

Untersuchung zur Bestimmung der  
Top-Quark-Masse aus Transversalimpulsen der  
Zerfallsleptonen mit dem ATLAS-Detektor

Bachelorarbeit in Physik

von

Martina Gertrud Möller

angefertigt im

Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Februar 2010



1. Gutachter: Prof. Dr. Ian C. Brock
2. Gutachter: Dr. Jochen Kaminski



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>8</b>
2.1	Das ATLAS-Experiment am LHC . . . . .	8
2.2	Top-Quarks am LHC . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Bestimmung des Medians und seines Fehlers</b>	<b>12</b>
3.1	Signal-Datensätze und Selektion . . . . .	12
3.2	Berechnung des Medians . . . . .	14
3.3	Empirische Bestimmung des Fehlers per Fit-Methode . . . . .	16
3.4	Stabilitätsuntersuchungen . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Der Median für verschiedene Top-Quark-Massen</b>	<b>21</b>
4.1	Vergleich mit vorausgegangenen Studien . . . . .	24
4.2	Korrekturfaktorermittlung . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Untergrundstudien</b>	<b>27</b>
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>32</b>
<b>A</b>	<b>Gardener-Validierung</b>	<b>34</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Top-Quark ist heute fester Bestandteil des Standardmodells der Teilchenphysik. Es wurde bereits 1973 postuliert, aber erst 1995 nachgewiesen. Mit einer Masse von rund 173 GeV ist es das schwerste Teilchen des Standardmodells. Auf Grund seiner Masse sind für die Top-Quark-Produktion hohe Energien notwendig. Eine ausreichende Schwerpunktsenergie mit bis zu 14 TeV soll mit dem Large Hadron Collider erreicht werden. Mit Hilfe der dort gewonnenen Daten sollen die Eigenschaften des Top-Quarks mit einer bisher unerreichten Genauigkeit bestimmt werden. Aus der Top-Quark-Masse lassen sich wiederum Rückschlüsse auf die Eigenschaften anderer Teilchen, wie zum Beispiel auf die des Higgs-Bosons, ziehen.

Um eine hohe Genauigkeit erreichen zu können, werden mehrere Methoden zur Massenbestimmung des Top-Quarks kombiniert. Eine dieser Methoden wird in der vorliegenden Arbeit vorgestellt. Sie nutzt den Zusammenhang zwischen den Transversalimpulsen der Zerfallsleptonen und der Top-Quark-Masse. Sie wurde erstmalig 2005 von Giokaris et al. [1] vorgeschlagen. Seitdem wurde die Methodik am Tevatron in einigen Studien angewandt [2, 3]. Für das ATLAS-Experiment wurde bereits eine Analyse zur Bestimmung der Top-Quark-Masse unter Verwendung von Transversalimpulsen der Zerfallsleptonen anhand von Monte-Carlo-Datensätzen [4] durchgeführt. Die vorliegende Untersuchung baut auf dieser Analyse auf.

Ausgangspunkt der verwendeten Methode ist die Abhängigkeit des  $p_T$ -Spektrums der Zerfallsleptonen von der zu Grunde liegenden Top-Quark-Masse. Wie die Form des  $p_T$ -Spektrums, ändert sich auch der Mittelwert  $\langle p_T \rangle$  und der Median  $\tilde{p}_T$  mit der Top-Quark-Masse. Die in [1] beschriebene lineare Abhängigkeit des Mittelwertes von der Masse wurde in [4] auch für den Median nachgewiesen.

Die vorgestellte Methode bietet den Vorteil, dass sie kaum empfindlich auf die Unsicherheit der Jet-Energie-Skala ist, die gerade zu Beginn der Datennahme eine bedeutende Fehlerquelle darstellt. Damit eignet sich die vorgestellte Methode besonders für frühe Analysen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 wird eine kurze Einführung in den Detektor und den theoretischen Hintergrund gegeben. Es folgt im dritten Kapitel die Ermittlung des Medians und eine empirische Bestimmung seines Fehlers für die zentrale Top-Quark-Masse. In Kapitel 4 wird der Median für vier weitere Massen bestimmt und der lineare Zusammenhang verifiziert. Für den Fehler des Medians wird ein Korrekturfaktor ermittelt. Zudem wird in Kapitel 5 der Einfluss des Untergrundes auf den Median überprüft. Kapitel 6 liefert eine abschließende Zusammenfassung der Ergebnisse. Der Anhang beinhaltet eine kurze Untersuchung des Einflusses verschiedener Versionen des Konvertierungsprogramms Gardener auf die Ergebnisse dieser Arbeit.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Das ATLAS-Experiment am LHC

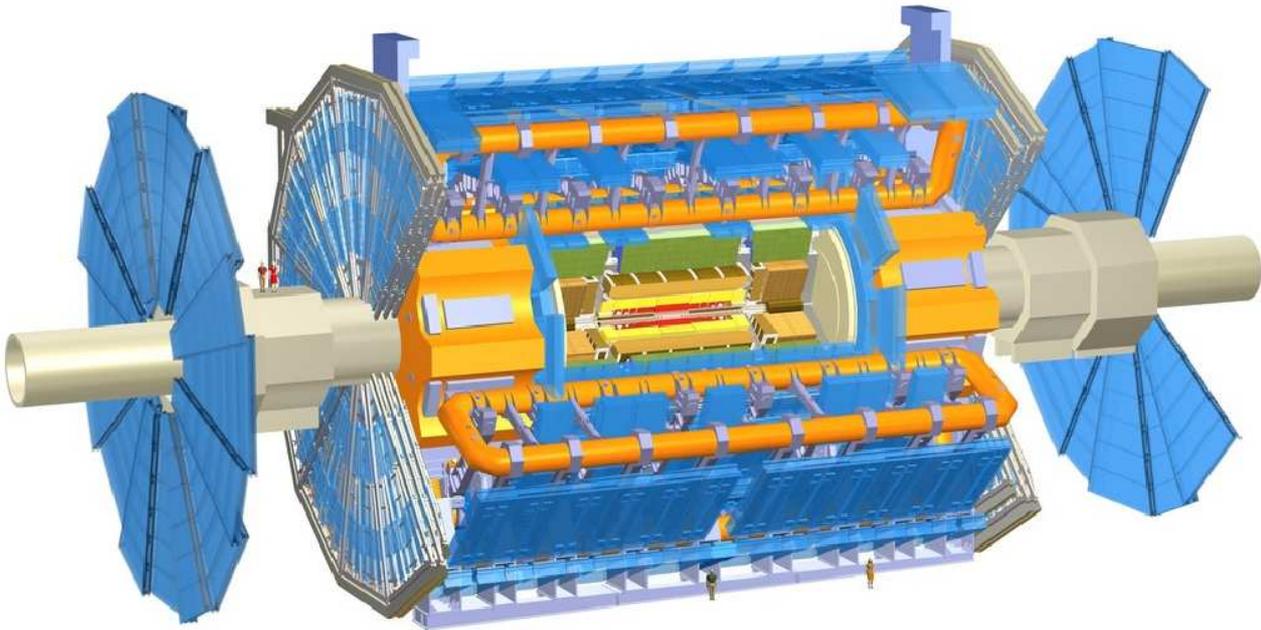
Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Ringbeschleuniger am europäischen Kernforschungszentrum CERN. Er verläuft etwa 100 m unter der Erde und besitzt einen Umfang von knapp 27 km. Im LHC werden Protonen<sup>1</sup> beschleunigt und zur Kollision gebracht, wobei Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV erreicht werden sollen. Nach Inbetriebnahme Ende 2009 wird die Schwerpunktsenergie auf diesen Wert angehoben. Im ersten Jahr wird für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV eine integrierte Luminosität von etwa  $200 \text{ pb}^{-1}$  erwartet.

Eines der Experimente am LHC ist der ATLAS-Detektor (Abb. 2.1). Der Name ATLAS steht für „A Toroidal LHC Apparatus“. Er wiegt etwa 7000 Tonnen, ist 45 m lang und über 25 m hoch und breit. Sein Aufbau ermöglicht durch präzise Messung von Energie und Impuls die Identifikation der bei einer Kollision entstehenden Teilchen. Der Kollisionspunkt der Teilchenstrahlen liegt im Zentrum des Detektors, die entstehenden Teilchen passieren den Detektor somit von innen nach außen:

Als erstes passiert ein Teilchen den Inneren Detektor oder Spurdetektor (in Abb. 2.1 rot und gelb dargestellt). Hier wird der Impuls von geladenen Teilchen bestimmt. Es folgen das elektromagnetische (braun) und das hadronische (grün) Kalorimeter zur Messung der Teilchenenergie. Zur Detektion und Impulsbestimmung von Myonen wird ein eigenes System verwendet, da Myonen als einzige nachweisbare Teilchen das Kalorimeter fast ungehindert

---

<sup>1</sup>Neben Protonen können am LHC auch schwere Ionen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des ATLAS-Detektors [5].

durchqueren. Das Myon-Spektrometer (blau) ist für die Ausmaße des ATLAS-Detektors verantwortlich. Die beiden zur Impulsbestimmung geladener Teilchen benötigten Magnet-systeme sind orange gekennzeichnet. Für den inneren Teil des Detektors erzeugt ein Solenoid ein magnetisches Feld von 2 T. Die Toroidmagnete des Myon-Spektrometers erzeugen ein Feld von bis zu 4,1 T.

