischen Effekt wird die systematische Unsicherheit auf den Mittelwert des Transversalimpulses  $\Delta\bar{p}_T^{\text{sys}}$  bestimmt und damit die systematische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse wie folgt berechnet:

$$\Delta M_{\text{Top}}^{\text{sys}} = \frac{\Delta\bar{p}_T^{\text{sys}}}{\lambda}. \quad (10.1)$$

Im Folgenden werden die wichtigsten systematischen Effekte dieser Analyse vorgestellt und abgeschätzt. Vor allem wird die Abhängigkeit der Jet-Energie-Skala (JES) und -Auflösung von Elektron- und Myon-Rekonstruktion und -Identifikation untersucht. Es werden auch die systematischen Effekte der Generierung des  $t\bar{t}$ -Signals durch verschiedene Monte-Carlo-Generatoren führender und nächstführender Ordnung sowie die Partonschauer und die Fragmentierungs-Modelle weiterer Generatoren betrachtet. Zusätzlich werden die Auswirkungen der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand sowie die systematische Unsicherheit des Multijets- und  $W$ +Jets-Untergrunds untersucht, da diese in vielen Top-Quark-Analysen neben der JES eine der wichtigsten Unsicherheiten darstellen.

### 10.1 Systematische Effekte der Lepton-Selektion

Im Folgendem werden die Quellen der systematischen Effekten vorgestellt und evaluiert. Alle systematische Unsicherheiten sind mittels Monte-Carlo-Simulation ermittelt und in Tabelle 10.1 zusammengefasst.

#### Lepton-Energie-Auflösung und Skala

Für die Messung der Lepton-Energie-Auflösung und Skala wird der  $Z \rightarrow ll$ -Prozess in Verbindung mit der Tag-und-Probe-Methode und  $\Upsilon/\Psi \rightarrow ll$  oder  $E/p$  benutzt. Der Korrekturfaktor und die dazugehörige Unsicherheiten werden dann für den Vergleich der simulierten und der gemessenen Daten verwendet.

- **Elektron**

Die Energie des Elektrons wird in allen MC-Datensätzen verschmiert. Um den Effekt dieser Verschmierung zu erhalten, werden die MC-Datensätze jeweils hoch und runter mit einem Verschmierungsfaktor variiert. Mithilfe des von Egamma-Gruppe zur Verfügung gestellten Tools

werden anschließend diese Verschmierungsfaktoren berechnet. Danach wird die Lepton-Transversalimpuls-Methode jeweils auf diese Faktoren angewandt. Die Differenz zwischen erhaltenen Werten für  $\bar{p}_T$  werden als systematische Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse aufgrund der Energie-Auflösung berechnet.

Die Elektron-Energien in Daten sind standardmäßig skaliert. Der Skalierungsfaktor wird ebenfalls durch die von Egamma-Gruppe vorgegebenen Tools ermittelt. Die variierte Skalierungsfaktoren werden anschließend zu den MC-Ereignissen eingefügt. Die MC-Ereignisse werden dann mit nicht variierten Ereignissen verglichen und die Abweichung davon als systematische Unsicherheit evaluiert. Die Kalibrationskurve der Skalierungsfaktor-Variation ist in Abbildung B.1 zu sehen.

- **Myon**

Die Unsicherheit auf die Skalierungsfaktoren der Impulsauflösung im Myon-Kanal wird wie im Elektron-Kanal durch die zur Verfügung gestellten Tools ermittelt. Die Kalibrationskurve mit dem Einfluss der Skalierungsfaktoren der Impulsauflösung ist in Abbildung B.2 dargestellt.

Wie in Abschnitt 5.2 erklärt wurde, werden für die Myonen-Rekonstruktion sowohl Information vom Myon-Spektrometer als auch vom Inneren Detektor verwendet. Für die Bestimmung des systematischen Effekts auf die Auflösung und Verschmierung des Transversalimpulses wird diese Information getrennt betrachtet. Die Myonen werden jeweils für die Verschmierung im Myon-Spektrometer und für diejenige im Inneren Detektor mit dementsprechenden Skalierungsfaktoren variiert. Dadurch werden vier verschiedene Werte erhalten. Daraus wird der maximale und minimale Wert entnommen und aus deren Durchschnittswerten der systematische Fehler ermittelt.

## Lepton-Trigger-, Rekonstruktions- und Identifikations-Effizienzen

Die Fehl-Modellierung der Lepton-Trigger-, Rekonstruktions und Identifikations-Effizienzen in MC-Simulation kann mithilfe der Skalierungsfaktoren, die von den Messungen der Effizienzen in Daten abgeleitet sind, korrigiert werden. Dazu wird der  $Z \rightarrow ll$ - und  $W \rightarrow lv$ -Zerfall verwendet, um die Skalierungsfaktoren der Lepton-Kinematik zu erhalten. Die systematische Unsicherheit wird aus dem Vergleich der variierten Skalierungsfaktoren mit den nicht variierten bestimmt.

## 10.2 Systematische Unsicherheit von Jets

### Jet-Energie-Auflösung

Eine Abweichung der Energie-Auflösung der Jets wird bei der Verschmierung der Jet-Energie in MC-Ereignissen berücksichtigt, um die Auflösung an die Daten anzupassen. Die Abweichung des  $\bar{p}_T$  in Daten und in Monte-Carlo-Ereignissen wird als systematischer Fehler aufgefasst. Diese sind in Abbildung B.3 zu sehen.

### Jet-Energie-Skala

Bei der Kalibrierung des Kalorimeters gibt es systematische Unsicherheiten. Für die Bestimmung dieses systematischen Effekts werden die MC-Datensätze jeweils um  $\pm 1\sigma$  variiert. Die Differenz zwischen den variierten und nicht variierten Datensätzen wird als systematische Unsicherheit aufgefasst. Diese Variation ist in Abbildung B.4 dargestellt.

### Jet-Rekonstruktions-Effizienz

Die Jet-Rekonstruktions-Effizienz berücksichtigt die systematische Unsicherheiten bei der Rekonstruktionseffizienz der Jets. Jets wurden wahllos mittels `JetEfficiencyProvider` ausgewählt und aus dem Ereignis entfernt. Die Verteilungen werden danach verglichen und aus den Unterschieden die systematische Unsicherheit ermittelt.

### Jet-Vertex-Fraction (JVF)

Es gibt zwei verschiedene Quellen für die systematische Unsicherheit, die aus der Jet-Vertex-Fraction hervorgeht. Zum einen die durch Fit-Unsicherheit unter Verwendung der Kovarianz-Matrix und zum anderen durch die Selektion-Unsicherheit. Die Skalierungsfaktoren für JVF werden nach oben und unten variiert und aus den Differenzen zur zentralen Top-Quark-Masse die systematische Unsicherheit errechnet.

### Skalierungsfaktor für Heavy- und Light-Flavour-B-Tag

Alle Jets in MC-Ereignissen wurden in Abhängigkeit von ihrem Flavour kalibriert. Die Heavy-Flavour-Jets, die von  $b$ - und  $c$ -Quarks herrühren, unterscheiden sich von den Light-Flavour-Jets, die aus leichten Quarks stammen. Dementsprechend haben diese unterschiedlichen Einfluss auf die hier verwendete Methode. Um diese Effekte zu berücksichtigen, werden variierte Skalierungsfaktoren jeweils getrennt für Light-Flavour und Heavy-Flavour eingefügt und das Resultat neu evaluiert.

## 10.3 Der Effekt von Untergrund-Ereignissen

Nach vollständiger Ereignis-Selektion bilden  $W$ +Jets- und Multijet-Ereignisse einen Untergrundanteil im  $t\bar{t}$ -Signal von ca. 17-19% in beiden Kanal (siehe Tabelle 9.2). Die systematische Unsicherheit von Multijet-Untergrund wurde bereits im Abschnitt 9.2 untersucht und ist in Abbildung B.5 dargestellt.

In wie fern der  $W$ +Jets-Form zur systematischen Unsicherheit beiträgt, wird im Folgenden untersucht. Es werden zwei Quellen systematischer Unsicherheiten, die aus  $W$ +Jets-Form resultieren, betrachtet. Zum einen wird der Generatorschnitt bei minimalen  $\text{Jet-}p_T \geq 10$  GeV und zum anderen die Funktion aus der Faktorisierung berücksichtigt. Hier wird der  $W$ +Jets-Form mit MC-Simulation abgeschätzt. Die Werte der beiden Quellen werden quadratisch addiert und daraus wird systematische Unsicherheit bestimmt.

## 10.4 Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (ISR/FSR)

Wie bereits in Abschnitt 4.3.3 erläutert, können die Gluonen entweder vor der hochenergetischen Wechselwirkung der Partonen oder danach abgestrahlt werden. Das heißt, dass sowohl wechselwirkende Partonen als auch aus der Kollision stammende Top-Quarks die Gluonen emittieren können. Für die Bestimmung der daraus resultierenden systematischen Effekte wurden von der ATLAS-Top-Gruppe zwei Datensätze bereitgestellt, die in Tabelle 4.2 aufgelistet sind. Bei diesen Datensätzen wird der AcerMC-Generator für die Ereignis-Generierung und PYTHIA für die Simulation von Partonschauer, Hadronisierung und Zerfälle angewandt, wobei ein Datensatz mehr und der andere weniger Partonschauer beinhaltet. Die Differenz der Durchschnittswerte der  $p_T$ -Verteilung wird ausgewertet und als systematischer Effekt interpretiert. Der Unterschied der Lepton-Transversalimpuls-Verteilungen ist in Abbildung B.6 dargestellt.