Zur Ortsangabe der Teilchen wird ein zylindrisches Koordinatensystem verwendet. Die Strahlachse wird mit  $z$  bezeichnet, der Winkel um die Strahlachse mit  $\phi$ . Anstatt des Polarwinkels  $\theta$  verwendet man die Pseudorapidität  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ , deren Differenzen lorentz-invariant sind.

Eine detaillierte Beschreibung des ATLAS-Detektors findet sich in [6].

## 2.2 Top-Quarks am LHC

Das Standardmodell der Teilchenphysik beinhaltet jeweils sechs Sorten von Leptonen und Quarks. Zu den Leptonen zählen Elektronen, Myonen und Tauonen, sowie die drei zugehörigen Neutrinosorten, wobei jeweils ein geladenes Lepton mit dem zugehörigen Neutrino eine Generation bildet. Die Quarks werden ebenfalls in drei Generationen unterteilt. Zur ersten Generation zählen Up- und Down-Quark. Das Charm- und das Strange-Quark gehören zur zweiten Generation. Bereits 1973 postulierten Kobayashi und Maskawa die dritte Quarkgeneration [7]. Das Bottom-Quark wurde 1977 am Fermilab entdeckt [8], das Top-Quark erst 1995 [9, 10].

Am LHC entstehen Top-Quarks durch die Kollision zweier Protonen bei einer Energie von  $\sqrt{s} = 7 - 14$  TeV. Hierbei wechselwirken nicht die Protonen miteinander, sondern deren Subkomponenten, die Gluonen und Quarks. Der dominante Prozess zur Erzeugung von Top-Quarks wird am LHC die Top-Paar-Produktion sein, welche der starken Wechselwirkung unterliegt. Die Top-Antitop-Produktion kann nach der Störungstheorie in erster Ordnung auf zwei Arten erfolgen: Durch Quark-Antiquark-Annihilation oder durch Gluon-Gluon-Fusion.

Nach aktuellen Messungen [11] hat das Top-Quark eine Masse von

$$M_t = (173,1 \pm 0,6(stat.) \pm 1,1(syst.)) \text{ GeV}.$$

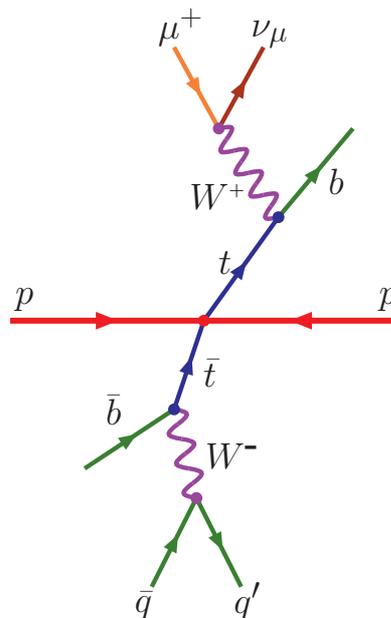
Das Standardmodell der Teilchenphysik prognostiziert wegen der hohen Masse eine Lebensdauer von nur  $4 \cdot 10^{-25}$  s. Auf Grund dieser kurzen Lebensdauer kommt es zu keiner Hadronisierung. Außerdem kann das Top-Quark dadurch nicht direkt nachgewiesen werden. Um Informationen über seine Eigenschaften zu erhalten, untersucht man die Zerfallsprodukte. Das Top-Quark zerfällt nahezu ausschließlich in ein  $W^+$ -Boson und ein Bottom-Quark.

Für das  $W$ -Boson gibt es zwei mögliche Zerfallsprozesse: Es kann hadronisch in ein Quark-Antiquark-Paar oder leptonisch in ein Lepton-Neutrino-Paar zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit eines hadronischen Zerfalls liegt bei 68%, die eines leptonischen Zerfalls bei 32% [12].

Demnach zerfällt ein  $t\bar{t}$ -Paar:

- zu 44% vollhadronisch: Beide  $W$ -Bosonen zerfallen hadronisch
- zu 44% in Lepton+Jets: Ein  $W$ -Boson zerfällt hadronisch, das andere leptonisch
- zu 11% dileptonisch: Beide  $W$ -Bosonen zerfallen leptonisch

In dieser Arbeit wird der in Abbildung 2.2 dargestellte Lepton+Jets-Kanal untersucht.



**Abbildung 2.2:** Zerfall eines  $t\bar{t}$ -Paares im Lepton+Jets-Kanal.

# Kapitel 3

## Bestimmung des Medians und seines Fehlers

Die Informationen zu den einzelnen Zerfällen liegen in Form von Datensätzen vor. Um den gewünschten Kanal auszuwählen, werden die Datensätze vor der Auswertung selektiert. Nach der Selektion wird das Transversalimpulsspektrum aller selektierten Leptonen betrachtet und der Median der Verteilung bestimmt. Zur Bestimmung des Fehlers auf den Median wird der rechnerisch bestimmte Fehler einer empirischen Überprüfung unterzogen.

### 3.1 Signal-Datensätze und Selektion

Die verwendeten Daten wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$  simuliert<sup>1</sup>. Für das Signal wurde MC@NLO [13] verwendet, der Untergrund wurde mit Alpgen [14] simuliert. Echte Daten aus dem ATLAS-Detektor liegen zum Zeitpunkt der Arbeit nicht vor.

Verwendet werden Monte-Carlo-Datensätze für insgesamt fünf verschiedene Top-Quark-Massen, welche auch bei vorliegenden Daten aus dem Detektor zur Erstellung einer Eichkurve nötig sind. Zunächst wird ein 5.000.000 Ereignisse beinhaltendes Sample mit einer Top-Quark-Masse von  $M_t = 172,5 \text{ GeV}$  betrachtet. In Kapitel 4 werden zusätzlich Daten-

---

<sup>1</sup>Zum Zeitpunkt der Untersuchung war 10 TeV die geplante Schwerpunktsenergie für das erste Jahr der Datennahme.

sätze analysiert, denen Massen von 160 GeV, 170 GeV, 180 GeV und 190 GeV zu Grunde liegen. Diese Samples weisen eine Statistik von jeweils etwa 400.000 Ereignissen auf. Die Ereignisanzahl ist dabei verantwortlich für die statistischen Fehler der simulierten Daten.

Als Signal-Datensatz wird ein Sample verwendet, das nur Ereignisse mit  $t\bar{t}$ -Paaren enthält. Es beinhaltet zudem nur dileptonische und Lepton+Jets-Zerfälle, vollhadronische Zerfälle werden nicht mit einbezogen. Als Signal wird dabei nur der Lepton+Jets-Kanal betrachtet, der dileptonische Kanal zählt als Untergrund. Alle andere Prozesse werden ebenfalls als Untergrund betrachtet und in Kapitel 5 näher untersucht.

Um falsch detektierte und unerwünschte Objekte innerhalb der selektierten Ereignisse zu entfernen, werden folgende Schnitte angewandt:

- Sowohl für Elektronen und Myonen als auch für Jets wird ein Transversalimpuls von  $p_T > 20 \text{ GeV}$  gefordert.
- Um im Akzeptanzbereich des Detektors zu bleiben, darf die in Abschnitt 2.1 eingeführte Pseudorapidität  $\eta$  nur in einem bestimmten Wertebereich liegen. Dieser Bereich ist für Jets und Myonen mit  $|\eta| < 2,5$  und für Elektronen auf Grund nicht sensitiver Teile des elektromagnetischen Kalorimeters mit  $|\eta| < 1,37 \vee 1,52 < |\eta| < 2,47$  gegeben.
- Elektronen und Myonen müssen eine ausreichende Isolation aufweisen. Hierfür wird die Energie in der Umgebung des Objektes in einem Kegel mit dem Radius  $R = \sqrt{\phi^2 + \eta^2}$  bestimmt. Sie muss innerhalb eines Radius von  $R = 0,2$  kleiner als 6 GeV sein.
- Elektronen hoher Energie können das elektromagnetische Kalorimeter durchqueren und im hadronischen Kalorimeter als Jets detektiert werden. Um diese falsch detektierten Jets zu eliminieren, werden alle Jets entfernt, die mit Elektronen überlappen.
- Innerhalb eines Jets können Myonen als Zerfallsprodukt entstehen. Aus diesem Grund werden alle Myonen entfernt, die mit Jets überlappen.

Neben einzelnen Objekten werden auch ganze Ereignisse entfernt. Diese Schnitte dienen zur Unterdrückung des Untergrunds und zur Selektion des ausgewählten Zerfallskanals. Folgende Ereignisschnitte werden verwendet:

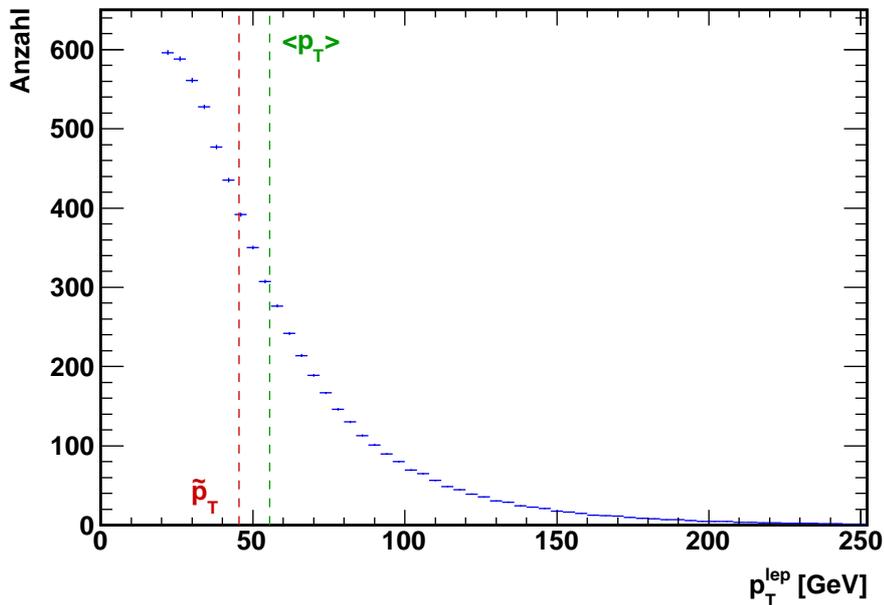
- Um nur den Lepton+Jets-Kanal zu selektieren wird genau ein Lepton gefordert. Als Leptonen werden im weiteren Verlauf nur Elektronen und Myonen bezeichnet, da Tauonen wegen ihrer kurzen Lebensdauer nicht unmittelbar als solche identifiziert werden können. Tauonen, die leptonisch zerfallen, werden entweder als Myon oder Elektron identifiziert und deshalb trotzdem als Lepton registriert.
- Beim leptonischen Zerfall des Top-Quarks entsteht ein Neutrino, das nicht detektiert wird. Mit dem Neutrino entweicht Energie aus dem Detektor. Diese fehlende Transversalenergie (MET) muss größer als 30 GeV sein.
- Beim Lepton+Jets-Zerfall eines Top-Antitop-Paares entstehen vier Jets. Zwei Jets stammen von den Bottom-Quarks und zwei vom hadronischen Zerfall des einen W-Bosons. Es werden vier Jets gefordert von denen drei Jets einen Transversalimpuls von jeweils mehr als 40 GeV haben müssen.

Die Ereignisschnitte reduzieren die Anzahl der Ereignisse von knapp 43.000 auf 6.600. Damit überleben nur 15,5% der Ereignisse des Signal-Datensatzes die Schnitte. Dies liegt unter anderem an den nicht detektierten Tauonen und der Beschränkung auf den Lepton+Jets-Kanal.

## 3.2 Berechnung des Medians

Abbildung 3.1 zeigt das  $p_T$ -Spektrum der selektierten Leptonen, sowie dessen Mittelwert  $\langle p_T \rangle$  (grüne Linie) und Median  $\tilde{p}_T$  (rot). Der Median ist der mittlere Wert einer Verteilung und teilt diese in zwei Hälften. Für den Median ist also entscheidend, wie viele Werte rechts und links von ihm liegen, nicht aber deren genaue Positionen. Aus diesem Grund reagiert er bei niedriger Statistik weniger stark auf einzelne Leptonen mit sehr hohen Transversalimpulsen als der Mittelwert [4]. Deshalb ist der Median gerade bei geringer Statistik von Vorteil und eignet sich somit besonders für Analysen zu Beginn der Datennahme. Bei höherer Statistik sind Mittelwert und Median in gleichen Maßen stabil, der Mittelwert ist in

der Handhabung allerdings angenehmer.



**Abbildung 3.1:**  $p_T$ -Spektrum der Leptonen aus den selektierten Ereignissen. Eingezeichnet sind der Mittelwert  $\langle p_T \rangle = 55,61$  GeV und der Median  $\tilde{p}_T = 45,41$  GeV.

Um den Median der  $p_T$ -Verteilung zu erhalten, sortiert man die Werte nach Größe und nimmt den mittleren Wert. Bei einer geraden Anzahl von Einträgen wird der Mittelwert der beiden mittleren Werte gebildet. Der Fehler des Medians kann ebenfalls anhand der sortierten  $p_T$ -Liste ermittelt werden. Er ist nach [15] gegeben durch:

$$\Delta p_T = \frac{(a - b)}{\sqrt{12}}.$$

Die Werte für  $a$  und  $b$  können an den Stellen  $\frac{n \pm \sqrt{3n}}{2}$  (aufgerundet) gefunden werden. Hierbei ist  $n$  die Anzahl der Listeneinträge. Sowohl bei der Ermittlung des Medians als auch bei der Bestimmung seines Fehlers sind die durch die Simulation der Daten bei MC@NLO auftretenden Gewichte zu berücksichtigen.

Aus den  $p_T$ -Spektren für Elektronen, Myonen und alle Leptonen lassen sich die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Werte ermitteln.

	$\tilde{p}_T$ [GeV]
Leptonen	$45,409 \pm 0,043$
Elektronen	$45,997 \pm 0,069$
Myonen	$44,927 \pm 0,061$

**Tabelle 3.1:**  $\tilde{p}_T$  und  $\Delta\tilde{p}_T$  für Leptonen sowie für Elektronen und Myonen getrennt.

### 3.3 Empirische Bestimmung des Fehlers per Fit-Methode

Die für den Fehler des Medians verwendete Formel wurde in [4] unter Verweis auf [15] angewandt. Da in [15] keine vollständige Herleitung der Formel gegeben wird, soll diese im Folgenden empirisch verifiziert werden. Hierzu wird das Sample in hundert statistisch unabhängige Teile geteilt. Für jeden dieser hundert Teildatensätze wird der Median des  $p_T$ -Spektrums bestimmt. Die Mediane dieser Subsamples folgen einer Gaußverteilung, die sich mit Hilfe eines Binned-Likelihood-Fits ermitteln lässt (Abb. 3.2). Die Breite der so bestimmten Gaußfunktion liefert mit  $\Delta\tilde{p}_T = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$  eine Abschätzung des Fehlers des Gesamtmedians (Tabelle 3.3), wobei  $N$  der Anzahl der Subsamples entspricht.

Die in Abbildung 3.2 verwendete Fitfunktion lautet:

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{x-m}{\sqrt{2}\sigma}}$$

Hierbei ist  $A$  die Amplitude,  $m$  der Mittelwert und  $\sigma$  die Breite der Gaußfunktion. Die Fitparameter sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Ein Vergleich der berechneten Mediane (Tabelle 3.1) mit den Mittelwerten der Fits zeigt eine gute Übereinstimmung. Die aus den Fits bestimmten Fehler sind zusammen mit den berechneten Medianen in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Ein Vergleich der empirisch bestimmten Fehler mit den vorher errechneten zeigt eine deutliche Abweichung. Aus diesem Grund wird in Kapitel 4 nach der empirischen Fehlerbestimmung für die verschiedenen Top-Quark-Massen ein Korrekturfaktor für die Formel ermittelt.

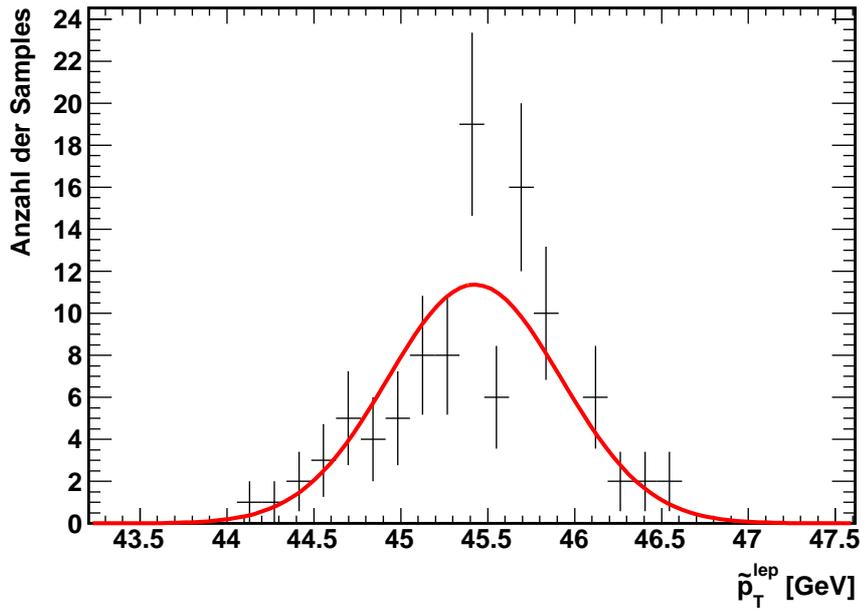


Abbildung 3.2: Verteilung der Subsample-Mediane für Leptonen mit Gaußfit.

Parameter	Leptonen	Elektronen	Myonen
$A$	$11,4 \pm 1,4$	$13,0 \pm 1,6$	$10,8 \pm 1,3$
$m$	$45,425 \pm 0,050$	$45,993 \pm 0,067$	$44,925 \pm 0,072$
$\sigma$	$0,499 \pm 0,035$	$0,671 \pm 0,047$	$0,721 \pm 0,051$

Tabelle 3.2: Fitparameter für Leptonen (Abb. 3.2), Elektronen und Myonen. Angegeben sind: Amplitude  $A$ , Mittelwert  $m$  und Breite  $\sigma$  der Gaußfunktion.