## 10.5 Systematik auf Monte-Carlo-Generator

Die  $t\bar{t}$ -Ereignisse werden standardmäßig mit dem MC@NLO-Generator generiert und Hadronisierung sowie Partonschauer mit HERWIG modelliert. Um den Einfluss verschiedener Generatoren zu untersuchen, werden zwei NLO-Generatoren, MC@NLO und POWHEG miteinander verglichen. Beim MC@NLO-Generator werden die doppelten Beiträge der Partonschauer und Gluonabstrahlung mit  $\pm 1$  gewichtet. Im Gegensatz dazu verwendet der POWHEG-Generator nur positive Gewichtung. Zusätzlich wurde ein Vergleich zwischen den Generatoren MC@NLO und ALPGEN durchgeführt.

Der POWHEG-Generator kann mit anderen Generatoren wie HERWIG und PYTHIA, die auch Hadronisierung und Partonschauer generieren, kombiniert werden. Im Folgenden werden die HERWIG- und PYTHIA-Programme in Kombination mit POWHEG miteinander verglichen.

### Vergleich zwischen MC@NLO- und POWHEG- mit HERWIG-Generator

Die Berechnung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse wird mit den Ereignissen, die mit MC@NLO-Generator simuliert wurden, und mit den Ereignissen die mit dem POWHEG- mit HERWIG-Generator simuliert wurden, durchgeführt. Die Differenz der Werte wird als systematischer Fehler aufgefasst. Der Unterschied der Lepton-Transversalimpuls-Verteilung ist in Abbildung B.7 zu sehen.

### Vergleich zwischen MC@NLO- und ALPGEN- mit HERWIG-Generator

Die Vorgehensweise hier ist die gleiche wie beim Vergleich zwischen den MC@NLO- und POWHEG-Generatoren. Der Unterschied des Lepton-Transversalimpulses ist in Abbildung B.8 zu sehen, wobei hier berücksichtigt werden soll, dass zur Simulation der Partonschauer zwei unterschiedliche Generatoren verwendet wurden. Die systematische Unsicherheit wird anschließend aus dem Vergleich der beiden errechnet. Dabei wird der größte Wert der beiden Differenzen als systematische Unsicherheit angenommen und als negative und positive systematische Unsicherheit evaluiert.

### Partonschauer und Fragmentations-Modell

Hier werden die  $t\bar{t}$ -Datensätze verglichen, bei denen die Ereignisse mit dem POWHEG-Generator simuliert wurden, und die Simulation der Partonschauer, der Hadronisierung sowie der Zerfälle zum einen mit dem HERWIG- und zum anderen mit dem PYTHIA-Generator generiert wurden. Die Differenz im Mittelwert der Transversalimpuls-Verteilung unter Verwendung der verschiedenen Generatoren wird gemessen und die systematische Unsicherheit bestimmt. Die Differenz der Lepton-Transversalimpuls-Verteilungen ist in der Abbildung B.9 dargestellt.

### Underlying-Event

Die systematische Unsicherheit auf das „underlying event“ (siehe Abschnitt 5.3) wurde ausgerechnet, indem zur Simulation der Datensätze der AcerMC-Generator und PYTHIA verwendet wurde. Von der ATLAS-Top-Gruppe wurden dazu zwei Samples, eins mit mehr und ein anderes mit weniger „underlying event“-Aktivität, zur Verfügung gestellt. Der Durchschnittswert der Differenzen in der Transversalimpuls-Verteilung wird als systematische Unsicherheit aufgefasst. In Abbildung B.10 sind diese Differenzen dargestellt.



## 10.6 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

In diesem Kapitel sind verschiedene Ursachen für systematischen Unsicherheiten vorgestellt worden. Die systematischen Unsicherheiten auf die Top-Quark-Masse sind in Tabelle 10.1 zusammengefasst. Die Bestimmung der einzelnen Unsicherheiten wurde in den voran gegangenen Abschnitten beschrieben. Die gesamte ermittelte systematische Unsicherheit resultiert aus quadratischer Addition der Einzelunsicherheiten, wobei die einzelne Beiträge als unkorreliert betrachtet wurden.

Der systematische Effekt auf die Lepton-Selektion liefert insgesamt einen minimalen Beitrag. Für Elektronen kommt der größte Beitrag aus der Systematik der Energie-Skala und der Jet-Energie-Auflösung. Die systematische Unsicherheit der Jets, die aus schweren Quarks ( $b$ -,  $c$ -Quark) stammen, kann für beide Kanäle nicht vernachlässigt werden.

Der Beitrag der systematischen Unsicherheit der Elektronen bei der Myon-Selektion kann aufgrund statistischen Fluktuation verursacht werden. Das gleiche gilt auch für den systematischen Fehler-Beitrag der Myonen bei der Elektron-Selektion. Im Myon-Kanal liefern bei Lepton-Selektion die Jet-Energie-Auflösung und  $W$ +Jet Form einen großen Beitrag zur systematischen Unsicherheit.

Die maximale Unsicherheit der Jet-Energie-Skala im Elektron- und Myon-Kanal kann dabei vollständig auf die Wahl der Jet-Selektion zurückgeführt werden. Die Unsicherheiten in der Form des  $W$ +Jets-Untergrundes und in der Normierung des Multijet-Untergrundes führt zu einem größeren Effekt im Elektron-Kanal als im Myon-Kanal. Die Differenz der systematischen Effekte zwischen Elektron-Kanal und Myon-Kanal wird bei der Betrachtung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses deutlicher. Der Anteil vom  $W$ +Jets-Untergrund in  $t\bar{t}$ -Signal beträgt 13% und Multijet-Anteil 6,1% im Elektron-Kanal. Im Myon-Kanal liegt der Anteil des  $W$ +Jets-Untergrundes im  $t\bar{t}$ -Signal bei 15,8% und der des Multijet-Untergrundes bei 1,2%. Demzufolge liefert die  $W$ +Jets-Form und die Multijet-Untergrund-Normierung unterschiedlich systematische Unsicherheiten.

Die systematischen Effekte unter Verwendung verschiedener Monte-Carlo-Generatoren nächstführender Ordnung sowie verschiedener Generatoren für Simulation der Partonschauer und der Hadronisierung liefern den größten Beitrag in beiden Kanälen. Da die verwendeten Datensätze höhere Statistik enthalten, ist es hier möglich diesen Einfluss präzise abzuschätzen. Auch aufgrund der großen zur Verfügung stehender Statistik in den simulierten Daten ist der Beitrag der systematischen Unsicherheit auf die Gluonenabstrahlung im Anfangs- und Endzustand vernachlässigbar.

Insgesamt liegt die systematische Unsicherheit im Myon-Kanal etwas höher als diejenige im Elektron-Kanal.

	$\Delta M_{\text{Top}}^{\text{sys}}$ [GeV]	
	Elektron	Myon
<b>Lepton-Systematik</b>		
El.-Energie-Auflösung	+0,0 -0,1	+0,0 -0,2
El.-Energie-Skala	+1,4 -0,6	+0,2 -0,3
El.-Trigger+Reko.+Ident.-Effizienz	+0,2 -0,3	+0,0 -0,2
Myon- $p_{\text{T}}$ -Auflösung	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$
Myon- $p_{\text{T}}$ -Skala	$\pm 0,2$	$\pm 0,4$
Myon-Trigger+Reko.+Ident.-Effizienz	+0,2 0,0	+0,3 -0,4
<b>Jet-Systematik</b>		
Jet-Energie-Auflösung	$\pm 1,4$	$\pm 1,7$
Jet-Energie-Skala	+1,3 -1,2	+1,0 -0,2
Jet-Rekonstruktions-Effizienz	$\pm 0,0$	$\pm 0,2$
Jet-Vertex-Fraction SF	$\pm 0,1$	+0,4 -0,1
$b$ -Tag Heavy Flavour SF	+1,1 -0,7	$\pm 0,7$
$b$ -Tag Light Flavour SF	$\pm 0,2$	+0,1 -0,4
<b>Untergrund-Systematik</b>		
W+Jets-Form	$\pm 0,2$	$\pm 1,2$
Multijet-Normierung	+0,1 -0,0	+0,1 -0,0
<b>systematische Unsicherheit</b>	+2,6 -2,1	+2,5 -2,4
<b><math>t\bar{t}</math>-Signal-Modellierung</b>		
ISR/FSR	$\pm 0,0$	$\pm 0,5$
Partonschauer- und Fragmentations-Modell	$\pm 3,0$	$\pm 3,5$
MC-Generator	$\pm 4,2$	$\pm 4,6$
Underlying Event	$\pm 0,6$	$\pm 0,1$
<b>Gesamter systematischer Fehler</b>	+5,8 -5,6	$\pm 6,3$

Tabelle 10.1: Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten der untersuchten Effekten.