	$\tilde{p}_T$ [GeV]	$\Delta\tilde{p}_T^{emp}$ [GeV]	$\Delta\tilde{p}_T^{ber}$ [GeV]
Leptonen	45,409	0,050	0,043
Elektronen	45,997	0,067	0,069
Myonen	44,927	0,072	0,061

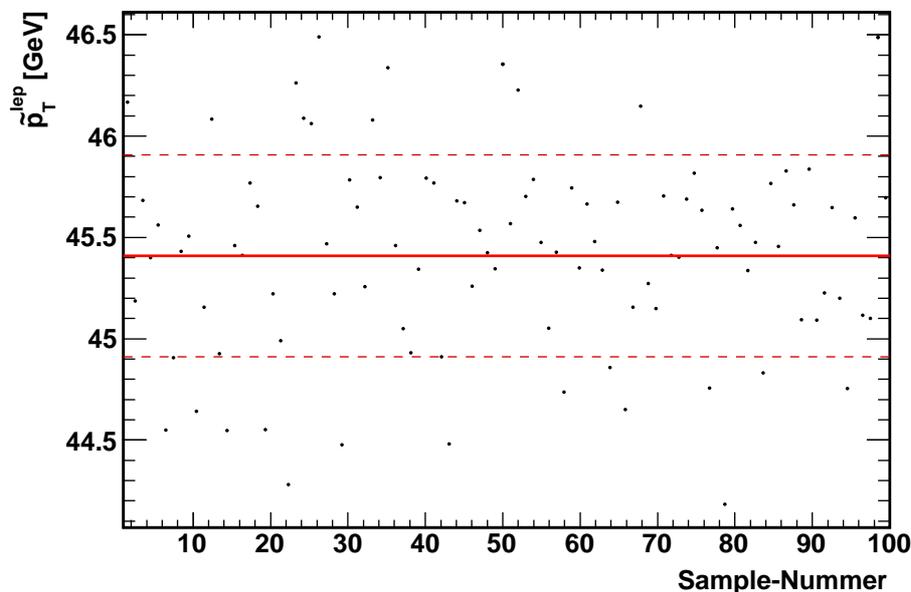
Tabelle 3.3: Berechneter Median  $\tilde{p}_T$  mit empirisch bestimmten und berechneten Fehler für Leptonen, Elektronen und Myonen.

### 3.4 Stabilitätsuntersuchungen

Im Folgenden werden einige Untersuchungen zur Stabilität der Fit-Methode durchgeführt. Zunächst wird die Statistik in den Subsamples überprüft. Sie ist mit über 7.500 Leptonen pro Subsample groß genug. Weiterhin darf der Median des Transversalimpulses keine Abhängigkeit von der Nummer des Subsamples haben. Abbildung 3.3 zeigt, dass die Aufteilung tatsächlich statistisch erfolgt ist. Außerdem werden die Fit-Methode und der Einfluss des Binnings auf Stabilität hin untersucht.

Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, wurde ein Binned-Likelihood-Fit durchgeführt. Dieser eignet sich auf Grund der recht geringen Statistik sehr gut, da er Bins mit sehr wenig Einträgen korrekt behandelt. Ein Vergleich mit einem  $\chi^2$ -Fit zeigt dies deutlich (Abb. 3.4).

Die Breite des Peaks ist beim  $\chi^2$ -Fit ( $\sigma_{\chi^2} = (0,553 \pm 0,060)$  GeV) verglichen mit der des Likelihood-Fits ( $\sigma_{likelihood} = (0,499 \pm 0,035)$  GeV) um 10,8% größer. Der Fehler auf die Breite vergrößert sich sogar um 70,4%.



**Abbildung 3.3:** Mediane der Subsamples aufgetragen gegen die Nummer des Samples. Rot eingezeichnet ist der Gesamtmedian mit der aus dem Fit erhaltenen  $1\sigma$ -Umgebung.

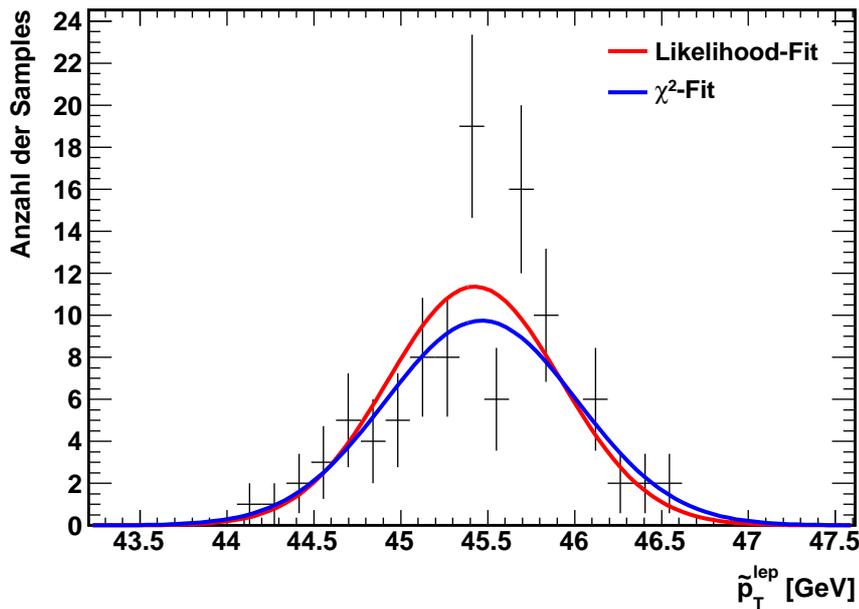


Abbildung 3.4: Vergleich von Binned-Likelihood- und  $\chi^2$ -Fit.

Als weiteres Stabilitätskriterium wird die Empfindlichkeit des Fits auf das gewählte Binning untersucht. Dazu werden die Auswirkungen einer Veränderung des Binnings auf die Breite der Fit-Funktion betrachtet. Die statistische Unsicherheit auf die Breite liegt beim Likelihood-Fit bei 7%, für den  $\chi^2$ -Fit bei 11%. Abweichungen, die geringer als diese statistische Schwankung sind, können als unbedenklich angesehen werden. Größere Abweichungen können das Ergebnis verfälschen.

Im Idealfall ist das Fitergebnis unabhängig von der gewählten Bin-Größe. Dies ist für den Likelihood-Fit im Rahmen der Genauigkeit der Fall. Im Bereich eines vernünftig gewählten Binnings liegen die Variationen des Fehlers bei etwa 5%. Der relative Fehler auf die Breite bleibt dabei konstant. Der  $\chi^2$ -Fit hingegen reagiert empfindlich auf die Anzahl der Bins, die Abweichungen liegen hier im Bereich von 20%. Des Weiteren kann die Position des Peaks im Verhältnis zu den Bins einen Einfluss auf das Fit-Ergebnis haben. Sind die Bins nicht symmetrisch um die Peakposition verteilt, kann es zu einer Verschiebung der Fit-Funktion und damit zu einer Beeinflussung des Fit-Ergebnisses kommen. Wieder erweist sich der Likelihood-Fit mit Abweichungen von bis zu 1,5% im Gegensatz zum  $\chi^2$ -Fit mit 13% als robust.

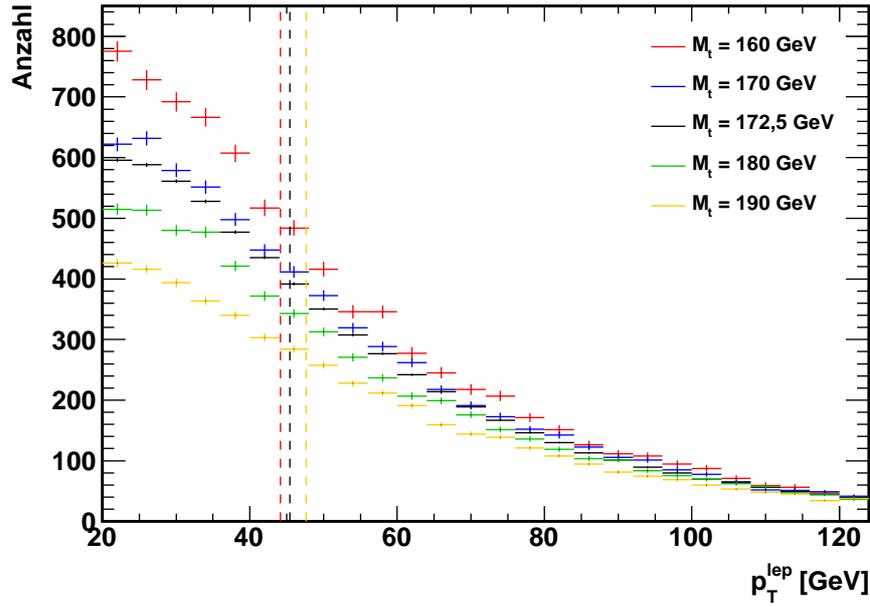
Die Stabilitätsuntersuchungen zeigen, dass die vorgestellte Methode zur Fehlerbestimmung in dieser Form anwendbar ist. Sie liefert eine gute Abschätzung des Fehlers auf den Median. Bei der Verwendung anderer Datensätze muss die Methode allerdings erneut auf Stabilität überprüft werden. Dabei kann vor allem eine geringere Statistik die Stabilität der Methode gefährden. Dies muss auch bei der folgenden Betrachtung der vier weiteren Top-Quark-Massen berücksichtigt werden.

# Kapitel 4

## Der Median für verschiedene Top-Quark-Massen

Im folgenden Kapitel wird der Median für vier weitere Top-Quark-Massen bestimmt. Neben den Monte-Carlo-Datensätzen für eine Masse von 172,5 GeV stehen auch Datensätze für Massen von 160 GeV, 170 GeV, 180 GeV und 190 GeV zur Verfügung. Diese Sample weisen mit jeweils etwa 400.000 Ereignissen eine deutlich geringere Statistik auf als das 5.000.000 Ereignisse umfassende Sample für  $M_t = 172,5$  GeV. Zum Median jedes Samples wird der Fehler empirisch bestimmt. Da die Statistik zum Zeitpunkt einer frühen Analyse nicht ausreichend für eine empirische Fehlerbestimmung sein wird, ist eine Möglichkeit der rechnerischen Fehlerbestimmung nötig. Aus diesem Grund wird aus dem Vergleich des empirisch bestimmten und des berechneten Fehlers in Abschnitt 4.2 ein Korrekturfaktor ermittelt.

Abbildung 4.1 zeigt, dass die Form des  $p_T$ -Spektrums abhängig von der zu Grunde liegenden Top-Quark-Masse ist. Das  $p_T$ -Spektrum für eine Top-Quark-Masse von 160 GeV weist mehr Einträge bei niedrigem  $p_T$  auf, als die Spektren höherer Massen. Folglich ist auch der Median dieses Spektrums geringer als die Mediane der anderen Spektren. Die Mediane der  $p_T$ -Spektren für die Top-Quark-Massen 170 GeV, 172,5 GeV und 180 GeV liegen, wie auch Tabelle 4.1 zeigt, nah beieinander. Daher sind in Abbildung 4.1 nur drei Linien für die Mediane zu erkennen. Die geringen Unterschiede der Mediane dieser drei Massen sind auf statistische Schwankungen zurückzuführen.



**Abbildung 4.1:** Vergleich der  $p_T$ -Spektren von Leptonen für verschiedene Top-Quark-Massen. Senkrecht eingezeichnet sind die Mediane für  $M_t = 160$  GeV,  $M_t = 172,5$  GeV und  $M_t = 190$  GeV.

Zur Bestimmung des Fehlers auf den Median wurde wieder die in Abschnitt 3.3 beschriebene Methode verwendet. Ebenso wurden erneut die Untersuchungen zur Stabilität aus Abschnitt 3.4 durchgeführt. Trotz der niedrigeren Statistik der Datensätze, ist die Statistik der Subsamples mit etwa 750 Einträgen hoch genug. Auch alle weiteren Untersuchungen lassen auf eine ausreichende Stabilität der Methode für die verwendeten Datensätze schließen.

Die Resultate für den Median inklusive Fehler aus der Fit-Methode sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Wie schon in Abbildung 4.1 zu erkennen, liegen jeweils die drei Werte für 170 GeV, 172,5 GeV und 180 GeV wegen statistischer Schwankungen sehr eng beieinander. Betrachtet man die Mediane für  $M_t = 160$  GeV,  $M_t = 172,5$  GeV und  $M_t = 190$  GeV, so erkennt man einen deutlichen Anstieg der Mediane mit der Top-Quark-Masse.

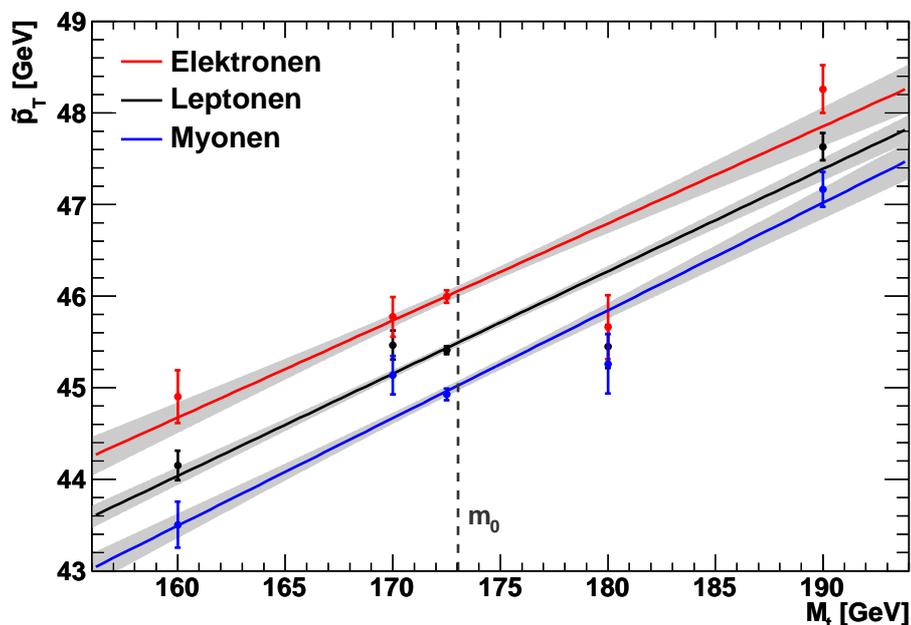
Trägt man den Median der  $p_T$ -Verteilungen gegen die Top-Quark-Masse auf, so erkennt man einen linearen Zusammenhang. Demnach kann man durch die fünf Punkte eine Gerade legen (Abb. 4.2). Um die Korrelation der Fitparameter so gering wie möglich zu halten, wird der Fit in den Schwerpunkt  $m_0$  der Verteilung gelegt. Die Fitfunktion lautet dann:

$$\check{p}_T = \lambda \cdot (M_t - m_0) + \kappa.$$

$M_t$ [GeV]	$\tilde{p}_T^{lep}$ [GeV]	$\tilde{p}_T^e$ [GeV]	$\tilde{p}_T^\mu$ [GeV]
160	$44,15 \pm 0,20$	$44,90 \pm 0,33$	$43,51 \pm 0,29$
170	$45,47 \pm 0,18$	$45,77 \pm 0,26$	$45,14 \pm 0,24$
172,5	$45,409 \pm 0,050$	$45,997 \pm 0,067$	$44,927 \pm 0,072$
180	$45,45 \pm 0,24$	$45,66 \pm 0,36$	$45,26 \pm 0,38$
190	$47,63 \pm 0,19$	$48,26 \pm 0,32$	$47,16 \pm 0,23$

**Tabelle 4.1:** Mediane der Transversalimpulsspektren der Leptonen, Elektronen und Myonen für die einzelnen Top-Quark-Massen mit empirisch bestimmten Fehlern.

Hierbei ist  $\lambda$  die Steigung der Geraden und  $\kappa$  der Wert für  $M_t = m_0$ . Um einen adäquaten Vergleich von Elektronen, Myonen und Leptonen zu ermöglichen, wurde für alle drei Fits der selbe Schwerpunkt der Leptonverteilung von  $m_0 = 173,03$  GeV verwendet. In Abbildung 4.2 ist außerdem der Fehler des Fits in Form eines  $1\sigma$ -Fehlerbandes eingezeichnet. Die Fitparameter sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.



**Abbildung 4.2:**  $\tilde{p}_T$ -Fit für Elektronen, Leptonen und Myonen. Senkrecht eingezeichnet ist der Fit-Schwerpunkt  $m_0 = 173,03$  GeV der Leptonverteilung.

	$\lambda$	$\kappa$ [GeV]	$\chi^2$
Leptonen	$0,1117 \pm 0,0069$	$45,492 \pm 0,038$	19,62
Elektronen	$0,1060 \pm 0,0120$	$46,055 \pm 0,061$	13,62
Myonen	$0,1175 \pm 0,0094$	$45,025 \pm 0,054$	9,10

**Tabelle 4.2:** Fitparameter der  $\tilde{p}_T$ -Fits für Leptonen, Elektronen und Myonen.

## 4.1 Vergleich mit vorausgegangenen Studien

Auch wenn in Abbildung 4.2 der lineare Zusammenhang deutlich erkennbar ist, zeigt der Wert für eine Top-Quark-Masse von  $M_t = 180$  GeV eine deutliche Abweichung. Um sicher zu gehen, dass es sich hier nur um eine statistische Schwankung handelt, werden die Ergebnisse im Folgenden mit den Ergebnissen aus [4] verglichen. Diese sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

	$\lambda$ [c]	$\kappa$ [GeV/c <sup>2</sup> ]
Elektronen	$0,132 \pm 0,017$	$51,54 \pm 0,12$
Myonen	$0,085 \pm 0,018$	$45,06 \pm 0,13$
Leptonen	$0,109 \pm 0,016$	$48,70 \pm 0,10$

**Tabelle 4.3:** Ergebnisse aus [4].

Die deutlichen Abweichungen der Werte in Tabelle 4.3 im Vergleich zu denen in Tabelle 4.2 haben mehrere Ursachen. In [4] wurden andere Datensätze deutlich geringerer Statistik verwendet. Auf Grund der geringeren Statistik wurde eine weichere Selektion angewandt. Außerdem wurden die Datensätze mit unterschiedlichen Versionen des Rekonstruktionsprogramms Athena [16] sowie des Konvertierungsprogramms Gardener [17] erstellt. Einflüsse durch Änderungen von Gardener konnten jedoch ausgeschlossen werden (siehe Anhang A).

## 4.2 Korrekturfaktorermittlung

Die in Abschnitt 3.3 beschriebene Methode zur Fehlerbestimmung ist nur für eine ausreichend hohe Statistik möglich. Für die Analyse früher Daten mit geringer Statistik kann sie nicht angewendet werden. Um in diesem Fall eine realistische Fehlerabschätzung zu erhalten, muss der Fehler berechnet werden.