# Kapitel 11

## Zusammenfassung der Top-Quark-Massenmessung

In dieser Analyse wurden die Daten verwendet, die mit ATLAS-Detektor am LHC in Genf mit einer integrierten Luminosität von  $\int \mathcal{L} dt = 4,71 \text{ fb}^{-1}$  im Jahr 2011 aufgenommen wurden. Für die Bestimmung der Top-Quark-Masse wurde die Lepton-Transversalimpuls-Methode im Lepton+Jets-Kanal verwendet.

Die Top-Quark-Masse wurde aus den Mittelwert der Lepton-Transversalimpuls-Verteilung bestimmt. Sowohl für den Elektron-Kanal als auch für den Myon-Kanal wurde die lineare Abhängigkeit bestätigt. Die Mittelwerte der Transversalimpulse wurden jeweils für Elektronen und Myonen in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse aufgetragen und linear gefittet.

Für die Reduktion des Untergrunds wurde die Ereignisselektion optimiert, wobei unter anderen Indikatoren die  $t\bar{t}$ -Signal-Signifikanz in Abhängigkeit vom Lepton-Transversalimpuls, Jet-Transversalimpuls und von der fehlende Transversalenergie betrachtet wurde. Zusammen mit den anderen Untersuchungen wurden neue Selektions-Schnitte ausgewählt, die im Maximum-Bereich der  $t\bar{t}$ -Signal-Signifikanz lagen. Auf die Verteilungen mit neuer Ereignisselektion wurde die Lepton-Transversalimpuls-Methode angewandt und die Top-Quark-Masse bestimmt.

Die Effekte der systematischen Unsicherheiten wurden untersucht und die systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse evaluiert. Die Unsicherheit der Jet-Energie-Skala liefert, wie erwartet, einen minimalen Effekt.

Die Ergebnisse der Top-Quark-Masse samt der statistischer und systematischer Unsicherheit sind im Folgenden jeweils für den Elektron- und Myon-Kanal aufgelistet.

Kanal	$\bar{p}_T$ [GeV]	Top-Quark-Masse [GeV]
Elektron	$62,3 \pm 0,3$	$165,4 \pm 2,2$ (stat) $^{+5,8}_{-5,6}$ (sys)
Myon	$56,8 \pm 0,2$	$163,5 \pm 1,8$ (stat) $\pm 6,3$ (sys)

Aus dem Endergebnis lässt sich schließen, dass die Messung in beiden Kanälen ca. um 6% von den Ergebnissen am Tevatron (siehe Gleichung 2.3) abweicht.

In dieser Arbeit wurde weitere eine Studien zum Erhöhung des  $t\bar{t}$ -Signal-Verhältnisses durchgeführt, indem hier zusätzlich mindestens zwei  $b$ -Jets in der Ereignisselektion verlangt wurden. Das  $t\bar{t}$ -Signal-Verhältnis steigt dabei auf 7,2 im Elektron-Kanal und auf 10,2 im Myon-Kanal an. Diese Studien sieht vielversprechend und bittet ein Potential zu weiteren Verbesserungen.



# Anhang A

## Verwendete Monte-Carlo-Datensätze

### Single-Top-Quark-Datensätze

$M_{\text{Top}}$ [GeV]	s-Kanal					
	$e\nu$			$\mu\nu$		
	Datensatz	$\sigma$ [pb]	Ereignisse	Datensatz	$\sigma$ [pb]	Ereignisse
160	107963	0,63	100000	107964	0,64	100000
165	117883	0,62	100000	117884	0,62	100000
167,5	117893	0,56	100000	117894	0,56	100000
170	107973	0,50	100000	107974	0,50	100000
172,5	108343	0,50	300000	108344	0,50	300000
175	117913	0,45	100000	117914	0,44	100000
177,5	117903	0,44	100000	117904	0,44	100000
180	107983	0,40	100000	107984	0,40	100000
190	107993	0,32	100000	107994	0,32	100000
200	117923	0,26	100000	117924	0,26	100000

Tabelle A.1: Übersicht der verwendeten Single-Top-Quark-Datensätzen (s-Kanal) mit variierenden Top-Quark-Massen

$M_{\text{Top}}$ [GeV]	$t$ -Kanal						$Wt$ -Kanal		
	$e\nu$			$\mu\nu$			Datensatz	$\sigma$ [pb]	Ereignisse
150	117150	8,82	1000000	117151	8,81	1000000	117956	22,05	2000000
160	117160	7,92	1000000	117161	7,92	1000000	107966	18,43	2000000
165	117080	7,51	1000000	117081	7,51	1000000	117886	18,01	2000000
167,5	117090	7,32	1000000	117091	7,33	1000000	117896	17,22	2000000
170	117170	7,13	1000000	117171	7,14	1000000	107976	15,37	2000000
172,5	117360	6,97	200000	117361	6,97	200000	108346	15,74	900000
175	117110	6,80	1000000	117111	6,80	1000000	117916	13,94	2000000
177,5	117110	6,80	1000000	117101	6,65	1000000	117906	14,40	2000000
180	117180	6,50	1000000	117181	6,50	1000000	107986	12,81	2000000
190	117190	5,95	1000000	117191	5,95	1000000	107996	10,80	2000000
200	117120	5,50	1000000	117121	5,50	1000000	117926	9,20	2000000

Tabelle A.2: Übersicht der verwendeten Single-Top-Quark-Datensätzen ( $t$ - und  $Wt$ -Kanal) mit variierenden Top-Quark-Massen

## Datensätze zur Abschätzung des Untergrundes

Datensatz	Prozess	$\sigma[\text{pb}]$	$\int \mathcal{L} dt [\text{pb}^{-1}]$	Ereignisse
<i>Z+Jets</i>				
107650	$Z \rightarrow ee+0$ Parton	835,40	7922,29	304500
107651	$Z \rightarrow ee+1$ Parton	167,95	7945,82	63500
107652	$Z \rightarrow ee+2$ Parton	50,67	15982,62	19500
107653	$Z \rightarrow ee+3$ Parton	13,95	15770,61	5500
107654	$Z \rightarrow ee+4$ Parton	3,60	16666,67	1500
107655	$Z \rightarrow ee+5$ Parton	1,04	19267,82	500
107660	$Z \rightarrow \mu\mu+0$ Parton	835,85	7913,90	304000
107661	$Z \rightarrow \mu\mu+1$ Parton	167,67	7956,45	63000
107662	$Z \rightarrow \mu\mu+2$ Parton	50,41	8033,07	19000
107663	$Z \rightarrow \mu\mu+3$ Parton	13,98	7862,76	5500
107664	$Z \rightarrow \mu\mu+4$ Parton	3,44	8726,00	1500
107665	$Z \rightarrow \mu\mu+5$ Parton	0,96	10384,22	500
107670	$Z \rightarrow \tau\tau+0$ Parton	835,5	121702,79	303500
107671	$Z \rightarrow \tau\tau+1$ Parton	168,51	19787,16	63500
107672	$Z \rightarrow \tau\tau+2$ Parton	50,45	19917,68	19500
107673	$Z \rightarrow \tau\tau+3$ Parton	14,06	34849,42	5500
107674	$Z \rightarrow \tau\tau+4$ Parton	3,48	41570,81	1500
107675	$Z \rightarrow \tau\tau+5$ Parton	0,96	46728,57	500
<i>Z + bb+Jets</i>				
109300	$Z \rightarrow ee + bb+0$ Parton	8,21	18263,73	150000
109301	$Z \rightarrow ee + bb+1$ Parton	3,10	32258,06	100000
109302	$Z \rightarrow ee + bb+2$ Parton	1,11	35938,90	40000
109303	$Z \rightarrow ee + bb+3$ Parton	0,48	20491,80	10000
109305	$Z \rightarrow \mu\mu + bb+0$ Parton	8,20	18286,59	150000
109306	$Z \rightarrow \mu\mu + bb+1$ Parton	3,08	32283,42	100000
109307	$Z \rightarrow \mu\mu + bb+2$ Parton	1,11	35938,90	40000
109308	$Z \rightarrow \mu\mu + bb+3$ Parton	0,49	20489,75	10000
109310	$Z \rightarrow \tau\tau + bb+0$ Parton	8,21	18263,73	150000
109311	$Z \rightarrow \tau\tau + bb+1$ Parton	3,11	32123,03	100000
109312	$Z \rightarrow \tau\tau + bb+2$ Parton	1,11	35938,90	40000
109313	$Z \rightarrow \tau\tau + bb+3$ Parton	0,49	18442,62	10000

Tabelle A.3: Übersicht über die mit ALPGEN und HERWIG/JIMMY generierten Z+Jets- und Z + bb+Jets-Datensätze