Eine mögliche Lösung kann die Erweiterung der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Formel um einen Korrekturfaktor darstellen. Zur Bestimmung des Korrekturfaktors werden die für die Monte-Carlo-Datensätze per Fit-Methode bestimmten Fehler mit denen aus der Formel verglichen. Hierzu wird der Quotient aus dem empirisch bestimmten Fehler und dem Fehler aus der Formel berechnet. Das gewichtete Mittel der Quotienten ergibt den Korrekturfaktor

$$k(\Delta\tilde{p}_T) = 1,16.$$

Vergleicht man den auf diese Weise berechneten Fehler mit dem empirisch bestimmten Fehler, so erhält man eine gute Übereinstimmung. Der Vergleich ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Um die Unterschiede sichtbar zu machen, wurden die Fehlerbänder um Faktor drei vergrößert. Als Bänder sind die Fehlerbänder für einen Geradenfit unter Berücksichtigung der Fehler aus der Standardformel (dunkel) und der Fehler aus dem Gaußfit (hell) dargestellt. Der Fehler auf den Fit, der unter Verwendung von Formel und Korrekturfaktor entsteht, ist als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die grafische Darstellung mit Hilfe von Fehlerbändern bestätigt den gewählten Ansatz zur Ermittlung eines Korrekturfaktors.

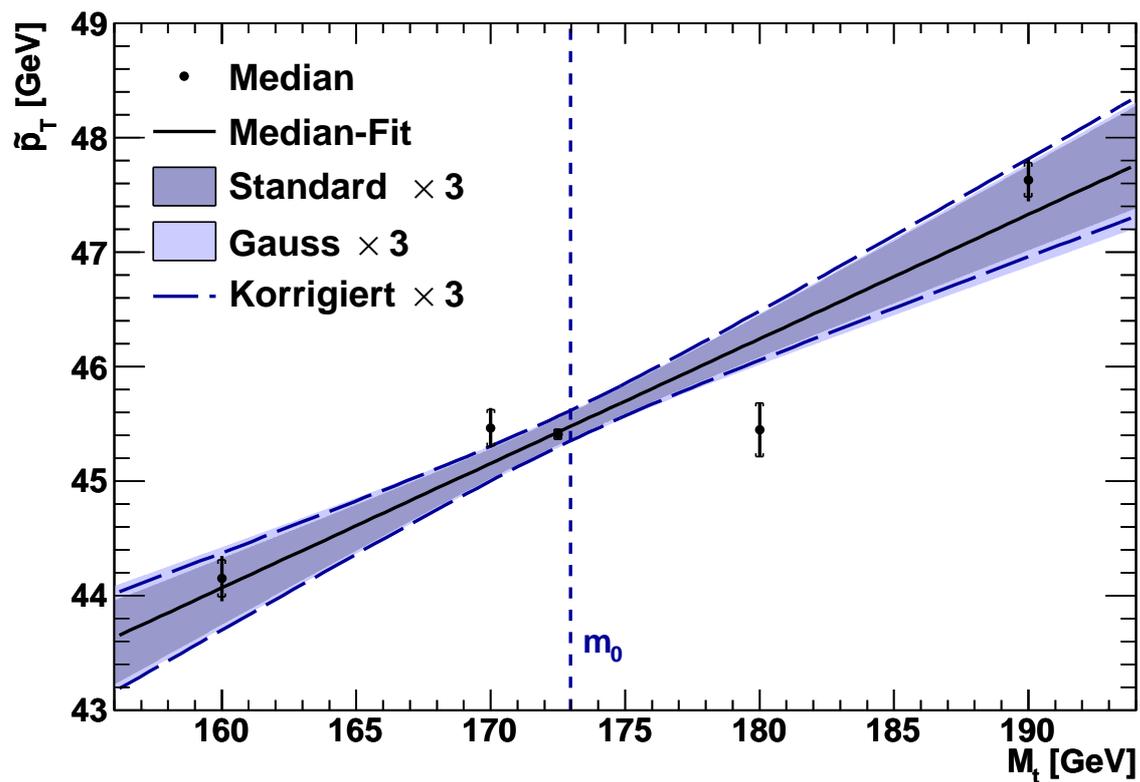


Abbildung 4.3: Vergleich der empirisch bestimmten Fehler (senkrechte Fehlerbalken) mit denen aus der Formel berechneten (eckige Klammern) und den resultierenden Fehlerbändern für den Lepton-Fit. Zur Verdeutlichung der Unterschiede wurden die Fehlerbänder um Faktor drei vergrößert.

# Kapitel 5

## Untergrundstudien

Den vorausgegangenen Betrachtungen liegt ein idealisiertes Bild zu Grunde. Untersucht man reale Ereignisse, so erhält man neben dem betrachteten Signal einen erheblichen Anteil unerwünschter Prozesse. Eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  entspricht etwa 10,6 Mio Ereignissen, die sich wie folgt aufteilen: Nur rund 43.000 Ereignisse sind dem Signal zuzuordnen, die übrigen Ereignisse bilden den Untergrund, bestehend aus 9,7 Mio W+Jets-, 88.000 Z+Jets-, 11.000 Single-Top-, 5.300 WW-, 1.800 WZ- und 400 ZZ-Ereignissen. Wegen des geringen Signalanteils ist eine Betrachtung des Untergrundes und dessen Einfluss auf das  $p_T$ -Spektrum wichtig.

Die in Abschnitt 3.1 beschriebenen Schnitte dienen unter anderem dazu, den Untergrund zu minimieren. Auf diese Weise wird das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von  $4 \cdot 10^{-3}$  auf 1,6 erhöht. Die Auswirkungen der einzelnen Schnitte auf die Zusammensetzung der verwendeten Datensätze ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Reduzierung des Untergrundes um 99,96% durch die Schnitte wesentlich größer ist als der Verlust des Signals von 84,5%.

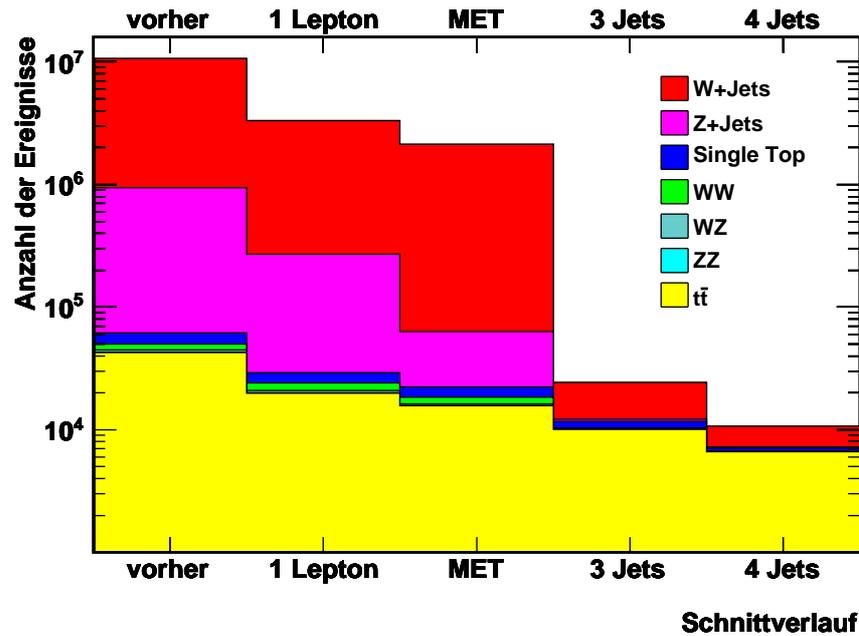


Abbildung 5.1: Schnittverlauf der Ereignisschnitte für eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$ .

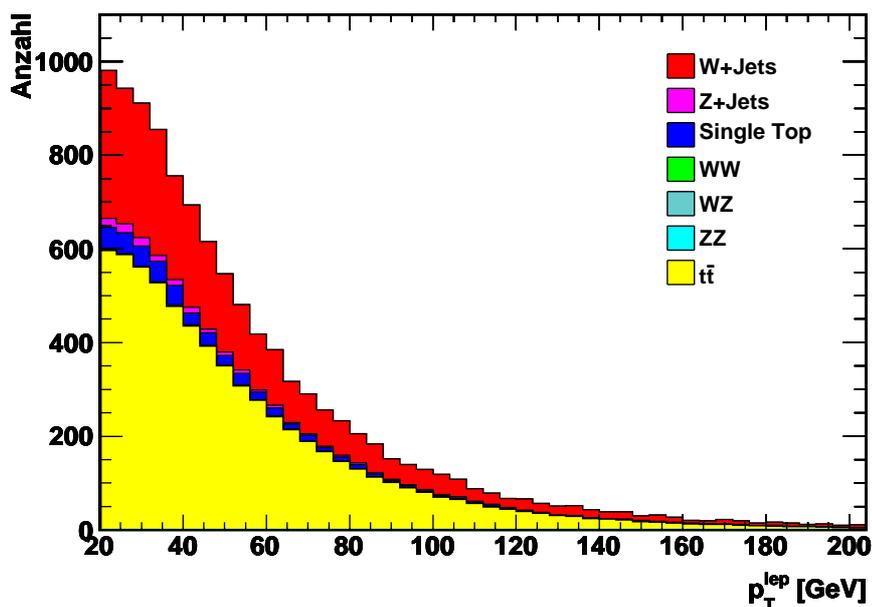
Auswirkungen der einzelnen Schnitte:

- 1 Lepton: Mit dem Schnitt auf ein Lepton wird der dileptonische Zerfallskanal unterdrückt. Außerdem wird der W+Jets-Untergrund um 68,6% reduziert. Der ZZ-Untergrund wird weitestgehend eliminiert, da ein Z-Boson nur in eine gerade Anzahl Leptonen zerfallen kann. Aus diesem Grund wird auch der Z+Jets-Untergrund um 72,8% reduziert.
- MET (fehlende Transversalenergie): Dieser Schnitt reduziert hauptsächlich den Z+Jets-Untergrund um 82,9%.
- 3 Jets und 4 Jets: Die geforderte Anzahl Jets sowie deren Transversalimpuls reduziert den Anteil der W+Jets-Ereignisse um weitere 99,8%. Der Z+Jets-Untergrund wird um 99,6% reduziert.

Wie in Abbildung 5.1 zu sehen, wird der Untergrund durch die Selektion nicht vollständig eliminiert. Besonders der Single-Top-Untergrund wird durch die Schnitte kaum verringert und bleibt nahezu konstant. Ein Vergleich mit [18] zeigt einige Abweichungen zu den dort angegebenen Werten. Das dort ermittelte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beträgt 1,5. Das

Signal liegt mit 5.700 Ereignissen deutlich unter den 6.600 Ereignissen in dieser Analyse. Der Untergrund liegt mit 3.900 Ereignissen relativ nahe an den 4.000 Untergrundereignissen dieser Arbeit. In beiden Untersuchungen wurde auf eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  normiert. Die abweichenden Ergebnisse sind in einer Unterscheidung in den angewandten Schnitten begründet. In dieser Arbeit fehlt im Vergleich zu [18] der Schnitt auf den Trigger, da in den verwendeten Datensätzen keine Trigger-Informationen vorhanden sind.

Der verbleibende Untergrund hat Einfluss auf das Transversalimpulsspektrum der Zerfallsleptonen. Dieser Einfluss soll im Folgenden untersucht werden. Das  $p_T$ -Spektrum der Zerfallsleptonen unter Berücksichtigung des Untergrundes ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Hierbei werden die Spektren der einzelnen Kanäle aufeinander eingezeichnet, so dass die Einhüllende das Gesamtsignal wiedergibt.

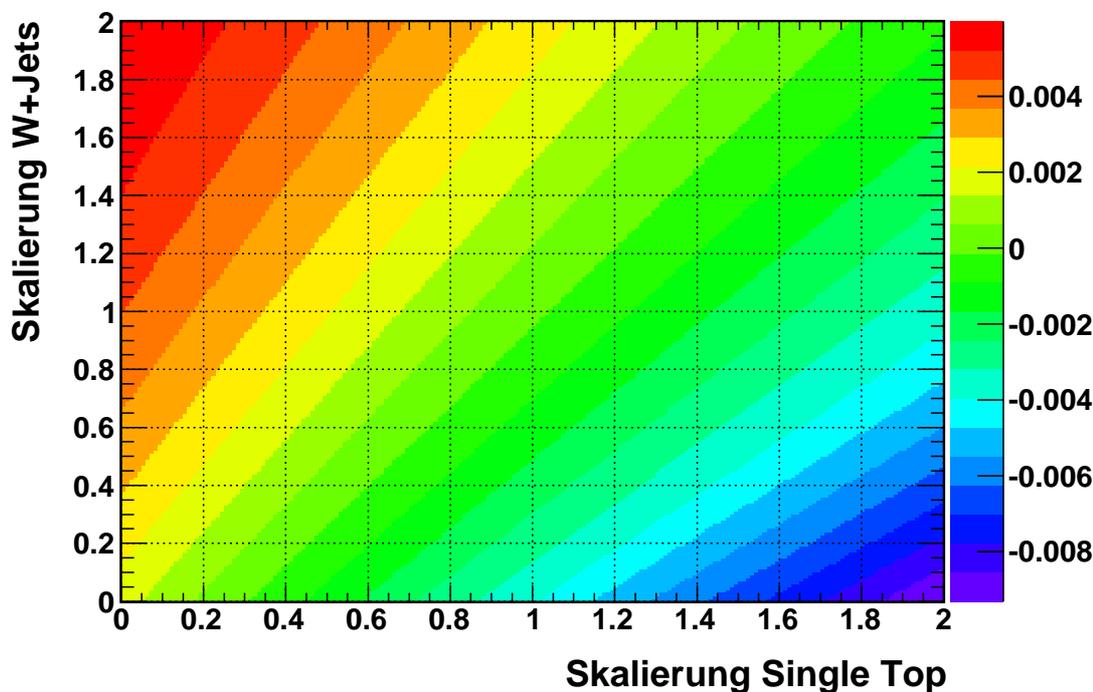


**Abbildung 5.2:** Transversalimpulsspektrum der Zerfallsleptonen unter Berücksichtigung des Untergrundes für  $\mathcal{L} = 200 \text{ pb}^{-1}$ .

Der Median für die Gesamtverteilung in Abbildung 5.2 beträgt  $\tilde{p}_T = (45,285 \pm 0,034)$  GeV. Dies entspricht einer Verschiebung des Medians durch den Untergrund um  $-0,12$  GeV. Diese Verschiebung resultiert in einem Fehler auf die Top-Quark-Masse. Zur Bestimmung dieses Fehlers wird aus der  $\tilde{p}_T$ -Differenz mit Hilfe der Geradensteigung die Verschiebung der Top-Quark-Masse bestimmt:

$$\Delta M_t = -1,1 \text{ GeV}$$

Eine Unsicherheit hierbei ist eine Fehleinschätzung des Untergrundes. Eine falsche Einschätzung des ursprünglichen Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund führt auch zu einer Verschiebung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses nach der Selektion. Dies wirkt sich wiederum auf den Median des Transversalimpulsspektrums aus. Die beiden Hauptuntergründe nach der Selektion sind der W+Jets- und der Single-Top-Kanal. Um den Einfluss einer Fehleinschätzung des Untergrundes zu überprüfen, wurden diese beiden Hauptuntergründe skaliert. Hierzu werden beide Untergründe mit einem Faktor von 0 bis 2 multipliziert und somit um 100% jeweils nach oben und unten skaliert.



**Abbildung 5.3:** Relative Abweichung des Medians bei Skalierung der beiden Hauptuntergründe W+Jets und Single Top, wie im Text definiert.

Abbildung 5.3 zeigt die durch Skalierung der beiden Hauptuntergründe verursachte relative Abweichung des Medians vom Median für unskalierte Untergründe:

$$\text{Abweichung} = \frac{\tilde{p}_T(\text{skaliert}) - \tilde{p}_T(\text{unskaliert})}{\tilde{p}_T(\text{unskaliert})}$$

Auffällig ist, dass die Abweichung des Medians durch Skalierung der Untergründe sehr gering ist. Bei einer Skalierung um  $\pm 100\%$  liegt die Abweichung bei unter 1%. Bei gleicher Skalierung beider Untergründe liegt die Abweichung sogar bei unter 0,2%. Die beiden Untergründe haben demnach entgegengesetzte Auswirkungen auf den Median. Dieser Effekt reduziert die Unsicherheit auf die Top-Quark-Masse, da eine Fehleinschätzung des Signals einer gleichmäßigen Skalierung der Untergründe entspricht.

Eine Skalierung um  $\pm 100\%$  entspricht einer sehr unrealistischen Fehleinschätzung. Für die Abschätzung des Fehlers auf die Top-Quark-Masse wird ein sehr pessimistischer Wert von maximal 50% angenommen. Die Abweichung des Medians von dem unskalierten Wert beträgt in diesem Bereich bis zu 0,4%. Hieraus ergibt sich ein Fehler auf die Top-Quark-Massen-Verschiebung. Es ergibt sich ein Gesamtergebnis von

$$\Delta M_t = (-1,1 \pm 1,6) \text{ GeV.}$$

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der lineare Zusammenhang zwischen der Top-Quark-Masse und dem Median der Transversalimpulsspektren der Zerfallsleptonen des Lepton+Jets-Kanals verifiziert. Mit Hilfe der erhaltenen Korrelation wird sich aus dem aufgenommenen Spektrum die Top-Quark-Masse bestimmen lassen. Durch die Unabhängigkeit der Methode von der Unsicherheit auf die Jet-Energie-Skala und die Genauigkeit des Medians bei niedriger Statistik, eignet sich die Methode besonders für frühe Analysen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zudem eine Untersuchung des Fehlers auf den Median durchgeführt. Hierfür wurden die Datensätze geteilt und die statistische Abweichung der Mediane bestimmt. Die vorhandene Formel konnte um einen Korrekturfaktor erweitert werden. Somit ist eine sichere Bestimmung des Fehlers für den Median bei ersten Daten möglich.