Datensatz	Prozess	$\sigma[\text{pb}]$	$\int \mathcal{L}dt [\text{pb}^{-1}]$	Ereignisse
<i>W+Jets</i>				
107680	$W \rightarrow ee+0$ Parton	8288,88	416,43	10495000
107681	$W \rightarrow ee+1$ Parton	1561,14	1597,22	7470000
107682	$W \rightarrow ee+2$ Parton	452,24	8302,78	3770000
107683	$W \rightarrow ee+3$ Parton	121,83	8290,44	1010000
107684	$W \rightarrow ee+4$ Parton	30,72	8054,12	1075000
107685	$W \rightarrow ee+5$ Parton	8,36	8333,21	1000000
107690	$W \rightarrow \mu\mu+0$ Parton	8284,22	417,02	10495000
107691	$W \rightarrow \mu\mu+1$ Parton	1560,55	1596,55	7500000
107692	$W \rightarrow \mu\mu+2$ Parton	451,79	8290,11	3770000
107693	$W \rightarrow \mu\mu+3$ Parton	121,71	8145,67	1010000
107694	$W \rightarrow \mu\mu+4$ Parton	30,74	8250,81	1000000
107695	$W \rightarrow \mu\mu+5$ Parton	8,36	8429,67	1000000
107700	$W \rightarrow \tau\tau+0$ Parton	8283,50	411,74	7000000
107701	$W \rightarrow \tau\tau+1$ Parton	1559,35	1597,95	5000000
107702	$W \rightarrow \tau\tau+2$ Parton	451,63	8265,60	3770000
107703	$W \rightarrow \tau\tau+3$ Parton	121,84	8291,84	1010000
107704	$W \rightarrow \tau\tau+4$ Parton	30,72	8124,73	1000000
107705	$W \rightarrow \tau\tau+5$ Parton	8,36	7694,13	1000000

Tabelle A.4: Übersicht über die mit ALPGEN und HERWIG/JIMMY generierten  $W$ +Jets-Datensätze

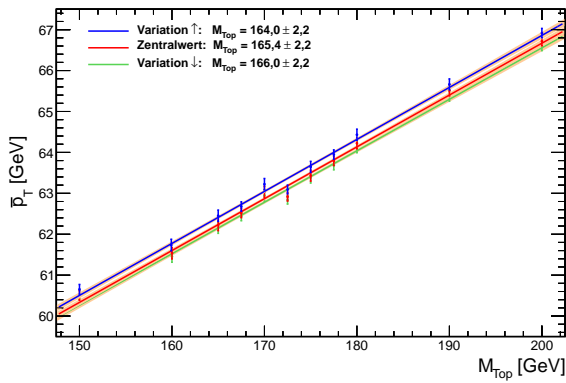
Datensatz	Prozess	$\sigma[\text{pb}]$	$\int \mathcal{L}dt [\text{pb}^{-1}]$	Ereignisse
<i>W + bb+Jets</i>				
107280	$W \rightarrow bb+\text{NP0}$ FULL	56,82	8365,57	1000000
107281	$W \rightarrow bb+\text{NP1}$ FULL	42,91	4776,33	1240000
107282	$W \rightarrow bb+\text{NP2}$ FULL	20,80	8385,34	175000
107283	$W \rightarrow bb+\text{NP3}$ FULL	9,13	8798,27	700000
<i>W + c+Jets</i>				
117293	$W \rightarrow c+0j$ FULL	979,48	6562,45	6500000
117294	$W \rightarrow c+1j$ FULL	311,60	6642,00	2070000
117295	$W \rightarrow c+2j$ FULL	77,21	6734,02	520000
117296	$W \rightarrow c+3j$ FULL	17,33	6636,66	115000
117297	$W \rightarrow c+4j$ FULL	4,25	7048,87	30000
<i>W + cc+Jets</i>				
117284	$W \rightarrow cc+\text{NP0}$ FULL	153,04	8985,92	255000
117285	$W \rightarrow cc+\text{NP1}$ FULL	125,62	8677,13	206500
117286	$W \rightarrow cc+\text{NP2}$ FULL	62,50	8399,15	103500
117287	$W \rightarrow cc+\text{NP3}$ FULL	20,35	8353,81	34000
<i>Diboson</i>				
105985	WW	17,02	146253,94	2490000
105986	ZZ	1,27	197784,02	250000
105987	WZ	5,54	180388,96	1000000

Tabelle A.5: Übersicht über die mit ALPGEN und HERWIG/JIMMY generierten  $W$ +heavy-Quarks+Jets-Datensätzen sowie über die mit HERWIG generierten Diboson-Datensätze

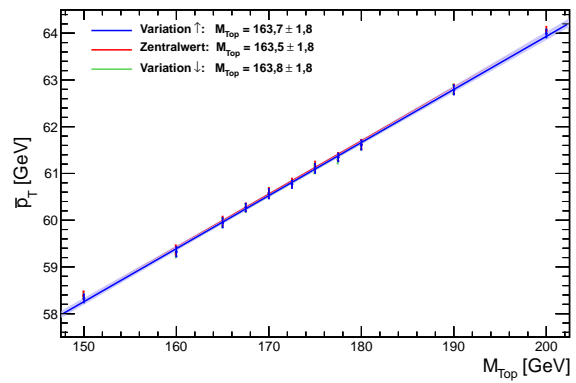


# Anhang B

## Systematische Unsicherheiten

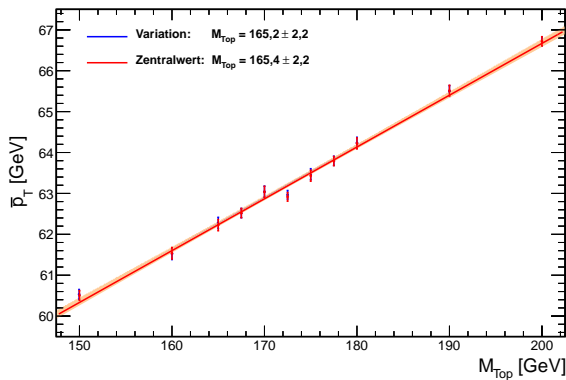


(a) Elektron-Kanal

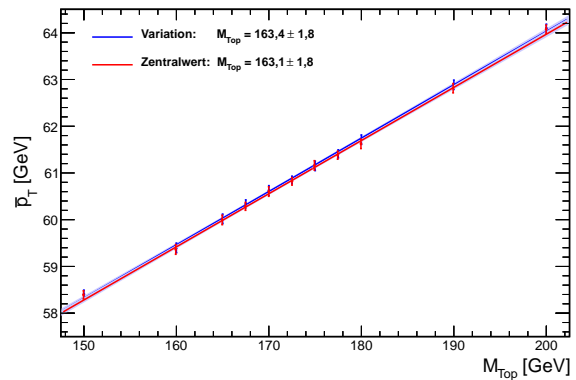


(b) Myon-Kanal

Abbildung B.1: Kalibrationskurve der Variation der Elektron-Energie-Skala für die Berechnung der systematischen Unsicherheit (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

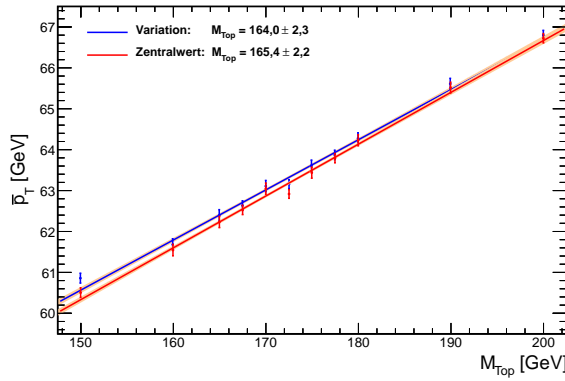


(a) Elektron-Kanal

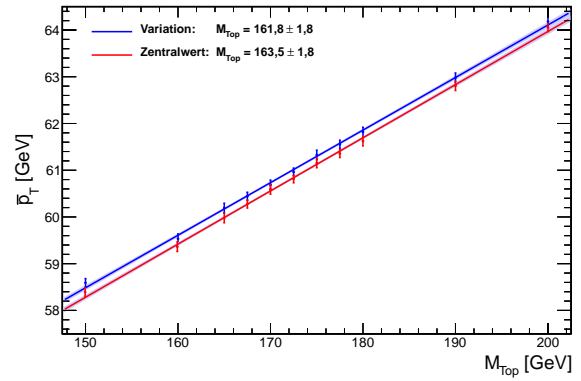


(b) Myon-Kanal

Abbildung B.2: Darstellung der Variation der Myon-Transversalimpuls-Skala für die Ermittlung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

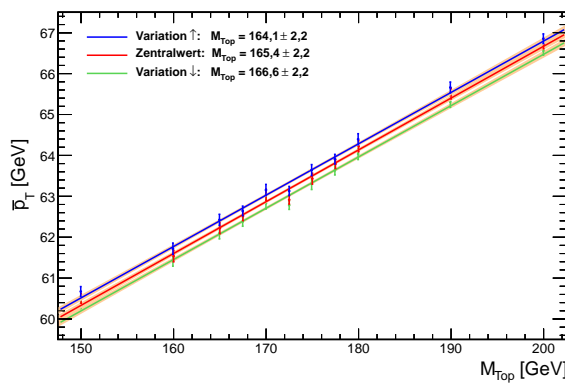


(a) Elektron-Kanal

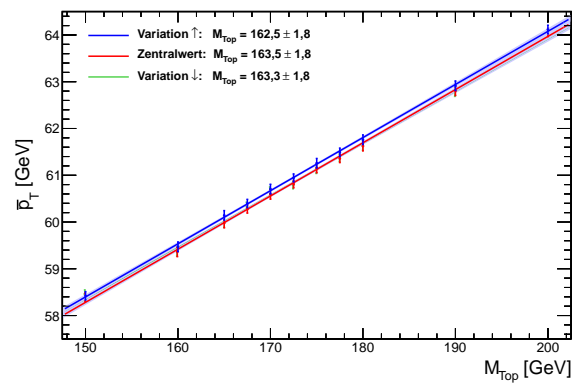


(b) Myon-Kanal

Abbildung B.3: Darstellung der Variation der Jet-Energie-Auflösung für die Ermittlung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

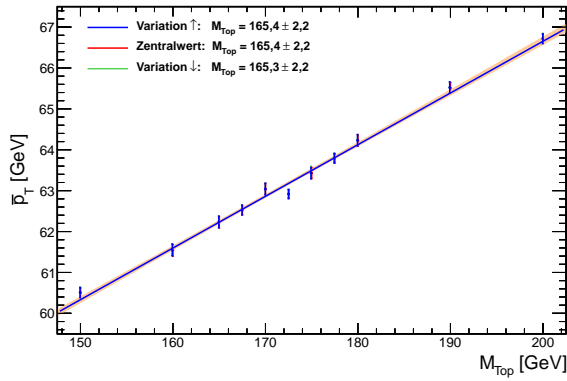


(a) Elektron-Kanal

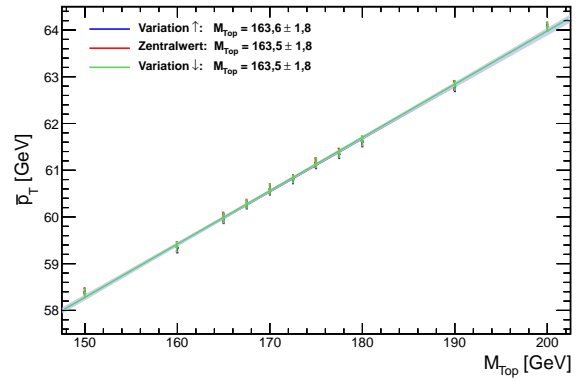


(b) Myon-Kanal

Abbildung B.4: Einfluss der Jet-Energie-Skala auf die systematischen Unsicherheit (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

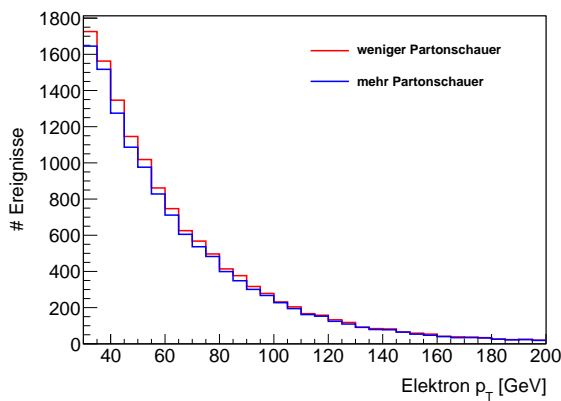


(a) Elektron-Kanal

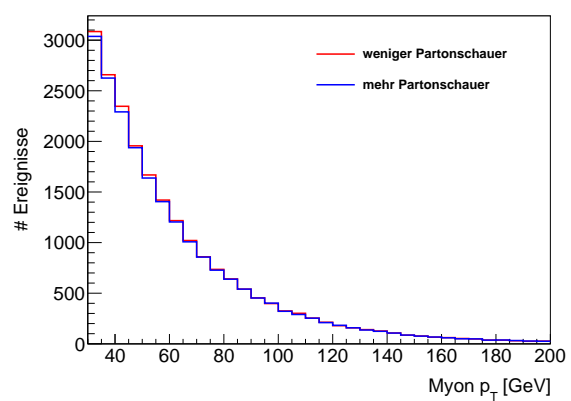


(b) Myon-Kanal

Abbildung B.5: Variation des Multijet-Untergrundes jeweils um  $\pm 50\%$  (a) im Elektron-Kanal und um  $\pm 20\%$  (b) im Myon-Kanal für die Berechnung der systematischen Fehler.



(a) Elektron-Kanal



(b) Myon-Kanal

Abbildung B.6: Transversalimpuls-Verteilungen mit Variation der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (ISR/FSR) (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.

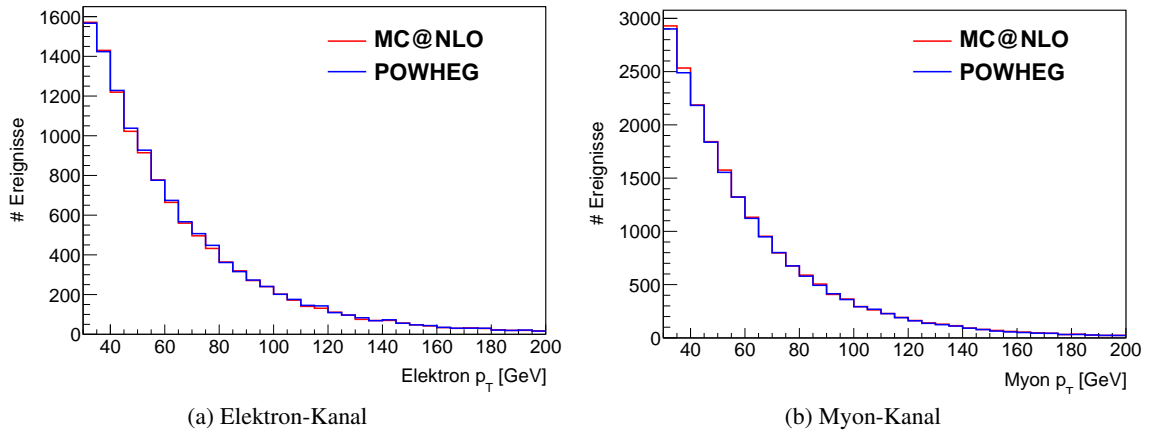


Abbildung B.7: Transversalimpuls-Verteilungen (a) für Elektronen und (b) für Myonen für die Datensätze, die mit MC@NLO- und POWHEG-Generator simuliert wurden.

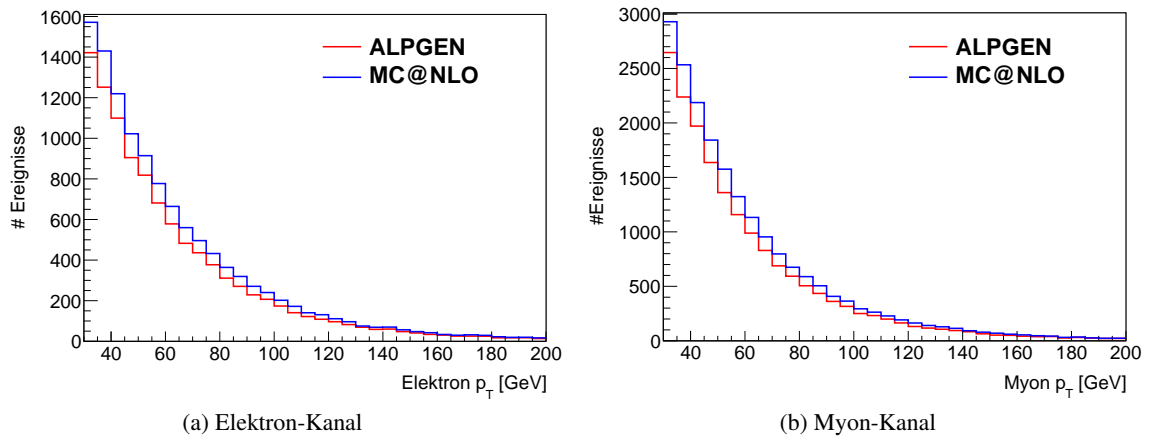
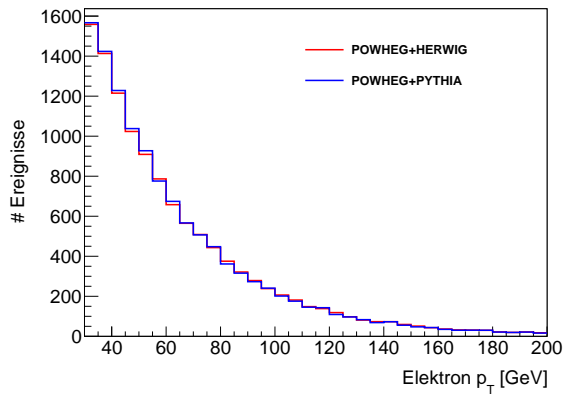
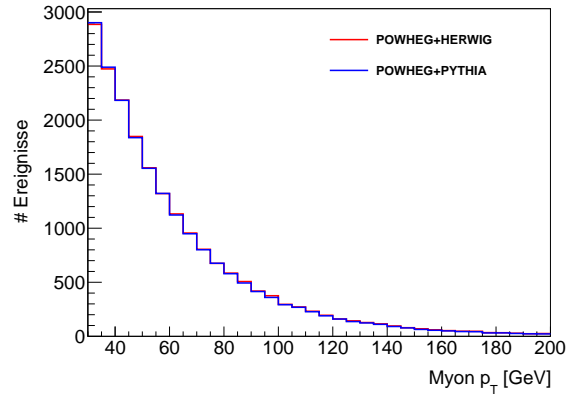


Abbildung B.8: Transversalimpuls-Verteilungen (a) für Elektronen und (b) für Myonen für die Datensätze, mit MC@NLO- und ALPGEN-Generator simuliert wurden.

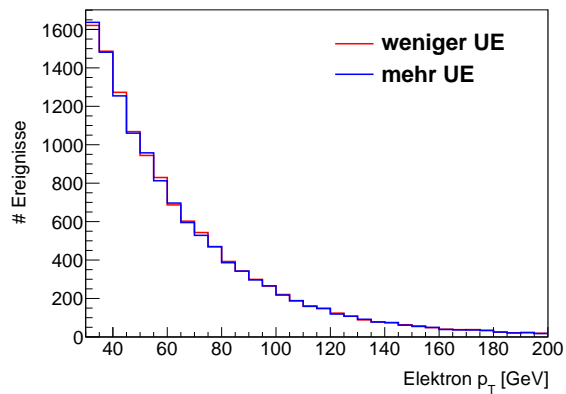


(a) Elektron-Kanal

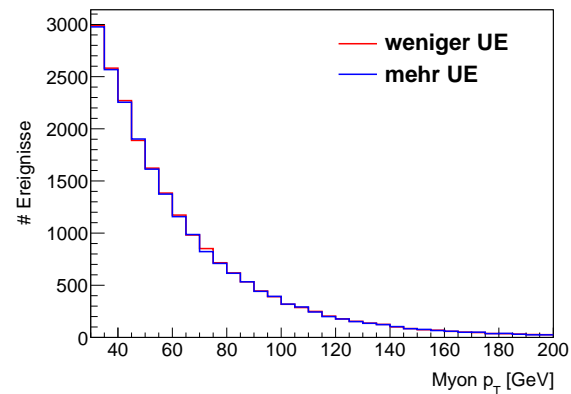


(b) Myon-Kanal

Abbildung B.9: Darstellung der Transversalimpuls-Verteilung von Partonschauer-Modellen PYTHIA und HERWIG (a) im Elektron-Kanal und im (b) Myon-Kanal.



(a) Elektron-Kanal



(b) Myon-Kanal

Abbildung B.10: Darstellung der Transversalimpuls-Verteilung von „underlying events“ mit mehr und weniger Aktivität (a) im Elektron-Kanal und (b) im Myon-Kanal.



# Literatur

- [1] G. Arabidze u. a., „Probing the top quark mass in the lepton+jets and dilepton channels by the use of lepton information only“, *ATL-COM-PHYS-2008-288* (2008).
- [2] J. A. Stillings, „Top Quark Mass Measurement using Lepton Transversal Momenta at ATLAS“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2009.
- [3] P. Mehnert, „Bestimmung der Top-Quark-Masse anhand der Transversalimpulse der Zerfallsleptonen im Lepton+Jets-Kanal mit dem ATLAS-Detektor“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2011.
- [4] A. E. Nuncio Quiroz und I. Nasser, „Top quark mass measurement in the lepton + jets channel using the lepton transverse momentum method“, *ATL-COM-PHYS-2011-1717* (2011).
- [5] K. Povh B. Rith u. a., *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 2009, ISBN: 978-3-540-68080-2.
- [6] I. Flegel u. a., „Das Supermikroskop HERA : Blick ins Innerste der Materie“, *Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY* (2002),  
URL: <http://epub.sub.uni-hamburg.de/epub/volltexte/2011/9049/>.
- [7] Particle Data Group, „Review of Particle Physics“, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 39 (2012),  
URL: <http://iopscience.org/jphysg>.
- [8] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 2005, ISBN: 3-540-21451-8.
- [9] Particle Data Group,  
URL: <http://pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [10] ATLAS Collaboration, „Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC“, *Phys.Rev.Lett. B* 716 (2012) 1–29, doi: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020), arXiv: [1207.7214v2 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7214v2).
- [11] CMS Collaboration, „Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC.“, *Phys.Rev.Lett. B* 716 (2012) 30–61, doi: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021), arXiv: [1207.7235v1 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.7235v1).
- [12] S. W. Herb u. a., „Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions“, *Phys.Rev.Lett.* 39 (1977) 252–255.
- [13] DØ Collaboration, S. Abachi, u.a., „Search for High Mass Top Quark Produktion in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1,8$  TeV“, *Phys.Rev.Lett.* 74 (1995) 2422–2426.

- [14] F. Abe u. a., „Observation of Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab“, *Phys.Rev.Lett.* 74 (1995) 2626–2631, URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [15] I. Brock und T. Schörner-Sadenius, *Physics at the Terascale*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2011, ISBN: 978-3-527-41001-9.
- [16] ATLAS TWIKI, *CombinedSummaryPlots*, URL: <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots>.
- [17] G. Altarelli und G. Parisi, „Asymptotic Freedom in Parton Language“, *Nucl.Phys.B* 126 (1977) 298–318, URL: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4).
- [18] V. M. Abazov u. a., „Observation of Single Top Quark Production“, *Phys.Rev.Lett* 103 (2009) 092001, doi: [10.1103/PhysRevLett.103.092001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.092001), arXiv: [0903.0850v2](https://arxiv.org/abs/0903.0850v2) [hep-ex], URL: [http://arxiv.org/PS\\_cache/arxiv/pdf/0903.0850v2.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0903.0850v2.pdf).
- [19] T. Aaltonen u. a., „First Observation of Electroweak Single Top Quark Production“, *Phys.Rev.Lett* 103 (2009) 092002, doi: [10.1103/PhysRevLett.103.092002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.092002), arXiv: [0903.0885v3](https://arxiv.org/abs/0903.0885v3) [hep-ex], URL: [http://arxiv.org/PS\\_cache/arxiv/pdf/0903.0885v3.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0903.0885v3.pdf).
- [20] J. R. Incandela u. a., „Status and Prospects of Top-Quark-Physik“, *Prog.Part.Nucl.Phys.* 63 (2009) 239–292, doi: [1016/j.pnpnp.2009.08.001](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2009.08.001), arXiv: [0904.2499](https://arxiv.org/abs/0904.2499) [hep-ex].
- [21] J. Pumplin u. a., „New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis“, *JHEP* 0207:012,2002 07 (2002), doi: [10.1088/1126-6708/2002/07/012](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012), arXiv: [0201195v3](https://arxiv.org/abs/0201195v3) [hep-ex].
- [22] W. Wagner, „Top quark physics in hadron collisions“, *Rep.Prog.Phys* 68 (2007) 2409–2494, doi: [10.1088/0034-4885/68/10/R03](https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/10/R03), arXiv: [0507207v2](https://arxiv.org/abs/0507207v2) [hep-ex].
- [23] High Energy Physics Group, University of Cambridge, URL: <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~wjs/plots/plots.html>.
- [24] C. Berger, *Elementarteilchen: Von den Grundlagen zu den modernen Experiment*, Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [25] URL: [http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top\\_public\\_web\\_pages/top\\_feynman\\_diagrams.html](http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html).
- [26] L. Evans und B. Philip, „LHC Machine“, *JINST* 5 (2008), doi: [10.1088/1748-0221/3/08/S08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001).
- [27] European Organization for Nuclear Research, URL: <http://public.web.cern.ch/public/en/research/AccelComplex-en.html>.
- [28] H. Volker, „LHC-Detektoren“ (2007).
- [29] ATLAS Experiment, URL: <http://www.atlas.ch/photos/index.html>.
- [30] ATLAS Collaboration, „ATLAS Detector and Physics performance“, *Technical Design Report 1* (1999).



- 
- [31] J. Collins, „Light-cone Variables, Rapidity and All That“ (1997), arXiv: [9705393v1 \[hep-ph\]](#).
- [32] G. Aad u. a., „Expected Performance of the ATLAS-Experiment Detector, Trigger and Physics“ (2008), arXiv: [0901.0512 \[hep-ex\]](#).
- [33] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/LuminosityPublicResults>.
- [34] J. Adelman u. a., „Technical aspects of the first top pair analysis“, *ATL-COM-PHYS-2010-820* (2010).
- [35] S. Frixione und B. R. Weber, „Matching NLO QCD computations and parton shower simulations“, *Journal of High Energy Physics* 0206:029 (2002), doi: [10.1088/1126-6708/2002/06/029](#), arXiv: [0204244v2 \[hep-ph\]](#).
- [36] G. Corcella u. a., „HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)“, *Journal of High Energy Physics* 01 2001 (2001), doi: [10.1088/1126-6708/2001/01/010](#).
- [37] J. Butterworth u. a., „Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA“, *Z.Phys. C72* (1996) 637–646, doi: [10.1007/s002880050286](#), arXiv: [9601371v1 \[hep-ph\]](#).
- [38] Z. Was, „Precision simulations with TAUOLA and PHOTOS“, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 169 (2007) 16–21, doi: [10.1016/j.nuclphysbps.2007.02.113](#), arXiv: [0610386v2 \[hep-ph\]](#).
- [39] B. P. Kersevan und E. Richter-Was, „The Monte Carlo Event Generator AcerMC 2.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5“ (2012), arXiv: [0405247v2 \[hep-ph\]](#).
- [40] H. Bosman u. a., „Understanding Monte Carlo Generators for Top Physics“, *ATL-COM-PHYS-2009-334* (2009).
- [41] T. Sjöstrand u. a., „PYTHIA 6.4 Physics and Manual“ (2006), arXiv: [0603175v2 \[hep-ph\]](#).
- [42] S. Agostinelli u. a., „Geant4—a simulation toolkit“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 506 (2003) 250–303.
- [43] J. Allison u. a., „Geant4 developments and applications“, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006) 220–278.
- [44] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopMC11>.
- [45] H. Esch, „Systematische Studien zur Gluonabstrahlung in der Top-Antitop-Paarproduktion am ATLAS-Experiment“, Diplomarbeit: Technische Universität Dortmund, 2010.
- [46] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopCommonObjects2011>.
- [47] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ElectronReconstruction>.
- [48] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ElectronIdentification>.
- [49] B. Resende vaz de Melo Xavier, „Muon identification algorithmus in ATLAS“, *ATL-COM-PHYS-2009-519* (2009).

- [50] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MuidMuonCollection>.
- [51] M. Heinrich, „Untersuchungen zur Kombinatorik von Jets in Ereignissen mit Top-Paaren sowie zusätzlicher Jets im ATLAS-Experiment am LHC“, Diplomarbeit: Technische Universität Dresden, 2009.
- [52] ATLAS Collaboration, „Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton-collision of 7 TeV centre-of-mass energy with ATLAS-detector“, *CERN-PH-EP-2010-034* (2010).
- [53] M. Cacciari und G. P. Salam, „The anti- $k_r$  jet clustering algorithm“ (2008), arXiv: [0802.1189v2](https://arxiv.org/abs/0802.1189v2) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/0802.1189v2)].
- [54] L. Castón u. a., „Measurement of the jet Energy Resolution in ATLAS using Data Driven-Techniques“, Hadronic Calibration Workshop, 2009.
- [55] B. Acharya u. a., „Object selection and calibration, background estimations and MC samples for the Winter 2012 Top Quark analyses with 2011 data“, *ATL-COM-PHYS-2012-224* (2012).
- [56] K. Becker u. a., „Mis-identified lepton backgrounds in top quark pair production studies for EPS 2011 analyses“, *ATL-COM-PHYS-2011-768* (2011).
- [57] A. B. Galtieri u. a., „Precision measurements of the top quark mass from the Tevatron in the pre-LHC era“ (2011), arXiv: [1109.2163v2](https://arxiv.org/abs/1109.2163v2) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/1109.2163v2)].
- [58] ATLAS Collaboration, „Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV“, *ATL-COM-PHYS-2011-417* (2011).
- [59] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopETmissSummer2012>.
- [60] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopCommonScales2011>.
- [61] ATLAS Collaboration, „Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector“, *ATLAS-CONF-2011-063* (2011).
- [62] M. Agustoni u. a., „Electron energy scale in-situ calibration and performance.“, *ATL-COM-PHYS-2011-263* (2011).
- [63] M. Hamer u. a., „Muon Trigger Efficiencies with a combined Tag & Probe and Bootstrap Method“, *ATL-COM-PHYS-2010-916* (2010).
- [64] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetElectronQCDModel>.
- [65] U. Proserpi Porta, „Studien zur Abschätzung des QCD-Untergrundes elektroschwachen Top-Produktion bei ATLAS“, Master-Arbeit: Humboldt-Universität zu Berlin, 2012.
- [66] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopFakesGeneralMatrixMethodDefinitions>.

- 
- [67] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopFakesICHEP2012>.
- [68] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopFakesICHEP2012MmMujetsA>.
- [69] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopFakesICHEP2012MmMujetsB>.
- [70] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopFakesICHEP2012MmEjets>.
- [71] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/LepJetsSelectionCuts>.
- [72] N. Giokaris u. a., „Probing the top-quark mass in the dilepton and lepton+jets channels using only lepton information“, *JINR-E1-2005-104* (2005).
- [73] CDF Collaboration, „Measurement of the Top Quark Mass with  $2.7 \text{ fb}^{-1}$  of CDF Run II Data in the Lepton+Jets Channel using only Leptons“, *CDF Conference Note 9683* (2009), URL: <http://www-cdf.fnal.gov>.
- [74] F. Garberson u. a., „Measurement of the Top Quark Mass using Quantities with Minimal Dependence on the Jet Energy Scale“, *FERMILAB-CONF-08-274-E* (2008), arXiv: [0808.0050v1](https://arxiv.org/abs/0808.0050v1) [hep-ex].
- [75] ATLAS TWIKI, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopSystematicUncertainties2011>.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Eine strukturierte Übersicht der Elementarteilchen und der Wechselwirkungskräfte, die sie zusammenhalten. . . . .	3
2.2	Historische Entwicklung der Messung von der Top-Quark-Masse. . . . .	7
2.3	Vergleich des Weltdurchschnittswerts der Top-Quark-Masse. . . . .	8
2.4	Partondichteverteilungen für die Funktion $f_i$ und $f_j$ bei einer Proton-Proton-Kollision. . . . .	9
2.5	Produktionskanäle der Single-Top-Quark-Ereignisse. . . . .	10
2.6	Top-Antitop-Quark-Produktion über die starke Wechselwirkung . . . . .	10
2.7	Parton-Luminositäten für verschiedene Wechselwirkungen am Tevatron und am LHC . . . . .	11
2.8	Die Partondichteverteilung des Protons bei $Q = 2$ GeV und $Q = 100$ GeV, berechnet durch die CTEQ-Kollaborationen. . . . .	12
2.9	Die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Prozessen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. . . . .	12
2.10	Darstellung von den leptonischen und hadronischen Zerfallskanal des Top-Quarks . . . . .	13
2.11	Das Verzweigungsverhältnis der unterschiedlichen Zerfallskanäle des Top-Quarks. . . . .	14
3.1	Anschauliche Darstellung der Vorbeschleunigerkette und der vier Experimenten am Large Hadron Collider . . . . .	16
3.2	Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors . . . . .	17
3.3	Schematischer Aufbau des Inneren Detektors . . . . .	19
3.4	Schematischer Aufbau des Pixeldetektors . . . . .	20
3.5	Schematischer Aufbau des Kalorimetersystem . . . . .	21
3.6	Das Myon-Spektrometer des ATLAS-Detektors . . . . .	23
4.1	Die totale integrierte Luminosität in Abhängigkeit von Tagen für das Jahr 2011. . . . .	26
4.2	Feynmangraphen für (a) $t\bar{t}$ -Ereignisse mit führender und (b) nächsthöherer Ordnung. . . . .	27
4.3	Mögliche $t\bar{t}$ -Ereignisse mit dem Einfluss von (a) ISR und (b) FSR. . . . .	30
5.1	Anschauliche Darstellung der Identifikation von Teilchen im ATLAS-Detektor . . . . .	31
5.2	Die Rekonstruktion eines sekundären Vertex. . . . .	36
5.3	Die Unterdrückungsfaktoren als eine Funktion der Tagger-Effizienz für verschiedene B-Jet-Taggern, die bei ATLAS verfügbar sind [55]. . . . .	37
6.1	Verteilungen der fehlenden Transversalenergie und des Lepton-Transversalimpulses, beschrieben durch die Jet-Elektron-Methode . . . . .	42
6.2	Darstellung der datenbasierten Abschätzung des Multijet-Untergrunds . . . . .	45
7.1	Der Schnittverlauf von Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten nach der voller Selektion im Elektron-Kanal . . . . .	49
7.2	Der Schnittverlauf von Monte-Carlo-Daten und gemessenen Daten nach der voller Selektion im Myon-Kanal . . . . .	50

7.3	Stapel-Plots von den Monte-Carlo-Daten für die wichtigsten Variablen der Analyse nach der vollen Selektion. . . . .	52
7.4	Stapel-Plots von den Monte-Carlo-Daten für die weiteren wichtigsten Variablen der Analyse nach der vollen Selektion. . . . .	53
8.1	Myon- $p_T$ -Verteilung nach voller Ereignisselektion im $t\bar{t}$ -MC-Datensatz . . . . .	56
8.2	Mittelwerte der Transversalimpuls-Verteilungen für die jeweiligen Top-Quark-Massen und die daran angepasste lineare Fit-Funktion . . . . .	57
8.3	Mittelwerte der Transversalimpuls-Verteilungen in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse mit variierten Multijet-Untergrund. . . . .	59
9.1	Verteilung fehlender transversaler Masse von Lepton und Neutrino in Abhängigkeit von der fehlenden Transversalenergie . . . . .	62
9.2	Die Signal-Signifikanz ( $S/\sqrt{S+U}$ ) in Abhängigkeit vom $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt . . . . .	62
9.3	Die Signal-Signifikanz in Abhängigkeit vom Lepton-Transversalimpuls-Schnitt . . . . .	63
9.4	Die Signal-Signifikanz in Abhängigkeit vom Jet-Transversalimpuls-Schnitt . . . . .	64
9.5	Steigung der Kalibrationskurve in Abhängigkeit von Lepton-, Jet- $p_T$ - und $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt . . . . .	65
9.6	Statistische Unsicherheit der Top-Quark-Masse in Abhängigkeit vom Lepton-, Jet- $p_T$ - und $E_T^{\text{miss}}$ -Schnitt . . . . .	65
9.7	Das Verhältnis von Multijet-Untergrund zu $t\bar{t}$ -Signal . . . . .	67
9.8	Die Abweichung des Absolutenwertes der Top-Quark-Masse bei Skalierung des Multijet-Untergrunds um +50% . . . . .	68
9.9	Die Abweichung des Absolutenwertes der Top-Quark-Masse bei Skalierung des Multijet-Untergrunds um -50% . . . . .	68
9.10	Systematische Unsicherheiten der Top-Quark-Massen aufgrund der Unsicherheit des Multijet-Untergrunds . . . . .	69
9.11	Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen nach der Optimierung der Ereignisselektion und Multijet-Untergrund-Abschätzung . . . . .	70
9.12	Kalibrationskurve des Transversalimpuls-Mittelwertes in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse für Elektron- und Myon-Kanal. . . . .	71
9.13	Kalibrationskurven des Transversalimpuls-Mittelwertes in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse mit der Multijet-Untergrund-Variation jeweils um $\pm 50\%$ im Elektron-Kanal und um $\pm 20\%$ im Myon-Kanal mit optimierten Schnitt. . . . .	73
9.14	Vergleich von Daten und Monte-Carlo nach dem Verlangen von zwei $B$ -Jets . . . . .	75
9.15	Linearer Fit des Mittelwertes des Lepton-Transversalimpulses in Abhängigkeit von der Top-Quark-Masse nach der Verwendung von 2 $B$ -Jets. . . . .	76
9.16	Ermittlung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse aus der Variation des Multijet-Untergrunds. . . . .	76
B.1	Kalibrationskurve der Variation der Elektron-Energie-Skala für die Berechnung der systematischen Unsicherheit . . . . .	91
B.2	Darstellung der Variation der Myon-Transversalimpuls-Skala für die Ermittlung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse . . . . .	91
B.3	Darstellung der Variation der Jet-Energie-Auflösung für die Ermittlung der systematischen Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse . . . . .	92
B.4	Einfluss der Jet-Energie-Skala auf die systematischen Unsicherheit im Elektron-Kanal . . . . .	92
B.5	Variation des Multijet-Untergrundes für die Berechnung der systematischen Fehler . . . . .	93

B.6	Transversalimpuls-Verteilungen mit Variation der Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand (ISR/FSR) . . . . .	93
B.7	Transversalimpuls-Verteilungen für die Datensätze, die mit MC@NLO- und POWHEG-Generator simuliert wurden . . . . .	94
B.8	Transversalimpuls-Verteilungen für die Datensätze, die mit MC@NLO- und ALPGEN-Generator simuliert wurden . . . . .	94
B.9	Darstellung der Transversalimpuls-Verteilung von Partonschauer-Modellen PYTHIA und HERWIG . . . . .	95
B.10	Darstellung der Transversalimpuls-Verteilung von „underlying events“ mit mehr und weniger Aktivität . . . . .	95





# Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht über Leptonen, Quarks, Wechselwirkungskräfte und ihre Eigenschaften. . .	4
4.1	Übersicht der verwendeten variierten Top-Quark Massen-Datensätzen. . . . .	29
4.2	Die Übersicht der verwendeten Datensätzen mit variierten Gluonabstrahlung . . . . .	30
5.1	Eine Übersicht der verwendeten Trigger für Elektronen und Myonen für die jeweiligen Datenperioden. . . . .	40
6.1	Anzahl der Multijet-Ereignissen bei der Verwendung verschiedenen Methoden für dessen Abschätzung. . . . .	45
7.1	Die Ereignisausbeute nach den jeweiligen Schnitten im Elektron- und im Myon-Kanal jeweils für die Daten und Monte-Carlo. . . . .	51
8.1	Fit-ergebnisse der Kalibrationskurve inklusive Signal- und Untergrund-Ereignisse für Elektronen und Myonen. . . . .	57
8.2	Fit-ergebnisse der Lepton-Transversalimpuls-Methode aus der Variation des Multijet-Untergrunds im Elektron- und Myon-Kanal. . . . .	58
8.3	Aus Daten bestimmte mittlere $\bar{p}_T$ Top-Quark-Masse jeweils für den Elektron- und Myon-Kanal nach Anwendung der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit der Standard-Selektion. . . . .	59
9.1	Zusammenfassung der aus simulierten Daten berechneten Top-Quark-Massen in Abhängigkeit der Schnittwerte, wobei hier das 172,5 GeV-Monte-Carlo-Sample als Daten benutzt wurde. . . . .	66
9.2	Zusammenfassung der Untergrund-Ergebnisse nach voller Selektion für den optimierten Schnitten. . . . .	71
9.3	Fit-Ergebnisse der Kalibrationskurve für Elektron- und Myon-Kanal mit optimierten Schnitten. . . . .	71
9.4	Fit-ergebnisse und Top-Quark-Masse aus Daten nach der Variation des Multijet-Untergrunds . . . . .	72
9.5	Aus Daten bestimmte Top-Quark-Masse jeweils für Elektron- und Myon-Kanal nach Anwendung der Lepton-Transversalimpuls-Methode mit optimierter Ereignisselektion. . . . .	72
9.6	Zusammenfassung der Ereignisausbeute nach der Verwendung von ein $B$ -Jet und von zwei $B$ -Jets. . . . .	73
9.7	Fit-Parameter der Kalibrationskurve bei Verwendung von 2 $B$ -Jets für Elektron- und Myon-Kanal. . . . .	74
9.8	Darstellung der Fit-Ergebnissen der Variation des Multijet-Untergrunds im Elektron- und Myon-Kanal. . . . .	74
9.9	Aus Daten bestimmte Top-Quark-Masse jeweils für Elektron- und Myon-Kanal nach dem Verlangen von mindestens 2 $B$ -Jets. . . . .	76

10.1	Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten der untersuchten Effekten. . . .	84
A.1	Übersicht der verwendeten Single-Top-Quark-Datensätzen ( $s$ -Kanal) mit variierenden Top-Quark-Massen . . . . .	87
A.2	Übersicht der verwendeten Single-Top-Quark-Datensätzen ( $t$ - und $Wt$ -Kanal) mit variierenden Top-Quark-Massen . . . . .	88
A.3	Übersicht über die mit ALPGEN und HERWIG/JIMMY generierten $Z$ +Jets- und $Z + bb$ +Jets-Datensätze . . . . .	89
A.4	Übersicht über die mit ALPGEN und HERWIG/JIMMY generierten $W$ +Jets-Datensätze	90
A.5	Übersicht über die mit ALPGEN und HERWIG/JIMMY generierten $W$ +heavy-Quarks+Jets-Datensätzen sowie über die mit HERWIG generierten Diboson-Datensätze . . . .	90

# Danksagung

Ich bedanke mich sehr herzlich bei allen, die durch ihre Unterstützung und Hilfsbereitschaft das Gelingen dieser Diplomarbeit ermöglicht haben.

An erster Stelle danke ich meinem Professor Ian C. Brock für die Möglichkeit in seiner Arbeitsgruppe meine Diplomarbeit schreiben zu können, für die Ermöglichung an verschiedenen Konferenzen und Lernveranstaltungen teilzunehmen, die für meine Arbeit sehr hilfreich gewesen, für all den Verständnis und Herzlichkeit.

Ich bedanke mich auch bei meinen Kollegen in der Arbeitsgruppe für ihre Hilfe. Besonders möchte ich hier erwähnen Thomas Loddenkötter, Sebastian Mergelmeyer und Jan Stillings, danke für die Korrektur meiner Diplomarbeit, für die ganzen Tips und ihre Hilfsbereitschaft sowie vielseitige Unterstützung. Ich bedanke mich auch bei Liz Nuncio für die Einlernen und Einführung in diese Analyse.

Ein besondere Dank möchte ich meiner Familie widmen. Meinen Eltern Tatjana und Alexander Nickel, meinen Schwestern Ludmilla und Irina Nickel sowie Ulrich Brück und Sevgi Deniz. Danke, dass ihr nie an mich gezweifelt haben, mich immer motiviert und unterstützt haben, ihr wart einfach immer für mich da. Ihre Glaube an mich und ihre Dasein haben mir immer geholfen. Ich möchte auch meinem Freund Ozan Arslan danken, der immer an meiner Seite war, für all die Liebe und Glauben an mich. Ohne Euch wäre es viel schwieriger gewesen.

Vielen Dank