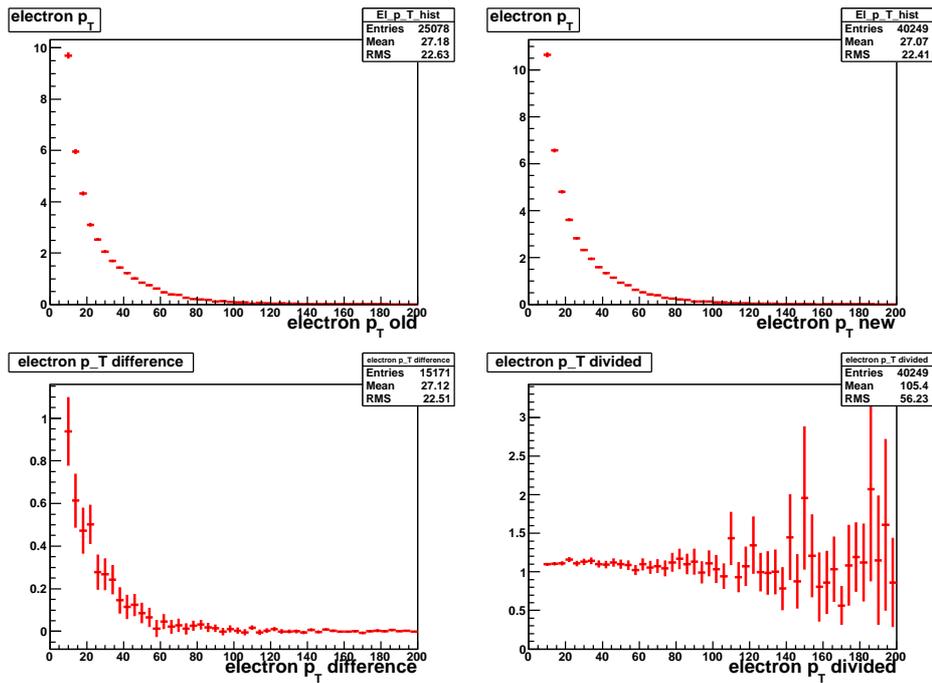
Des Weiteren wurde die Unsicherheit durch den Einfluss des Untergrundes untersucht. Als Hauptuntergründe nach den Schnitten konnten W+Jets und Single Top ermittelt werden. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liegt bei 1,6. Aus dem Untergrund wurde ein Fehler auf die Top-Quark-Masse durch die Verschiebung des Medians abgeleitet und dessen Unsicherheit durch eine mögliche Fehleinschätzung bestimmt. Der ermittelte Fehler liegt bei  $(-1,1 \pm 1,6)$  GeV.

Mit den durchgeführten Untersuchungen liefert die vorliegende Arbeit einen wichtigen Teil zu den systematischen Studien zu der angewandten Methode. Neben den betrachteten Systematiken werden in Zukunft noch einige weitere Unsicherheiten überprüft werden müssen um den systematischen Fehler der Methode abschätzen zu können.

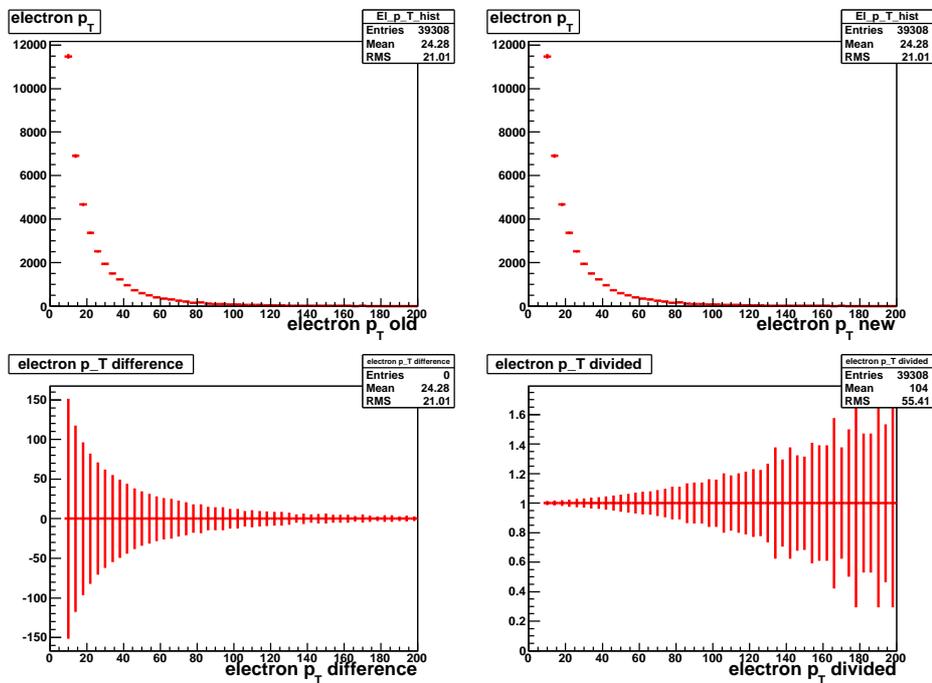
# Anhang A

## Gardener-Validierung

Um aus den ATLAS-Daten die in der Studie verwendeten Datensätze zu erhalten, wird das Konvertierungsprogramm Gardener [17] verwendet. Dies ist nötig um eine Analyse mit ROOT [19] durchführen zu können. Durch die laufende Weiterentwicklung des Programms ergibt sich die Notwendigkeit eines Vergleichs der mit unterschiedlichen Versionen erstellten Datensätze. Das hierfür entstandene Programm [20] vergleicht 28 Variablen (siehe Tabelle A.1) der Datensätze. Eine Dokumentation zu dem Programm ist unter [20] zu finden. Das Programm besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil liest die Datensätze aus und füllt die Variablen in Histogramme. Der zweite Teil des Programms vergleicht die Histogramme miteinander. Dieser Teil stellt sowohl eine grafische als auch eine numerische Ausgabe zur Verfügung. Grafisch werden Differenz und Verhältnis dargestellt (Abb. A.1 und A.2). Numerisch gibt das Programm die prozentuale Abweichung aller Variablen an, für die dieser Wert über einer vorher angegebenen Grenze liegt. Mit Hilfe des Validierungsprogramms konnte ein Einfluss der unterschiedlichen Gardener-Versionen auf die Abweichungen der Ergebnisse zu vorausgegangenen Analysen ausgeschlossen werden.



**Abbildung A.1:** Grafische Ausgabe des Gardener-Validierungs-Programms für einen Vergleich von zwei voneinander abweichender Transversalimpulsspektren.



**Abbildung A.2:** Grafische Ausgabe des Gardener-Validierungs-Programms für einen Vergleich von zwei identischen Transversalimpulsspektren.

Elektronen	Myonen	Tauonen	Jets	Andere
N	N	N	N	MET
E	E	E	E	EF_e15i_medium
$\eta$	$\eta$	$\eta$	$\eta$	EF_mu15
$\phi$	$\phi$	$\phi$	$\phi$	
$p_T$	$p_T$	$p_T$	$p_T$	
etcone20	etcone20_new		w_cmb	
author				
isem				

**Tabelle A.1:** Liste der Variablen, die das Validierungsprogramm vergleicht.

# Literaturverzeichnis

- [1] GIOKARIS, N. et al.: *Probing the Top-Quark Mass in the Dilepton and Lepton+Jets Channels Using Only Lepton Information*, JINR-E1-2005-104 (2005)
- [2] CDF COLLABORATION: *Measurement of the Top Quark Mass from the Lepton Transverse Momentum in the  $t\bar{t} \rightarrow$  Dilepton Channel at the Tevatron*, CDF Conference Note 8959 (2007)
- [3] 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)
- [4] STILLINGS, J. A.: *Top Quark Mass Measurement using Lepton Transverse Momenta at ATLAS*, Universität Bonn, Diplomarbeit, BONN-IB-2009-06 (Juli 2009)
- [5] <http://www.atlas.ch/> (4. Dezember 2009)
- [6] ATLAS COLLABORATION; AAD, G. et al.: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation, 3(08):S08003 (August 2008)
- [7] KOBAYASHI, M., MASKAWA T.: *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Progress of Theoretical Physics Vol.49 No.2 (1973), S.652-657
- [8] HERB, S. W. et al.: *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. Vol.39 No.5 (1977), S.252-255
- [9] DØ COLLABORATION; ABACHI, S. et al.: *Search for High Mass Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , Phys. Rev. Lett. Vol.74 No.13 (1995), S.2422-2426
- [10] CDF COLLABORATION; ABE, F. et al.: *Observation of Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. Vol.74 No.14 (1995), S.2626-2631

- [11] TEVATRON ELECTROWEAK WORKING GROUP: *Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark*, arXiv:0903.2503 (2009)
- [12] PARTICLE DATA GROUP; AMSLER, C. et al.: *Review of Particle Physics*, Physics Letters B667, 1 (2008)
- [13] FRIXIONE, S., WEBBER, B. R.: *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP 0206:029 (2002)
- [14] MANGANO, M.L., MORETTI, M., PICCININI, F., PITTAU, R., POLOSA, A.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP 0307:001 (2003)
- [15] SACHS, L.: *Angewandte Statistik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 11. Auflage (2004)
- [16] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS computing: Technical Design Report*, ATLAS-TDR-017 (2005)
- [17] GARDENER, <https://atlas-wiki1.physik.uni-bonn.de/mediawiki/index.php/Gardener> (11. Februar 2010)
- [18] THE ATLAS COLLABORATION, *Prospects for the Top Pair Production Cross-section at  $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$  in the Single Lepton Channel in ATLAS*, ATL-PHYS-PUB-2009-087 (August 2009)
- [19] ROOT - A DATA ANALYSIS FRAMEWORK, <http://root.cern.ch> (20. Januar 2010)
- [20] GARDENER VALIDATION TOOL, <https://atlas-wiki1.physik.uni-bonn.de/mediawiki/index.php/Gardener/Validation> (20. Januar 2010)

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 12. Februar 2010

Unterschrift: