

Untersuchung der Effizienz und Reinheit von b-Jet-Zuordnungen in semileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfällen am ATLAS-Detektor

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
(B.Sc.)

dem Fachbereich Physik der
Universität Siegen

vorgelegt von
Christian Hachenberg

April 2009

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Physikalische Grundlagen der Analyse | 2 |
| 2.1 | Standardmodell der Teilchenphysik | 2 |
| 2.1.1 | Fermionen | 2 |
| 2.1.2 | Eich-Bosonen | 3 |
| 2.1.3 | Elektroschwache Wechselwirkung | 4 |
| 2.1.4 | Starke Wechselwirkung | 7 |
| 2.1.5 | Teilchenjets | 8 |
| 2.1.6 | Prozesse in pp -Beschleunigern | 8 |
| 2.1.7 | Der Higgs-Mechanismus | 9 |
| 2.2 | Top-Quark-Eigenschaften | 10 |
| 2.2.1 | Top-Quark Erzeugung | 10 |
| 2.2.2 | Top-Zerfall | 11 |
| 3 | Das ATLAS-Experiment | 13 |
| 3.1 | Der LHC-Teilchenbeschleuniger | 13 |
| 3.2 | Der ATLAS-Detektor | 13 |
| 3.2.1 | Charakteristische ATLAS-Größen | 13 |
| 3.2.2 | Der innere Detektor | 15 |
| 3.2.3 | Die Kalorimeter | 17 |
| 3.2.4 | Die Myonen-Detektoren | 17 |
| 4 | Datenerzeugung | 19 |
| 4.1 | Simulation der Ereignisse | 19 |
| 4.2 | MC-Truth- und rekonstruierte Information | 20 |
| 4.3 | HitFit | 20 |
| 5 | Datenanalyse | 23 |
| 5.1 | Ausgangsdaten | 23 |
| 5.2 | Vorselektion der Ereignisse | 25 |
| 5.3 | Matching und Matching-Bedingungen | 29 |
| 5.4 | Matching mit Impuls-Schnitten | 30 |
| 5.5 | Getrennte Analyse für die leptoniche und hadronische Zerfallsseite nach Impuls-schnitten | 36 |
| 5.6 | Matching mit zusätzlichem Top-Massen-Schnitt | 40 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5.7 | Unterscheidung zwischen leptonischer und hadronischer Zerfallsseite mit Schnitt auf M_{top} | 46 |
| 5.8 | Schnitt auf den Top-Quark-Impuls | 50 |
| 6 | Zusammenfassung & Diskussion | 55 |
| A | Anhang | 57 |
| A.1 | Fehlerberechnung | 57 |
| | Literaturverzeichnis | 59 |

1 Einleitung

Eines der erfolgreichsten Konzepte der Teilchenphysik ist das Standardmodell, das die Interaktion von Elementarteilchen durch Wechselwirkungsfelder beschreibt. Diese Elementarteilchen sind die Fermionen, die in Leptonen und Quarks eingeteilt sind [2]. Die Existenz der Quarks wurde 1964 von Murray Gell-Mann postuliert. 1969 konnten die ersten beiden Quarks experimentell nachgewiesen werden [6].

Heute sind sechs Quarks, welche in drei Generationen eingeteilt sind, bekannt. Das letzte in das Standardmodell aufgenommene Quark, das Top-Quark, wurde bereits 1977 postuliert. In diesem Jahr wurde das Bottom-Quark, das wahrscheinlich der schwache Isospin-Partner des Top-Quarks ist, entdeckt. Aber erst 1995 konnte das Top-Quark experimentell am Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) nachgewiesen werden.

Es ist das schwerste bekannte Elementarteilchen und mit einer Masse von ungefähr 171.2 GeV [1], fast so schwer wie ein Goldatom. Gleichzeitig ist es das Teilchen mit der kürzesten Lebensdauer t_{top} von ungefähr 4.2×10^{-25} s [10]. 14 Jahre nach seiner Entdeckung ist immer noch wenig über die Interaktion des Top-Quarks mit den anderen Teilchen bekannt. Das Top-Quark könnte aber durch seine große Masse und kurze Lebensdauer eine besondere Bedeutung in der Natur haben, weshalb es derzeit Thema vieler Untersuchungen ist. So wird versucht, die Eigenschaften des Top-Quarks präzise zu bestimmen, da vermutet wird, dass diese Untersuchungen auch neue Erkenntnisse über die Richtigkeit des Standardmodells und Erkenntnisse über die Physik jenseits des Standardmodells liefern könnten.

Der ATLAS (A Large Torrodial LHC Apparatus)-Detektor wird sich unter anderem mit der Thematik der Top-Quark-Physik befassen. ATLAS ist Bestandteil des LHC (Large Hadron Collider), welcher sich am CERN, dem Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire nahe Genf, befindet. Das CERN liegt auf der Grenze zu Frankreich und der Schweiz, die Beschleunigerringe befinden sich ungefähr hundert Meter unter der Oberfläche. Erste Kollisionen sind für November 2009 geplant.

Die verlässliche Auswertung der dabei anfallenden Daten erfordert das Zusammenwirken vieler Programmerroutinen von denen eine in dieser Arbeit untersucht wird. Es handelt sich dabei um HitFit, einen kinematischen Fitter, der zur Auswertung von $t\bar{t}$ -Zerfällen programmiert wurde. Dieser Fitter versucht, die richtigen Zuordnungen von Quarks zu den von ihnen ausgehenden Teilchenjets zu berechnen.

2 Physikalische Grundlagen der Analyse

Durch die am LHC durchgeführten Experimente wird es aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie von 14 TeV möglich sein, die bisherigen Ergebnisse der Physik zu präzisieren. Außerdem können bisher unbestätigte Theorien auf ihre Richtigkeit geprüft werden. Wichtige Aspekte sind in diesem Zusammenhang der Higgs-Mechanismus, SUSY (Supersymmetrie)-Teilchen und die präzise Messung der Top-Quark-Eigenschaften wie Masse und Ladung.

Dieser Abschnitt soll einen Überblick über das aktuelle Standardmodell der Teilchenphysik geben, da es die physikalische Grundlage dieser Analyse ist. Es werden alle bisher bekannten Elementarteilchen und die im Standard Modell integrierten Wechselwirkungen kurz vorgestellt und Informationen über das Top-Quark im Speziellen gegeben [1], [6], [7], [10].

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Die Physik unterscheidet zwischen 4 Grundkräften der Natur. Diese sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung sowie die Gravitationskraft. Im Standardmodell der Teilchenphysik, eine Eichtheorie, sind die ersten drei dieser vier elementaren Wechselwirkungsfelder zusammengefasst. Die Gravitationskraft konnte bisher noch nicht mit den anderen Kräften vereinigt werden.

Im Standardmodell wird zwischen zwölf Elementarteilchen, den Fermionen, und vier Austauschpartikeln, den Bosonen, unterschieden. Letztere sind die Vermittler der oben genannten drei Wechselwirkungsfelder.

2.1.1 Fermionen

Die 12 Fermionen sind punktförmige Teilchen, die in 6 Quarks und 6 Leptonen in jeweils 3 Generationen unterteilt sind. Die 6 Quarks heißen Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom, während die Leptonen Elektron, Myon und Tau genannt werden. Diese haben jeweils noch ein zugehöriges Neutrino, das Elektron-, Myon- und Tau-Neutrino. Alle Fermionen haben einen Spin von $1/2$, ihrer Eigenschaften hinsichtlich Masse und Ladung sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Zu jedem Fermion existiert Antiteilchen mit gleicher Masse aber entgegengerichteter Ladung. Dabei werden die Anti-Quarks mit einem Querbalken versehen, wie z.B. \bar{u} , die Antiteilchen der Leptonen werden mit einem “+“ gekennzeichnet, so wie z.B. das Positron e^+ , der Antipartner des Elektrons. Die Massen der einzelnen Fermionen steigen von Generation zu Generation, wie

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

| Generation des Fermions | Quark | | | Lepton | | |
|-------------------------|--|--------|----------------|-------------------------------|------------|------------|
| | Name | Kürzel | Ladung [e] | Name | Kürzel | Ladung [e] |
| I | Up | u | $+\frac{2}{3}$ | Elektron | e^- | -1 |
| | $m_u = 1.5 - 3.3 \text{ MeV}$ | | | $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ | | |
| | Down | d | $-\frac{1}{3}$ | Elektron-Neutrino | ν_e | 0 |
| | $m_d = 3.5 - 6.0 \text{ MeV}$ | | | $m_{\nu_e} = 0 \text{ eV}$ | | |
| II | Charm | c | $+\frac{2}{3}$ | Myon | μ^- | -1 |
| | $m_c = 1.27^{+0.07}_{-0.11} \text{ GeV}$ | | | $m_\mu = 105.7 \text{ MeV}$ | | |
| | Strange | s | $-\frac{1}{3}$ | Myon-Neutrino | ν_μ | 0 |
| | $m_s = 104^{+26}_{-34} \text{ MeV}$ | | | $m_{\nu_\mu} = 0 \text{ eV}$ | | |
| III | Top | t | $+\frac{2}{3}$ | Tau | τ^- | -1 |
| | $M_{top} = 171.2 \pm 2.1 \text{ GeV}^*$ | | | $m_\tau = 1777.3 \text{ MeV}$ | | |
| | Bottom | b | $-\frac{1}{3}$ | Tau-Neutrino | ν_τ | 0 |
| | $m_b = 4.20^{+0.17}_{-0.07} \text{ GeV}$ | | | $m_{\nu_\tau} = 0 \text{ eV}$ | | |

Tabelle 2.1: Masse und Ladung der 12 Fermionen (* die Top-Masse wurde aufgrund ihrer Bedeutung in dieser Arbeit besonders hervorgehoben). Die Masse der Neutrinos ist im Standardmodell als 0 angenommen. Die Konstanten c und \hbar sind nach Konvention gleich 1 [1], [10].

| Eich-Boson | induzierte Wechselwirkung | Masse [GeV] |
|-----------------|---------------------------|--------------------------------------|
| Photon γ | elektromagnetisch | 0 |
| W^\pm | schwach | $m_W = 80.398 \pm 0.025 \text{ GeV}$ |
| Z^0 | schwach | $m_Z = 91.188 \pm 0.002$ |
| 8 Gluonen | stark | 0 |

Tabelle 2.2: Masse und Art der Eich-Bosonen [1].

in Tabelle 2.1 ersichtlich ist. So befinden sich in Generation I die leichtesten, in Generation III hingegen die schwersten Fermionen. Der Grund für diese Massenhierarchie und die Frage, ob noch eine vierte Fermionen-Generation existiert, sind bisher noch Bestandteil von Untersuchungen.

2.1.2 Eich-Bosonen

Die Eich-Bosonen sind die Austauscheteilchen der drei im Standardmodell vereinigten Wechselwirkungen. Ihre Masse und die zugehörige Wirkung sind in Tabelle 2.1.2 zusammengefasst. Alle Eich-Bosonen besitzen einen Spin von 1 [7]. Das masselose Photon γ ist Übermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, das W^\pm und Z^0 die der schwachen Wechselwirkung. Die 8 Gluonen sind für die Vermittlung der starken Wechselwirkung zwischen Quarks verantwortlich. Sie sind wie das Photon masselos [6].

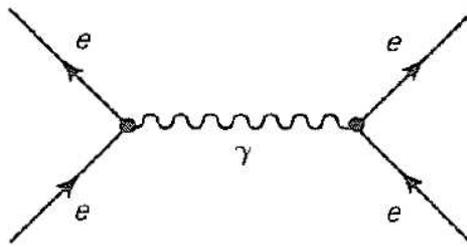


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm der Møller-Streuung aus der QED [6].

2.1.3 Elektroschwache Wechselwirkung

Unter elektroschwacher Wechselwirkung versteht man die Vereinigung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungen.

Die elektromagnetische Wechselwirkung, beschrieben in der QED (Quantenelektrodynamik), wird durch das Photon vermittelt, welches quadratisch mit der Ladung der Teilchen koppelt. Unter Kopplung versteht man den Austausch von Energie und Impuls zwischen den teilnehmenden Teilchen. Neutrinos können aufgrund der Ladungskopplung nicht elektromagnetisch wechselwirken, da sie nicht über eine Ladung verfügen. Im Ende des 19. Jahrhunderts war Maxwell der Erste, der eine klassische Formulierung der elektromagnetischen Kraft ansetzte, die dann in den 1940'er Jahren u.a. durch Feynman zu der "Quantentheorie der Elektrodynamik" vervollständigt wurde. Feynman war es auch, der Regeln zur Berechnung von Zerfallsbreiten und Wirkungsquerschnitten in den Quantenfeldtheorien einführte und sie mit Hilfe der Feynman-Diagramme anschaulich machte.

In diesen Diagrammen sieht man einlaufende und auslaufende äußere Linien, die für die teilnehmenden Teilchen stehen und an einem Wechselwirkungspunkt (Vertizes) zusammenlaufen. Zwei Vertizes werden dabei von einer inneren Linie, dem Propagator, verbunden, die den Mechanismus der Kopplung beschreiben. An den Vertizes finden Vernichtung, Erzeugung oder Streuung der Teilchen statt. Bei allen Interaktionen der Teilchen sind Erhaltung von Energie und Impuls verlangt. Die Zeitrichtung ist in diesen Diagrammen nicht konventioniert und läuft in dieser Arbeit von unten nach oben [6], [7].

In Abb. 2.1 ist als Beispiel für eine Reaktion in der QED die Møller-Streuung dargestellt. Man sieht unten links und unten rechts je ein einlaufendes Elektron, zwischen denen ein Photon im Vertex ausgetauscht wird und die Teilchen daran gestreut werden. Es muss berücksichtigt werden, dass ein Prozess nicht durch ein Feynman-Diagramm allein, sondern durch eine unendliche Anzahl von diesen Diagrammen beschrieben. Allerdings ist es für die Berechnung der Zerfallsbreiten und Wirkungsquerschnitte der Prozesse ausreichend, maximal die Diagramme der ersten vier Ordnungen zu berücksichtigen [6].

Die schwache Kraft wurde zum ersten Mal 1933 von Fermi mit Hilfe der relativistischen Quantenmechanik formuliert; sie war davor unbekannt und Zerfälle wie der β -Zerfall konnten nicht erklärt werden (siehe Abb. 2.2). In den 1950'er Jahren waren unter anderem Gell-Mann, Feynman, Lee und Yang an ihrer Weiterentwicklung beteiligt, bis die Theorie der schwachen Kraft in

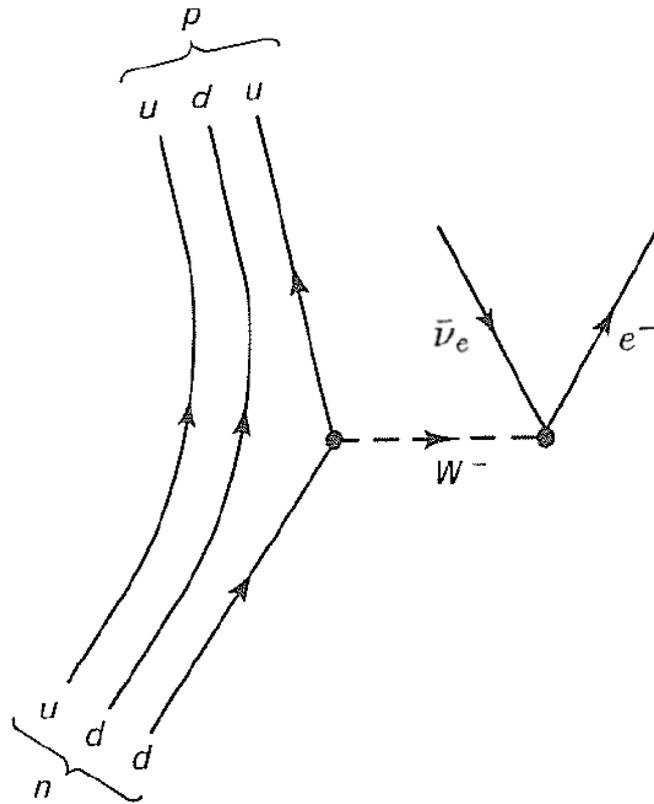


Abbildung 2.2: Der β -Zerfall. Das d -Quark des Neutrons koppelt an ein W^- und wird zu einem u -Quark. Das W^- zerfällt in ein e^- und ein $\bar{\nu}_e$ (ein "leptonischer Zerfall"), [6].

den 60'er Jahren des letzten 20. Jahrhunderts durch Glashow, Weinberg und Salam ihre heutige Form annahm.

An der schwachen Wechselwirkung nehmen alle Teilchen des Standardmodells teil und wird durch die beiden massiven Austauschbosonen W^\pm und Z^0 vermittelt. Abhängig davon, welches Boson zwischen den Teilchen interagiert, spricht man von einem geladenen Strom (W^\pm , siehe Abb. 2.3, links) oder einem neutralen Strom (Z^0 , siehe Abb. 2.3, rechts) [6].

Bisher wurde nur beobachtet, dass nur Leptonen innerhalb derselben Generation über die schwache Wechselwirkung miteinander wechselwirken. Theoretisch sind aber auch Übergänge zwischen den Generationen möglich. Die generationenübergreifende Wechselwirkung bei den Quarks ist durch die CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa)-Matrix beschrieben und wird nur durch geladene Ströme übermittelt.

2 Physikalische Grundlagen der Analyse

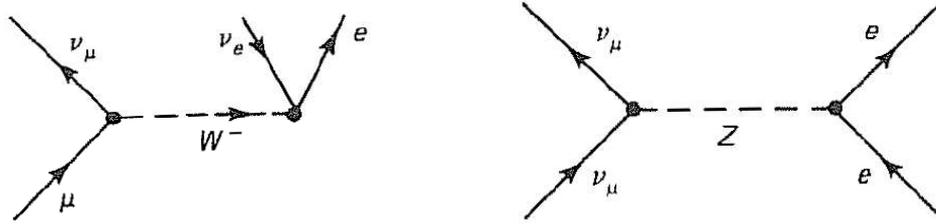


Abbildung 2.3: Links: Beispiel für einen geladenen Strom. Hier: Der μ -Zerfall. Rechts: Beispiel eines ungeladenen Stromes. Hier: ν_μ -Elektron-Streuung [6].

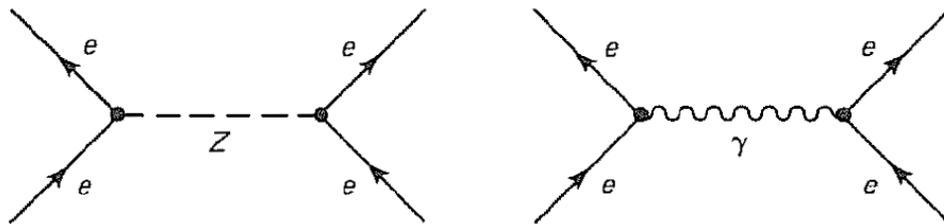


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramm für den Austausch von Z oder γ zwischen zwei Elektronen. Beide Diagramme sind möglich, wobei der neutrale Strom stark unterdrückt ist [6].

Man führt hierfür anstelle der schwachen Isospin-Doublets

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

die Paare

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

ein, wobei es sich bei d' , s' und b' um Linearkombinationen der ursprünglichen Quarks d , s und b handelt [6]. Die CKM-Matrix V_{CKM} wird nun als Mischungsmatrix verwendet. Es gilt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Die Komponenten der CKM-Matrix geben die Wahrscheinlichkeit an, dass eine Quark-Generation in eine andere übergeht. Dabei muss beachtet werden, dass es sich bei der CKM-Matrix nicht um Einheitsmatrix handelt. Dies würde bedeuten, dass keine Mischung der Generationen möglich wäre. V_{CKM} ist jedoch in guter Näherung diagonalisiert, da die Einträge der Nebendiagonalen klein sind [1]:

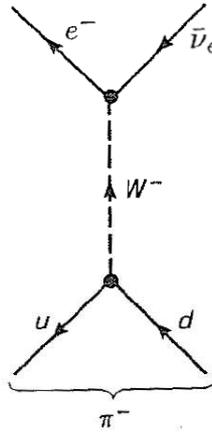


Abbildung 2.5: Zerfall des Pions in ein e^- und ein $\bar{\nu}_e$ über die schwache Wechselwirkung, [6].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.2257 \pm 0.0010 & 0.00359 \pm 0.00016 \\ 0.2256 \pm 0.0010 & 0.97334 \pm 0.00023 & 0.0415^{+0.0010}_{-0.0011} \\ 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} & 0.0407 \pm 0.0010 & 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Ein Beispiel für einen schwachen Zerfall innerhalb einer Generation ist in Abb. 2.5 dargestellt. In der Abbildung zerfällt ein π^- mittels schwacher Wechselwirkung über ein W^- in ein e^- und ein $\bar{\nu}_e$ [6]. Dieser Zerfall des W wird auch als leptonisch bezeichnet, da das Endprodukt zwei Leptonen sind. Entsprechend nennt man den Zerfall des W -Bosons in zwei Quarks hadronischen Zerfall.

2.1.4 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung, induziert durch acht Gluonen, wirkt nur auf Quarks. Quarks besitzen jeweils eine von drei Farbladungen, die rot, blau oder grün sein kann; ihre Antipartner besitzen die entsprechenden Antiladungen antirot, antiblau und antigrün. Die Gluonen bestehen jeweils aus einer Farb- und Antifarbladung durch die ein Quark und ein Antiquark mit entgegengesetzter Farbe zu einem Meson, oder drei Quarks mit jeweils unterschiedlicher Farbe zu Baryonen verbunden werden. Aus diesem Grund wird die starke Wechselwirkung auch als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet.

Mesonen und Baryonen werden auch als Hadronen bezeichnet und sind immer farbneutral. Die Quarks aus denen sie bestehen werden dann auch Partonen genannt. Beispiele für Baryonen sind das Proton und das Neutron (Abb. 2.2). Diese Bestehen aus den Quarks (oder Partonen) uud (Proton) und udd (Neutron).

Außerdem können Gluonen aufgrund ihrer Farbladung auch an andere Gluonen koppeln.

Quarks sind in der Natur bisher nur in Mesonen oder Baryonen gefunden worden und nicht

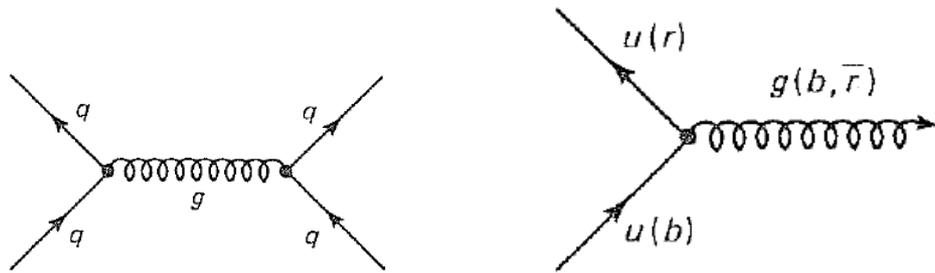


Abbildung 2.6: Links: Feynman-Diagramm des Kraftwirkungsprinzips der QCD. Ein Gluon g vermittelt die starke Wechselwirkung zwischen zwei Quarks, dabei kann es zu Farbänderungen kommen. Das Flavour des Quarks bleibt jedoch erhalten. Rechts: Prinzip des Gluonenaustauschs. Die zuvor angesprochene Farbänderung findet durch das Gluon statt, welches immer zweifach farblich geladen ist in diesem Fall blau und antirot [6].

als isoliertes einzelnes Quark. Dies liegt an einer Besonderheit der starken Kraft. Sie nimmt mit zunehmender Entfernung der Quarks zu, so dass Versuche Quarks voneinander zu trennen aufgrund der zugeführten Energie zu spontaner Paarbildung an diesen führen (siehe dazu Kapitel 2.1.5). Man nennt diesen Umstand auch asymptotische Freiheit oder Confinement.

2.1.5 Teilchenjets

Wenn in Teilchenbeschleunigerexperimenten oder Reaktionen in der Natur Partikel zerfallen und einzelne Quarks entstehen, beginnen diese aufgrund des Confinement und ihrer kinetischen Energie zu hadronisieren. Es bilden sich also während des Fluges weitere Hadronen, die ihrerseits wieder zerfallen. Außerdem können von den Quarks auch Gluonen abstrahlen werden. Im Detektor ist dann nur noch ein Schauer von Teilchen feststellbar und nicht mehr das ursprüngliche Quark. Dieser Schauer wird auch Teilchen- oder Partonjet genannt, die den Ausgangsquarks zugeordnet werden müssen. Gluonen und Jets werden zusammen auch als QCD-Strahlung bezeichnet.

2.1.6 Prozesse in pp -Beschleunigern

Die Prozesse im pp -Teilchenbeschleunigern wie dem LHC werden Prozesse der starken Wechselwirkung sein. Denn bei Kollisionen von Protonen im Beschleunigungsring interagieren nicht die Protonen als Ganzes, sondern nur die einzelnen Partonen der Protonen. Der Erzeugungsprozess von Teilchen soll bei einer geplanten Schwerpunktsenergie von 14 TeV ablaufen. Das heißt, dass jedes Proton auf eine Energie von 7 TeV beschleunigt wird. Diese Energie jedoch im Proton auf verschiedene Teilchen aufgeteilt. So existieren neben den drei Partonen im Proton, die auch als Valenzquarks bezeichnet werden, noch virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die als See-Quarks bezeichnet werden, sowie die Gluonen, die ebenfalls einen Teil des Impulses tragen (siehe Abb. 2.7). Um abzuschätzen, welchen Teil des Impulses die Partonen tragen, gibt es

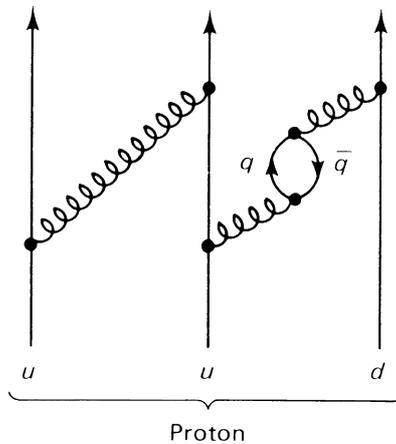


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau eines Protons. Zu sehen sind neben den Valenzquarks u , u und d auch die Gluonen (Spiralen zwischen den Quarks) und ein Seequark-Paar q und \bar{q} [6].

die Partondichtefunktionen (PDF) [7]. Mit Hilfe der Partonendichte-Funktionen ist es möglich den Wirkungsquerschnitt und Verzweungsverhältnisse der Produktionsprozesse am LHC zu berechnen.

2.1.7 Der Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus ist bislang nur theoretisch vorhergesagt. Er liefert eine Erklärung für das Auftreten der massiven Austauschteilchen in der schwachen Wechselwirkung, wobei zur Erklärung der Theorie auf [6], Seite 179 ff., verwiesen wird.

Im Higgs-Mechanismus dient das Higgs-Boson, benannt nach dem britischen Physiker Peter Higgs, als Austauschteilchen der Masse und koppelt proportional zur Masse der Teilchen. Die Masse des Higgs-Bosons selbst ist bisher noch unbekannt. Da das Top-Quark eine große Masse im Vergleich zu den anderen Quarks und den massiven Bosonen hat, muss es somit am stärksten von allen Fermionen an das Higgs koppeln. Die genaue Ermittlung der Eigenschaften des Top-Quarks könnte deshalb helfen, Eigenschaften des Higgs zu bestimmen.

2.2 Top-Quark-Eigenschaften

Das Top-Quark nimmt aufgrund seiner Masse und seiner kurzen Lebensdauer einen speziellen Platz unter den Quarks und im Standardmodell allgemein ein. Es ist das schwerste der Teilchen des Standardmodells und koppelt somit auch am stärksten an das Higgs-Boson. Aufgrund seiner kurzen Lebensdauer zerfällt es bevor es hadronisieren kann. Durch den schnellen Zerfall lassen sich auch Observablen bestimmen, die sensitiv auf den Spin des Top-Quarks sind, da dieser nicht durch äußere Einwirkung depolarisiert werden kann. Diese und weitere Eigenschaften sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

Das Top-Quark gilt als wahrscheinlicher schwacher Isospin-Partner des Bottom-Quarks. Obwohl das b -Quark bereits 1977 am Fermilab entdeckt und das Top-Quark durch diese Entdeckung bereits theoretisch postuliert wurde, dauerte es noch fast 20 Jahre bis zu seiner Entdeckung. Im Jahr 1995 wurde das Top-Quark ebenfalls am Fermilab entdeckt, genauer gesagt bei den Experimenten CDF und DØ des Tevatron-Proton-Antiproton-Beschleunigers. Das Tevatron hatte zu diesem Zeitpunkt eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [10].

| Masse M_{top} | Lebensdauer t_{top} | Ladung Q | Isospin T_3 |
|---------------------|-------------------------|---------------|----------------|
| 171.2 ± 2.1 GeV | 4.2×10^{-25} s | $\frac{2}{3}$ | $+\frac{1}{2}$ |

Tabelle 2.3: Die grundlegenden Eigenschaften des Top-Quark [10].

2.2.1 Top-Quark Erzeugung

Das Top-Quark kann sowohl einzeln (noch nicht beobachtet) als auch in Form eines $t\bar{t}$ -Paares erzeugt werden. Diese Arbeit betrachtet nur die Zefälle der Top-Quark-Paare, die Produktion von einzelnen Top-Quarks wird in [10] beschrieben. Im LHC (siehe Kapitel 3) werden die Top-Quarks durch pp -Kollisionen erzeugt (siehe 2.1.6). Dabei können entweder zwei Quarks vernichtet werden oder zwei bis drei Gluonen fusionieren um ein $t\bar{t}$ -Paar zu erzeugen. Diese Prozesse sind in Abb. 2.8 in niedrigster Ordnung dargestellt.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV wird der Wirkungsquerschnitt σ_{NLO} der Top-Quark-Paarererzeugung 833 ± 15 pb in next-to-leading order (Einbeziehung der Feynman-Diagramme mit einer inneren Schleife) betragen. Der Prozess durch Gluonfusion ist dabei am LHC mit 90% der dominierende Prozess, der Anteil der Quark-Antiquark-Vernichtung liegt entsprechend bei 10% [10].

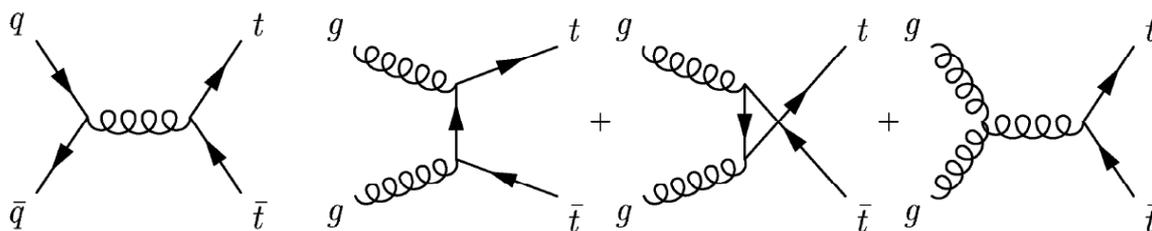


Abbildung 2.8: Top-Paar-Produktion über die starke Wechselwirkung in niedrigster Ordnung. Das Diagramm ganz links zeigt die Quark-Antiquark-Vernichtung. Der Rest stellt die drei Diagramme der Gluon-Fusion dar [10].

2.2.2 Top-Zerfall

Das Top-Quark zerfällt zu fast 100% über $t \rightarrow Wb$, was durch die in Kap. 2.1.3 vorgestellte CKM-Matrix und der mit ihr verbundenen Unterdrückung Generationen-übergreifender Zerfälle hervorgerufen wird. Seltene Zerfälle in ein $W + d$ ($\approx 0.01\%$) oder $W + s$ ($\approx 0.1\%$) sind ebenfalls möglich, wenn auch stark unterdrückt.

Diese Arbeit behandelt ausschließlich den Zerfall der Top-Quark-Paare nach $W+b$. Das W -Boson kann, wie aus 2.1.3 bekannt, sowohl hadronisch als auch leptonisch zerfallen, wobei es in zwei Drittel aller Fälle in Quarks und zu einem Drittel in ein Lepton plus Neutrino zerfällt. Aufgrund dessen ergeben sich die folgenden drei Zerfallskanäle, wobei sich die Angabe in Klammern auf die Häufigkeit des Prozesses bezieht [10]:

- Der vollhadronische Zerfallskanal:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b}, \quad (46.2\%) \quad (2.5)$$

Im vollhadronischen Zerfallskanal zerfallen alle W -Bosonen in Quarks, die sich zu den in 2.1.5 vorgestellten Teilchenjets entwickeln. Das W -Boson kann allerdings nur über $W^- \rightarrow \bar{u}d$ oder $W^- \rightarrow \bar{c}s$ zerfallen (W^+ entsprechend analog). Für den Zerfall in ein Top-Quark ist die Masse des W -Boson zu gering. So entstehen im Endzustand des vollhadronischen Zerfalls sechs Partonjets (siehe Abb. 2.9, links).

Dieser Zerfall hat ein hohes Verzweigungsverhältnis, hat aber aufgrund der sechs Jets einen großen Untergrund.

- Der semileptonische Zerfallskanal:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bl\bar{\nu}_l + \bar{l}\nu_l bq\bar{q}', \quad (43.5\%) \quad (2.6)$$

Als semileptonischer Zerfallskanal wird der Kanal bezeichnet, in dem eines der beiden W -Bosonen in ein Lepton l und ein entsprechendes (Anti-)Neutrino ($\bar{\nu}_l$) zerfällt, das andere hingegen wieder in zwei Quarks. Im Gegensatz zum Zerfall in Quarks kann das W in alle drei Lepton-Generationen zerfallen. Die Quarks hadronisieren wieder, so dass im Endzustand 4 Teilchenjets vorliegen, zwei Jets von b -Quarks und zwei ausgehend von leichten

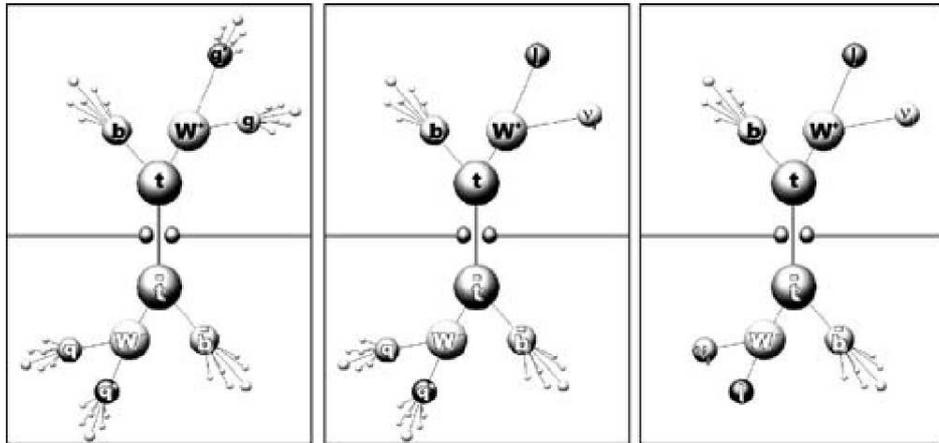


Abbildung 2.9: Die drei Zerfallskanäle des $t \rightarrow Wb$ -Zerfalls in grafischer Form. Links: Vollhadronisch. Mitte: Semileptonisch. Rechts: Dileptonisch [10].

Quarks (siehe Abb. 2.9, rechts).

Dieser Kanal hat ein großes Verzweigungsverhältnis von 43.5% und weniger Untergrund als der vollhadronische Zerfall. Dadurch eignet er sich am besten von allen drei Zerfallskanälen zur Analyse und wird auch in dieser Arbeit als einziger Kanal untersucht.

- Der dileptonische Zerfallskanal:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b l' \bar{\nu}_{l'}, \quad (10.3\%) \quad (2.7)$$

Mit dem dileptonischen Zerfallskanal bezeichnet man den Zerfall beider W -Bosonen in zwei Leptonen und zwei zugehörige Neutrinos. In diesem Kanal entstehen so nur die beiden b -Jets. Dadurch entsteht in diesem Zerfallskanal nur wenig Untergrund, allerdings ist das Verzweigungsverhältnis zu klein.

3 Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment ist eines der vier großen Experimente des LHC am CERN neben LHC-b, ALICE und CMS. Das CERN befindet sich in der Nähe von Genf und liegt auf der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz. Am ATLAS-Detektor werden ab September 2009 unter anderem Messungen zur Top-Quark-Physik und Entdeckung des Higgs-Bosons durchgeführt werden [2], [3], [8], [9].

3.1 Der LHC-Teilchenbeschleuniger

Der LHC (Large Hadron Collider) ist ein Proton-Proton-Beschleuniger, dessen Beschleuniger-ring einen Umfang von knapp 26.7 km [9] hat und sich in ungefähr 100 m Tiefe befindet (Abb. 3.1). Hier können Protonen auf eine Energie von bis zu 7 TeV beschleunigt werden, was einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV entspricht. Zunächst soll der Beschleuniger aber bei einer Schwerpunktsenergie von 10 TeV betrieben werden. Ein Protonenstrahl wird aus insgesamt 2808 sogenannte "Bunches" bestehen, die jeweils 1.15×10^{11} Protonen enthalten werden [8]. Die Luminosität wird bei 14 TeV einen Wert von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen, ein Bereich, in dem auch seltene Zerfälle beobachtbar sein werden [8]. Der LHC wird als "Top-Fabrik" bis zu 8 Millionen $t\bar{t}$ -Ereignisse pro Jahr erzeugen können [9], [10].

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor besitzt einen Umfang von 25 m, ist 46 m lang und gut 7000 t schwer. Er ist zylindrisch um die Strahlachse aufgebaut. Im Detektor selbst befindet sich neben einem hadronischem und einem elektromagnetischen Kalorimeter auch ein Myon-Detektor, ein SCT (Semiconductor Tracker) und ein TRT (Transition Radiation Tracker). Im Zentrum des Detektors befindet sich der Pixel-Detektor, der um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut wurde. Außerdem sind torodiale und solenoide Magnete im Detektor angebracht (siehe Abb. 3.2) [2].

3.2.1 Charakteristische ATLAS-Größen

Im ATLAS-Detektor ist die Strahlrichtung als z -Achse definiert, die x - y -Ebene steht senkrecht auf dieser Achse und beschreibt transversale Bewegungen. Die Achsen sind derart bestimmt, dass die x -Achse vom Wechselwirkungspunkt im Detektor zum Mittelpunkt des Beschleunigerringes

3 Das ATLAS-Experiment

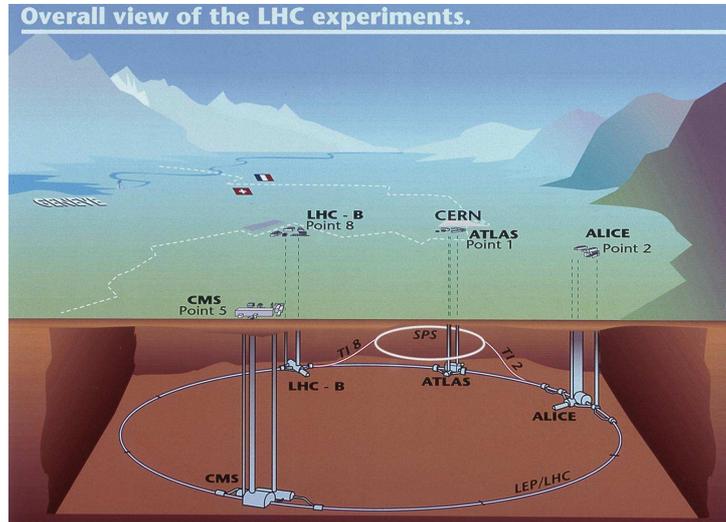


Abbildung 3.1: Lage des ATLAS-Detektors und die anderen drei Experimente am LHC [4].

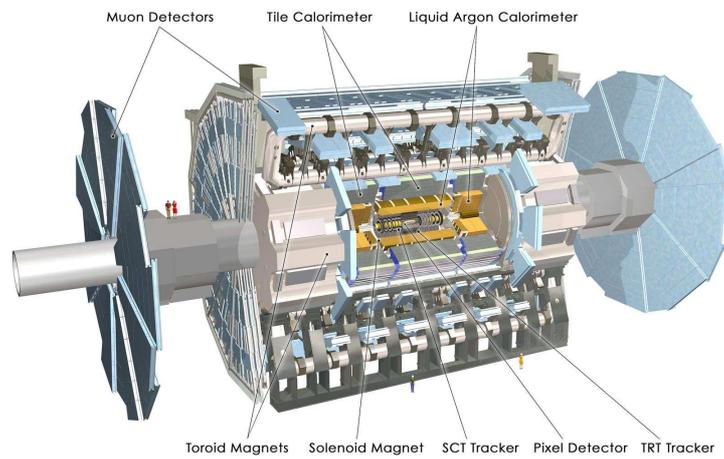


Abbildung 3.2: 3D-Graphik des ATLAS-Detektors. Zu sehen sind die verschiedenen Tracking-Module, die Kalorimeter sowie der Pixeldetektor [2].

und die y -Achse nach oben zeigt. Außerdem sind der Azimut-Winkel ϕ , der den Winkel um die Partikelstrahlachse beschreibt, und der Polar-Winkel θ definiert, welcher als eingeschlossener Winkel zwischen Strahlachse und Flugrichtung des Teilchens definiert ist. Mit diesen beiden Winkelgrößen wird die sogenannte Pseudorapidität η definiert, um die Position eines Teilchens im Detektor, aber auch der Detektorkomponenten selbst, zu definieren [2]:

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (3.1)$$

Es werden außerdem transversale Erhaltungsgrößen eingeführt, da die Magnetfelder im Detektor entlang der Strahlrichtung verlaufen. Aus diesem Grund ist nur die transversale Komponente messbar. Wichtige Größen sind vor allem die transversale Energie E_T der entstandenen Teilchen, die fehlende Transversalenergie der erzeugten Neutrinos E_T^{miss} , sowie der transversale Impuls der Teilchen p_T , der in dieser Arbeit benötigt wird. Der transversale Impuls ist definiert als

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.2)$$

Alle nachfolgenden Messungen oder Erwähnungen des Impulses beziehen sich auf den Transversalimpuls, falls dies nicht ausdrücklich anders gesagt wird.

Des Weiteren muss der Winkelabstand ΔR im Pseudorapiditäts-Azimut-Raum eingeführt werden, der definiert ist als

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (3.3)$$

3.2.2 Der innere Detektor

Der innere Detektor besitzt eine Länge von 6.1 m, einen Durchmesser von 2.1 m und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta|$ kleiner als 2.5 ab. Er wurde um den Wechselwirkungspunkt herum platziert und soll dort möglichst genau Teilchenspuren rekonstruieren. Um den Detektor herum befindet sich ein solenoider Magnet, der eine zusätzliche Impulsmessung erlaubt entnommen [2], [3]. Der Detektor selbst besteht aus drei Teilen:

1. Der Pixeldetektor: Dieser Detektor befindet sich am nächsten zum Wechselwirkungspunkt. Er besteht aus drei Lagen mit insgesamt 2200 Auslesemodulen (entspricht 61440 Pixeln), die konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angebracht sind, wobei die innerste Lage aufgrund der großen Strahlenbelastung auch ausgetauscht werden kann. Außerdem befinden sich an Vorder- und Endkappe drei weitere Lagen (siehe Abb. 3.3).

3 Das ATLAS-Experiment

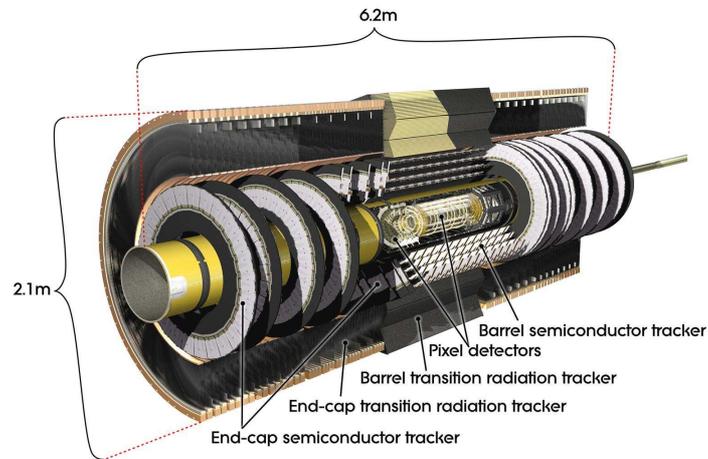


Abbildung 3.3: 3-D Darstellung des inneren Detektors [2].

2. Der Halbleiter-Spurdetektor (SCT): Dieser Teil des Detektors besteht aus Silizium und ist in jeweils 9 Räder in Vorwärts- und Rückwärts-Richtung sowie in vier Lagen um den Pixeldetektor aufgeteilt. Beim Eintritt von geladenen Teilchen in das Halbleitermaterial wird dieses ionisiert und von einem elektrischen Feld angezogen, so dass es schlussendlich ausgelesen werden kann. So hat der SCT das Funktionsprinzip einer Diode.
3. Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT): Der TRT besteht aus 50000 etwa 4 mm kleinen Röhren, den straw tubes, die mit einem nichtbrennbaren Gasgemisch aus Xenon, Kohlendioxid und Kohlenstofffluorid gefüllt sind. An jeder straw tube ist eine negative Spannung angelegt, in der Mitte der Röhren befindet sich ein geerdeter Draht. Zwischen den straw tubes sind außerdem strahlungsharte Folien zu finden, an denen Elektronen Übergangsstrahlung verursachen. Die straw tubes werden dann bei diesen elektromagnetischen Reaktionen ionisiert und geben ein Signal aus. Auch der TRT ist konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angebracht und der äußerste Teil des inneren Detektors.

| Paramter | Auflösung für die Bereiche | |
|--|----------------------------|-------------------------|
| | $0.25 < \eta < 0.50$ | $1.50 < \eta < 1.75$ |
| Inverser Transversalimpuls ($1/p_T$) | 0.34 TeV^{-1} | 0.41 TeV^{-1} |
| Azimuthwinkel (ϕ) | $70 \mu\text{rad}$ | $92 \mu\text{rad}$ |
| Polarwinkel ($\cot \theta$) | 0.7×10^{-3} | 1.2×10^{-3} |

Tabelle 3.1: Auflösung des inneren Detektors für Myonen und Pionen [2].

Durch den solenoiden Magneten, der um den Detektor angebracht ist, lässt sich dann im auflösungsschwächeren TRT eine Impulsmessung durchführen. Durch das Magnetfeld werden Teilchen, die diesen Bereich durchqueren, abgelenkt. Diese Ablenkung ist messbar, wodurch der

Impuls berechnet werden kann. Die Gleichung für die Spurvermessung ist durch

$$p = e \cdot B \cdot r, \quad (3.4)$$

gegeben, wobei B die Stärke des Magnetfeldes, e die Ladung und p der Impuls des abgelenkten Teilchens ist. r ist der gemessene Krümmungsradius im Magnetfeld.

Die Auflösung des inneren Detektors für Myonen und Pionen sind in Tabelle 3.1 angegeben. Die Auflösung für Elektronen ist schlechter, da diese Bremsstrahlung erzeugen können.

3.2.3 Die Kalorimeter

In den Kalorimetern soll die deponierte Energie der Teilchen gemessen werden und decken den Bereich $|\eta|$ kleiner als 4.9 ab. Bei allen Kalorimetern handelt es sich um sogenannte Sampling-Kalorimeter, die aus abwechselnden Schichten von passiven Absorberanlagen und aktiven Auslesegeräten aufgebaut sind [2].

Man kann die Kalorimeter in 4 Bereiche einteilen:

1. ECAL: Elektromagnetisches LAr (Liquid Argon)-Kalorimeter (Bereich $|\eta| < 3.2$)
2. HCAL: Hadronisches Tile-Kalorimeter (Bereich $0.8 < |\eta| < 1.7$)
3. HCAL: Hadronisches LAr-Endkappen-Kalorimeter (Bereich $1.5 < |\eta| < 3.2$)
4. LAr-Vorwärts-Kalorimeter (Bereich $3.1 < |\eta| < 4.9$)

Der innere Detektor wird von dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeter und zwei zugehörigen Endkappenkalorimetern umgeben und dient dem Nachweis von Photonen und Elektronen, wie bereits der Name suggeriert.

Das hadronische Kalorimeter umgibt sein elektromagnetisches Gegenstück und dient der Untersuchung der Energie von Hadronen. Dabei besteht das Tile-Kalorimeter aus Eisen und szintillierenden Stoffen, die Endkappen- und das Vorwärts-Kalorimeter größtenteils aus flüssigem Argon und Kupfer.

Die einzelnen Kalorimeter sind in Abb. 3.4 dargestellt.

3.2.4 Die Myonen-Detektoren

Die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors sind die Myonen-Detektoren, die der Erfassung von Myonen und der Bestimmung von deren Impuls und Energie dienen. Ihr Abdeckungsbereich ist für $|\eta|$ kleiner 2.7 ausgelegt. Die Impulsmessung erfolgt wieder durch ein Magnetfeld, hervorgerufen durch den vor dem Myonen-Detektor angebrachten torodialen Magneten. So wird erneut die Ablenkung der Myonen in diesem Magnetfeld nach Gleichung 3.4 gemessen und dadurch der Impuls bestimmt [2]. Die Platzierung der Myonen-Detektoren wurde aufgrund der Beschaffenheit gewählt, dass Myonen schwach ionisieren und auch kaum mit Hadronen wechselwirken; sie durchqueren so alle anderen Detektoren und Kalorimeter ohne eine Spur zu hinterlassen. Die Platzierung der verschiedenen Myonen-Detektoren ist in Abb. 3.5 illustriert.

3 Das ATLAS-Experiment

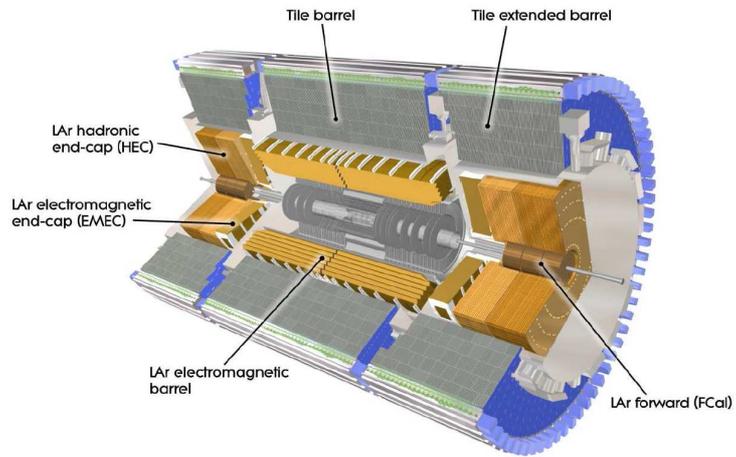


Abbildung 3.4: 3-D Ansicht der Kalorimeter des ATLAS-Detektors [2].

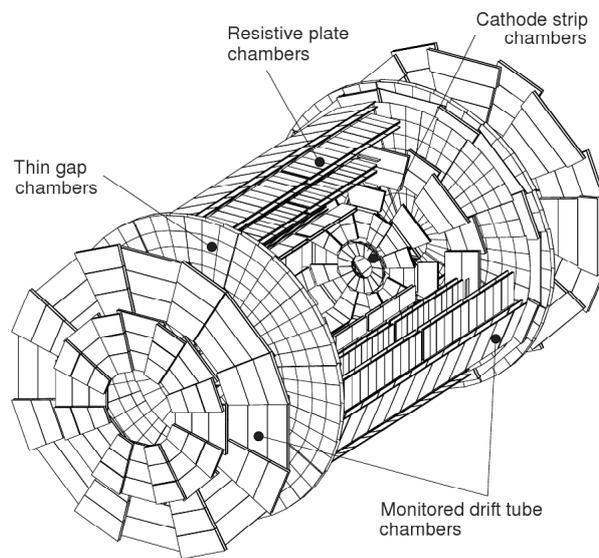


Abbildung 3.5: Aufbau des Myonen-Detektors. Zu sehen sind die Vieldrahtproportionalkammern (Cathod Strip Chambers(CSC)) im Vorwärtsbereich, die Proportionalrohre (Monitored Drift Tubes (MDT)) etwas außerhalb und als Räder vor dem ATLAS-Detektor. Für besonders schnelle Signalauslese befinden sich noch sogenannte Resistive Plate Chambers (RPC) am äußeren Rand des Detektorfasses sowie Thin Gap Chambers (TGC) hinter den Detektorrädern [5].

4 Datenerzeugung

Da ATLAS erst Ende 2009 Ergebnisse liefern kann, muss für die Datenanalyse ein Satz von Daten generiert werden, das die Ereignisse möglichst genau simuliert. Dieses Kapitel soll kurz zusammenfassen, wie die Daten erzeugt wurden, [14], [15], [16].

4.1 Simulation der Ereignisse

Die Erzeugung der Ereignisse wird durch den Monte Carlo Datengenerator MC@NLO durchgeführt. Mit diesem ist es möglich pp -Kollisionen zu simulieren und Wirkungsquerschnitte in next-to-leading order (siehe Kapitel 2.2.1) zu berechnen. Die Simulation wurde bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV durchgeführt. Die Simulation der Detektoreigenschaften wurde durch ATLFAST [13] durchgeführt.

Das Endprodukt der Simulation sind die ESD-Datensätze (Event Summary Data), die die volle Information der Ereignisrekonstruktion beinhalten, und die AOD-Datensätze (Analysis Object Data), die einen geringeren Teil der ESD-Informationen beinhalten. Aufgrund der Größe der ESD-Daten von einigen MB pro Event [15] werden deshalb nur die kleineren AOD-Daten benutzt. Um dieses Datenformat zu analysieren und die Größe der Daten zu reduzieren, wird der Datensatz mit Hilfe des Softwarepakets EventView auf einen bestimmten physikalischen Bereich spezialisiert. EventView beinhaltet unter anderem TopTools, die die Spezialisierung auf die Top-Quark-Physik durchführen, und HitFit [16], einen kinematischen Fitter zur Rekonstruktion von Teilchenspuren des Detektors.

Nach Anwendung dieser Programme erhält man Datensätze im ROOT-Format (NTupel). In diesen NTupeln sind die Informationen aller für die Analyse wichtigen Variablen gespeichert und durch ROOT abrufbar.

Auf diesem Weg konstruierte Mark Rodgers im Zuge seiner hier an der Universität Siegen durchgeführten “Vorstudien zur Flavour-Tagging-Kalibration mit $t\bar{t}$ -Ereignissen im semileptonischen Zerfallskanal bei ATLAS” [14] 30 NTupel mit $t\bar{t}$ -Ereignissen. In diesen NTupeln waren insgesamt 179950 Ereignisse enthalten, die sich in 29 Tupel mit 6000 Ereignissen und in ein Tupel mit 5950 Ereignissen aufteilen (siehe Tabelle 5.1) [14]. Die Top-Quark-Masse wurde bei der Simulation durch den Generator MC@NLO nicht festgesetzt. Des Weiteren wurden nur semileptonische und dileptonische Zerfälle (Kapitel 2.2.2) simuliert.

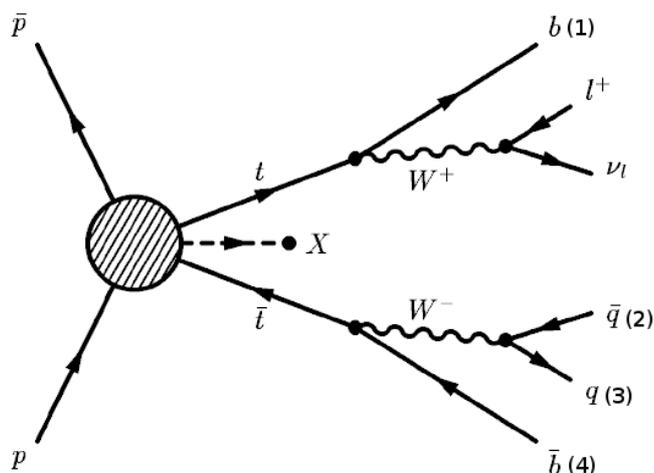


Abbildung 4.1: Darstellung des semileptonischen Zerfallskanals nach einer Proton-Antiproton-Kollision (links zu sehen). Das W^+ (oben) zerfällt in ein Lepton plus Neutrino und bildet somit die leptonic Seite. Das untere W^- zerfällt in ein Quark plus Antiquark und bildet dementsprechend die hadronische Seite. Das X markiert noch eventuell auftretende Jets der QCD-Strahlung (Kapitel 2.1.4), entweder von einem der Partonen im Eingangszustand oder durch ein Endzustandsteilchen ausgelöst. In den Klammern sind Beispiele für die Indizierung der Jets gegeben (von (1) - (4)), welche im Zuge der Analyse (Kap. 4.3) benötigt werden [16].

4.2 MC-Truth- und rekonstruierte Information

Quarks aus der Monte Carlo Simulation und rekonstruierte Jets werden in unterschiedlicher Form in den NTupeln abgespeichert. Da Jets nur aus den gegebenen Daten rekonstruiert und nicht auf ein Teilchen reduziert vorliegen, werden sie als *Reco*- oder rekonstruierte Information bezeichnet. Jede Angabe von Jet-Informationen ist dementsprechend immer eine Angabe von Reco-Information. *Truth*-Daten hingegen beschreiben das zugrunde liegende Quark und besitzen die komplette Information aus der Monte Carlo Simulation [15].

Die Teilchen der Truth-Information besitzen schon von Anfang an eine Indizierung ihrer Jets, wie dies auch in Abb. 4.1 gezeigt ist. Hier besitzt das b -Quark, von dem ein Jet ausgeht, den Index (1), das \bar{b} -Quark den Index (4). Die beiden leichten Quarks q und \bar{q} sind hingegen mit (2) und (3) indiziert.

4.3 HitFit

Bei HitFit handelt es sich um einen kinematischen Fitter, der ursprünglich für die Massenrekonstruktion des Top-Quark in $t\bar{t} \rightarrow l + \text{Jets}$ -Zerfällen am DØ entwickelt wurde [16]. Die Aufgabe von HitFit ist es, die Zerfälle zu rekonstruieren, indem die rekonstruierten Teilchenjets den richtigen Quarks zugeordnet werden. In dieser Analyse wird mit Hilfe von HitFit der semileptonische

| hadronisches b | leptonisches b | Jets aus W -Zerfall |
|------------------|------------------|-----------------------|
| 0 | 1 | 2,3 |
| 0 | 2 | 1,3 |
| 0 | 3 | 1,2 |
| 1 | 0 | 2,3 |
| 1 | 2 | 0,3 |
| 1 | 3 | 0,2 |
| 2 | 0 | 1,3 |
| 2 | 1 | 0,3 |
| 2 | 3 | 0,1 |
| 3 | 0 | 1,2 |
| 3 | 1 | 0,2 |
| 3 | 2 | 0,1 |

Tabelle 4.1: Alle möglichen 12 Zuordnungspermutationen bei einer Anzahl von vier Jets.

Zerfallskanal von $t\bar{t}$ -Zerfällen im ATLAS-Detektor untersucht. HitFit berechnet dabei mit Hilfe von Fit-Variablen die besten Zuordnungspermutationen von Jets zu Quarks, und geht dabei alle Permutationen durch, wie dies in 4.1 dargestellt ist. Wie in Kapitel 2.1.5 bereits festgehalten wurde, befinden sich in einem semileptonischen Zerfall vier Teilchenjets. Die Quarks, die diese Jets erzeugt haben, liegen in den Tupeln als truth-Information vor, während die Jets als rekonstruierte Information gespeichert sind (siehe auch in Kapitel 4.2). Ihr Transversalimpuls ist nach Größe absteigend geordnet. Da unter Umständen mehr Jets aufgrund der Hadronisierung und Gluonabstrahlung rekonstruierbar als truth-Quarks im Zerfall vorhanden sind, werden nur die vier Jets mit größtem p_T an HitFit übergeben. Dieser Schritt wird durchgeführt, um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, da man bereits bei vier Jets

$$N_{4\text{ Jets}} = \frac{4!}{2} = 12 \text{ Permutationen} \quad (4.1)$$

erhält [14], [16]. Dabei muss beachtet werden, dass nur auf die richtige Zuordnung der b -Jets Wert gelegt wird und die der leichten Jets auch vertauscht werden können. Dies führt zu der Halbierung der Möglichkeiten von 24 auf 12 Permutationen.

Die Berechnung der Zuordnungen durch HitFit erfolgt durch mehrere Fit-Variablen. Da diese Parameter möglichst nicht miteinander korrelieren sollen, wurden die 3er-Impulse der 4 Jets und des Leptons ausgewählt, die so zusammen 15 Fit-Variablen darstellen. Außerdem werden die x - und y -Komponente des fehlenden Neutrino Transversalimpulses p_T^{miss} (oder auch MET) als Parameter benutzt. Diese Werte sind allerdings mit denen der Impulsmessung stark korreliert, da das Neutrino unsichtbar im Detektor ist und nur durch die Unausgeglichenheit der Energien auf beiden Zerfallsseiten erkennbar ist. Somit muss p_T^{miss} erst aus den Daten der Impulse rekonstruiert werden [14], [16].

Mit diesen Variablen kommt man auf eine Gesamtzahl von insgesamt 17 Fit-Variablen, die durch

4 Datenerzeugung

HitFit zur Berechnung der Permutationen benutzt werden.

Bei der Zuordnung der Jets werden ebenfalls Einschränkungen auf die rekonstruierten invarianten Massen der beiden W -Bosonen gesetzt, um schlechte Zuordnungen zu vermeiden [14], [16]. Diese Bedingungen lauten:

$$m_{inv, l+\nu} = m_W, \quad (4.2)$$

$$m_{inv, Jet1+Jet2} = m_W, \quad (4.3)$$

Wobei $m_{inv, l+\nu}$ für die invariante Masse aus der Summe der Lepton- und Neutrino-Energie steht und $m_{inv, Jet1+Jet2}$ für die invariante Masse aus der Summe der beiden Quark-Jet-Energien. m_W ist jeweils die Masse des W -Bosons [14]. Es kann außerdem eine Einschränkung auf die Top-Masse M_{top} angegeben werden:

$$M_{top} = \overline{M_{top}} \quad (4.4)$$

$$\Leftrightarrow m_{inv, l+\nu+leptonisches b} = m_{inv, Jet1+Jet2+hadronisches b}. \quad (4.5)$$

Die Top-Quark-Masse wird jedoch zunächst frei gelassen und dient im Analyseteil in Kapitel 5.6 als Ereignisschnitt, um den Untergrund zu reduzieren. Nun kann eine χ^2 -Funktion definiert werden, welche die Güte der Zuordnung berechnet:

$$\chi^2 = \left(\frac{\vec{p}_{MET, Fit} - \vec{p}_{MET, gemessen}}{\sigma_{Det}} \right)^2 + \sum_{4\text{ Jets}, 1\text{ Lepton}} \left(\frac{\vec{p}_{i, Fit} - \vec{p}_{i, gemessen}}{\sigma_{Det, i}} \right)^2. \quad (4.6)$$

Der erste Term bezieht sich dabei auf die fehlende Transversalenergie der Neutronen, die Summe rechts behandelt alle Jets und das Lepton. Der Index "Fit" bedeutet, dass es sich um eine Fit-Variable handelt, während "gemessen" die Daten meint, die am Detektor abgegriffen wurden. Eine wichtige Variable ist auch die Detektorauflösung σ_{Det} , die für jede Art von Partikeln unterschiedlich ist [14].

Je besser nun eine Zuordnung ist, desto geringer ist der resultierende χ^2 -Wert. Für jede Permutation der Jets wird dann ein solcher χ^2 -Wert berechnet, wobei die Indizes der Variablen beginnend mit dem besten Wert absteigend abgespeichert werden. Falls der Fit hingegen fehlgeschlagen ist, wird im NTupel ein negativer Wert gesetzt. Man spricht dann davon, dass der χ^2 -Wert nicht konvergiert. In der Analyse wurde deshalb die Bedingung

$$\chi^2 > 0 \quad (4.7)$$

eingesetzt, um diese fehlgeschlagenen Fits nicht in die Analyse aufzunehmen.

5 Datenanalyse

Das Ziel der Datenanalyse ist es, mit HitFit einen möglichst reinen b -Datensatz zu erzeugen. HitFit soll dabei als Werkzeug der b -Jet-Selektion dienen. Aus diesem Grund muss HitFit auf seine Jet-Selektions-Effizienz sowie der Reinheit dieser Selektionen untersucht werden.

Die Analyse beschränkt sich darauf, die Zuordnungen für b - und \bar{b} -Jets zu analysieren, wobei die Transversalimpulse der Jets betrachtet werden. Zunächst wird die Gesamtzahl der Ereignisse angegeben, die zur Verfügung stand, danach werden grundlegende Impuls-Schnitte auf den kompletten Datensatz angewendet und beschreiben. Es folgt der Prozess des Matchings, sowie die Untersuchung der Effizienz und Reinheit.

Im zweiten Teil der Analyse wird der Schnitt auf die rekonstruierte Top-Masse eingeführt und die Untersuchung wiederholt.

Zum Schluss werden die Ergebnisse eines Schnitt auf den rekonstruierten Top-Quark-Impuls p_{top} vorgestellt, der von Marcus Rammes durchgeführt worden ist.

5.1 Ausgangsdaten

Die 30 benutzten NTupel sind mit 179950 $t\bar{t}$ -Ereignissen gefüllt (siehe Kapitel 4.1). Die Gesamtzahl der enthaltenen b - und \bar{b} -Quarks in diesen 179950 Ereignissen liegt bei 359898, wobei anscheinend ein Ereignis nicht gefüllt war (siehe * in Tabelle 5.1). In Abb. 5.1 ist das Gesamtspektrum aller enthaltenen truth- b -Quarks sowie das Spektrum aller von HitFit in bester Zuordnungspermutation erkannten b -Jets aufgetragen.

| | Anzahl der Ereignisse | Anzahl b/\bar{b} |
|---------------------|-----------------------|--------------------|
| Gesamtzahl (Quarks) | 179950 | 359898* |
| HitFit (Jets) | 73971 | 147942 |

Tabelle 5.1: Anzahl der Ausgangsereignisse in den NTupeln und der enthaltenen b -Quarks (insgesamt) sowie die Anzahl aller Ereignisse und b -Jets mit dem besten von HitFit berechnetem χ^2 -Wert. *Es konnten nur 179949 b/\bar{b} -Quarks ermittelt werden, was darauf hindeutet, dass ein Ereignis nicht gefüllt war.

Die als b -Jets identifizierten Jets in den semileptonischen Zerfällen wurden durch HitFit in eine hadronische und eine leptonische Seite unterteilt. Die Transversalimpulsverteilung ist in der Zuordnung mit bestem χ^2 für beide Seiten zusammen in Abb. 5.1 aufgetragen. Es werden nur konvergierende χ^2 -Werte benutzt (siehe Kapitel 4.3).

5 Datenanalyse

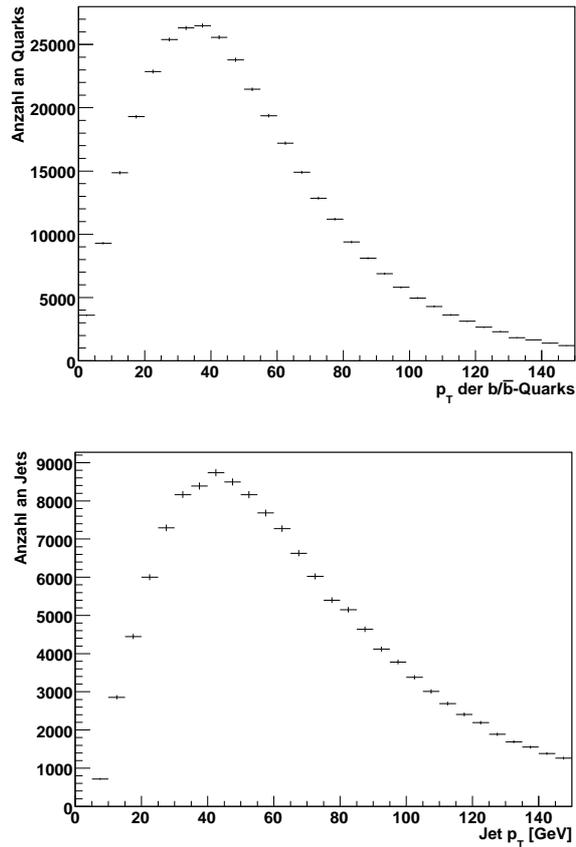


Abbildung 5.1: Oben: Spektrum aller enthaltenen b - und \bar{b} -Quark-Transversalimpulse. Insgesamt konnte das Histogramm mit 359898 Quarks (je 179949 b und \bar{b}) aus 179950 Ereignissen gefüllt werden. Unten: Spektrum aller Jets, die von HitFit als b -Jet erkannt wurden. Dargestellt ist die beste Zuordnungspermutation χ_0^2 (zu den Zuordnungspermutationen siehe Kapitel 4.3), es befinden sich 147942 Jets im Diagramm.

| | ohne Schnitte | | |
|---------------------------|-----------------------|--------------------|------------------------|
| | Anzahl der Ereignisse | Anzahl b/\bar{b} | |
| Gesamtzahl | 179950 | 359898 | |
| HitFit (χ_0^2) | 73971 | 147942 | |
| HitFit (χ_1^2) | 71950 | 143900 | |
| HitFit (χ_2^2) | 62578 | 125156 | |
| nur 4-Jet-Events | | | |
| | Anzahl der Ereignisse | Anzahl b/\bar{b} | Reduzierung auf [in %] |
| Gesamtzahl | 30068 | 60136 | 16.71 |
| Semileptonisch | 21144 | 42288 | - |
| Dileptonisch | 8924 | 17848 | - |
| HitFit (χ_0^2) | 17899 | 35798 | 24.20 |
| HitFit (χ_1^2) | 17585 | 35170 | 24.44 |
| HitFit (χ_2^2) | 16480 | 32960 | 26.33 |
| nach den p_T -Schnitten | | | |
| | Anzahl der Ereignisse | Anzahl b/\bar{b} | Reduzierung auf [in %] |
| Gesamtzahl | 14240 | 28480 | 47.36 |
| Semileptonisch | 11481 | 22962 | 54.30 |
| Dileptonisch | 2759 | 5518 | 30.92 |
| HitFit (χ_0^2) | 7941 | 15882 | 44.37 |
| HitFit (χ_1^2) | 7777 | 15554 | 44.23 |
| HitFit (χ_2^2) | 7164 | 14328 | 43.48 |

Tabelle 5.2: Weiterführung von Tabelle 5.1. Es wurde die Anzahl der 4-Jet-Events ergänzt und die darin enthaltenen semileptonischen und dileptonischen Prozesse. Außerdem ist die Anzahl an Quarks und Jets nach allen Schnitten angegeben. Die von HitFit als b -Jets gekennzeichneten Jets sind für die drei besten Zuordnungspermutationen χ_0^2 , χ_1^2 und χ_2^2 ebenfalls in der Tabelle vermerkt, auf die bereits der Schnitt auf konvergierende χ^2 -Werte angewendet. Die Prozentzahlen geben die Reduzierung der b -Quarks/Jets auf die entsprechenden Prozentwerte relativ zur Vorstufe an.

5.2 Vorselektion der Ereignisse

Um den Untergrund, bestehend aus leichten Quarks und Gluonen aus den Jets, zu senken und schlechte Zuordnungen vor allem bei niedrigen Transversalimpulsen zu verhindern, müssen Schnitte auf die Daten angewendet werden (zu Jets: siehe Kapitel 2.1.5).

Ein wichtiger Schnitt ist der Schnitt auf die Anzahl an Jets in einem Ereignis. Es werden nur Ereignisse verwendet, in denen genau vier Jets vorzufinden sind. Durch den Schnitt wird es wahrscheinlicher, dass es sich bei den Jets tatsächlich nur um die Jets der Ausgangsquarks handelt und der kombinatorische Untergrund reduziert wird (siehe Kapitel 2.2.2).

Die Ausgangsdaten beinhalten insgesamt 30068 Ereignisse mit den geforderten 4-Jets (Kapitel 4.3), von denen 21144 semileptonische Zerfälle sind. Dies entspricht 42288 truth- b - und truth- \bar{b} -Quarks. Die Anzahl der dileptonischen Zerfälle wird in Tabelle 5.2 nur zur Vervollständigung der Daten genannt.

5 Datenanalyse

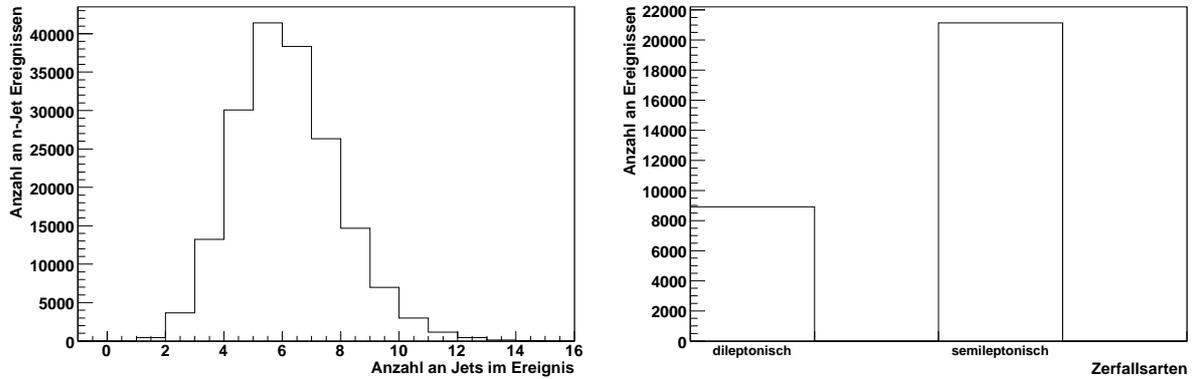


Abbildung 5.2: Anzahl der Jets pro Ereignis vor den p_T -Schnitten (oben) und Art der Zerfälle in den 4-Jet-Events (unten).

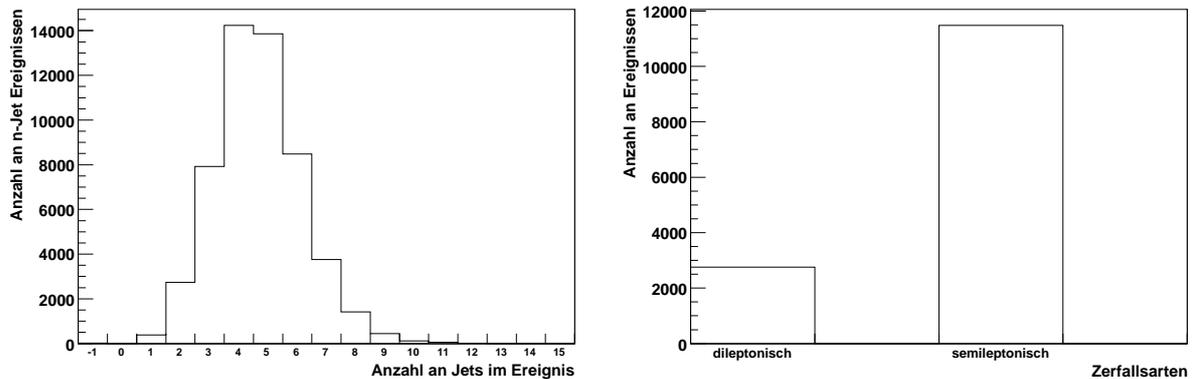


Abbildung 5.3: Anzahl der Jets pro Ereignis nach den p_T -Schnitten (oben) und Art der Zerfälle in den 4-Jet-Events (unten).

Es werden zusätzlich drei p_T -Schnitte auf die Tupel angewendet:

- $p_T > 20$ GeV: Durch diesen Schnitt werden nur die Ereignisse benutzt, in denen jedes p_T jedes Quarks größer als 20 GeV ist.
- Lepton $p_T > 20$ GeV: In diesem Fall wird auch auf den transversalen Impuls des Leptons im semileptonischen Zerfall des $t\bar{t}$ -Paares geschnitten, der ebenfalls größer als 20 GeV sein muss.
- Missing $p_T > 20$ GeV: Hierbei wird auf die fehlende Transversalkomponente des Neutrino-Impulses geschnitten, die auch hier größer sein soll als 20 GeV.

Durch diese Schnitte ist gewährleistet, dass Quarks, die erst nach Hadronisierung der ursprünglichen Quarks aus dem $t\bar{t}$ -Zerfall in den Jets entstanden sind, nicht in die Analyse einbezogen werden und somit die Analyse verlässlicher wird.

5.2 Vorselektion der Ereignisse

Nach den p_T -Schnitten reduziert sich die Gesamtanzahl der Ereignisse auf 14240 4-Jet-Events. In diesen 4-Jet-Events befinden sich noch 11481 semileptonische und 2759 dileptonische Zerfälle (Abb. 5.3). Somit sind die Ausgangsereignisse auf nur noch 7.91% reduziert worden, die Anzahl der semileptonischen 4-Jet-Events auf 54.3%.

Die von HitFit als b -Jet identifizierten Jets sind für die drei Zuordnungspermutationen mit bestem χ^2 ebenfalls in Tabelle 5.2 zusammengestellt. In 0. Ordnung und damit in der besten Zuordnungspermutation werden die Daten beispielsweise durch den 4-Jet-Schnitt um 76% gesenkt, durch den p_T -Schnitt noch einmal um 56% auf noch 15882 Jets. Die Reduzierung der Daten wurde in Abb. 5.4 ebenfalls für die beste Zuordnungspermutation graphisch dargestellt. Es muss hierbei beachtet werden, dass auch diese bereits mit dem Schnitt auf konvergierende χ^2 -Werte versehen sind, der schon in Kapitel 4.3 angesprochen wurde.

5 Datenanalyse

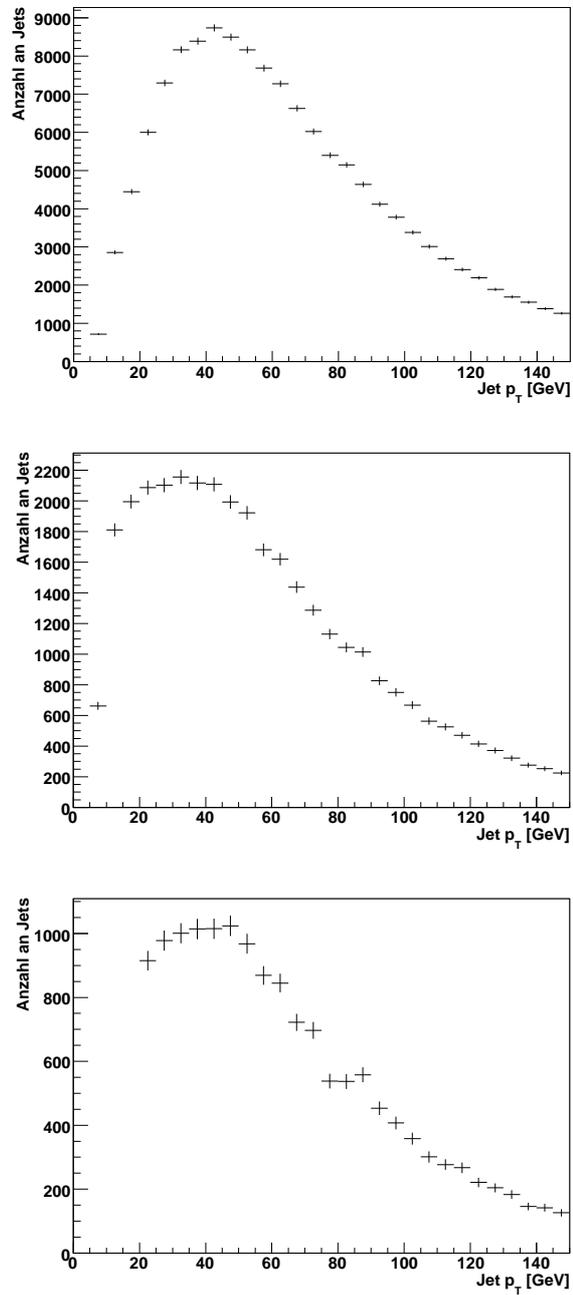


Abbildung 5.4: Anzahl der als b -Jets durch HitFit identifizierten Jets ohne Schnitt (oben), nach dem 4-Jet-Schnitt (Mitte) und nach den p_T -Schnitten (unten). Alle Angaben beziehen sich auf die Zuordnungspermutation mit bestem χ^2 . Die genaue Anzahl an Einträgen in die Diagramme sind in Tabelle 5.2 angegeben.

5.3 Matching und Matching-Bedingungen

Unter Matching versteht man die Zuordnung eines rekonstruierten Jets (aus rekonstruierter Information) zu einem simulierten Parton (also den truth-Quarks, siehe Kapitel 4.2). So wird ermittelt, ob ein Jet, der durch HitFit als wahrscheinlicher b -Jet bestimmt wurde (siehe Gleichung 4.6 in Kapitel 4.3), auch wirklich zu einem b -Quark gehört.

Im Zuge des Jet-Matching müssen 4 Bedingungen abgefragt werden um ein b - bzw. \bar{b} -Parton an einen Jet zu matchen [14], [11]:

1. Quark-Isolation (*truthNearest*): Es wird der Winkelabstand

$$\Delta R_{qq'} = \sqrt{(\eta_q - \eta_{q'})^2 + (\phi_q - \phi_{q'})^2} \quad (5.1)$$

(Berechnung nach Gleichung 3.2.1, Seite 15) zwischen allen entstandenen Partonen und der kleinste Winkelabstand zwischen zwei Quarks q und q' bestimmt. Im semileptonischen Zerfallskanal der $t\bar{t}$ -Zerfälle muss dementsprechend der Abstand der b, \bar{b} - und der beiden leichten Quarks aus dem W -Zerfall bestimmt werden. Diese Variable wird für jedes Quark gespeichert, so dass zu jedem Quark der kleinste Winkelabstand zu seinem Nachbarquark abrufbar ist (Abb. 5.5). Der Winkelabstand zwischen den Quarks soll größer 0.3 sein, so dass die Quarks isoliert sind. Liegen die Quarks nicht isoliert vor, ist eine eindeutige Zuordnung der Jets durch die weiteren Abfragen des Matchings erschwert.

2. Quark-Jet-Abstand (*truthDeltaR*): Die durch die Quarks abgestrahlten Jets besitzen einen Öffnungsradius ΔR_{jet} . Es wird für jedes Quark der kleinste Winkelabstand ΔR_{qj} (Berechnung ebenfalls nach Gleichung 3.2.1, Seite 15) zwischen jedem Quark und allen Jets berechnet. Die Lage des Winkelabstandes zwischen truth-Parton und Jet ist in Abb. 5.6 graphisch dargestellt. Falls dieser Winkelabstand kleiner als 0.3 ist, spricht man von einem Match.
3. Anzahl der Matches(*truthMatches*): Die Anzahl aller Matches nach Berechnung des Quark-Jet-Abstandes wird für jedes Quark gespeichert.
4. Unique-Matching (*truthUnique*): Falls diese Zuordnung eindeutig ist, sich also nicht zwei Quarks in einem Winkelabstand kleiner als 0.3 zur Jetachse befinden, so spricht man von einer eindeutigen Zuordnung.

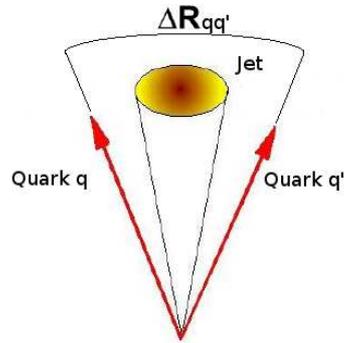


Abbildung 5.5: Darstellung des Winkels $\Delta R_{qq'}$ zwischen Quark q und Quark q' [11].

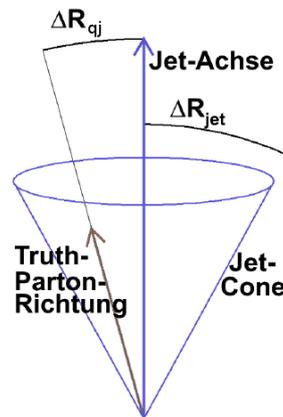


Abbildung 5.6: Darstellung des Winkels ΔR_{qj} zwischen einem truth-Parton und einem Jet. Außerdem eingezeichnet ist der Öffnungsradius ΔR_{jet} und der Jetkegel (Jetcone) des Partonjets [14].

5.4 Matching mit Impuls-Schnitten

Nun wird jedes Ereignis, welches nach der Vorselektion aus Kapitel 5.2 noch vorhanden ist, untersucht. Zunächst wird das Spektrum der Jet-Transversalimpulse für die beste Zuordnungspermutation χ_0^2 aufgetragen. Dabei werden nur die Jets benutzt, die von HitFit als b -Jets benutzt wurden; die hadronische und leptonische Seite werden dabei zusammengefasst. Hier sind bereits alle im vorangegangenen Kapitel erläuterten Schnitte integriert, also die p_T -Schnitte, der 4-Jet-Schnitt und der Schnitt auf konvergierende χ^2 -Werte (Kapitel 4.7). Das Histogramm konnte mit 15882 b -Jets gefüllt werden; auf alle Jets werden nun die Matching-Bedingungen angewandt. Erste Bedingung ist die Abfrage der Anzahl an Zuordnungen von Jets zu Quark, zweiter Schritt die Prüfung, ob diese Zuordnung eindeutig war. Im dritten Schritt wird festgestellt, ob die Quarks, denen die Jets zugeordnet wurden, auch isoliert vorlagen. Schritt 4 untersucht Quarks und Jets noch einmal auf den Winkelabstand zueinander. Diese Prüfung ergibt allerdings keine

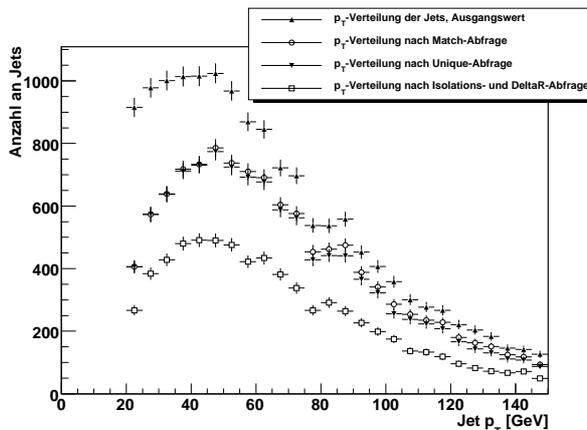


Abbildung 5.7: Reduzierung der Ereignisse durch schrittweises Matching. Aufgetragen ist der Graph mit den 15882 Ausgangs- b -Jets und drei Matching-Schritte. Nach Schritt 1 befinden sich noch 11871 Jets im Diagramm, nach Schritt 2 noch 11397. Schritt drei und vier (Prüfung auf Isolation und Winkelabstand von Jet zu Quark) wurden zu einem Schritt zusammengefasst, da keine Senkung der Datenanzahl durch Schritt vier erfolgt. Nach diesen Schritten bleiben noch 7209 b -Jets übrig.

| Matchingschritt | Anzahl Jets | Abnahme zur Vorstufe [in %] |
|-----------------------------|-------------|-----------------------------|
| Ausgangswert nach Schnitten | 15882 | - |
| Anzahl der Matches= 1 | 11871 | 25.26% |
| Unique-Abfrage | 11397 | 3.99% |
| Isolations-Isolation | 7209 | 36.75% |
| Quark-Jet-Abstand | 7209 | 0% |

Tabelle 5.3: Angabe der Jetzahlen nach den einzelnen Matching-Schritten.

weitere Reduzierung der Jetzahl, da diese bereits in Schritt 1 (Anzahl der Matches) untersucht wurde. (siehe Abb. 5.7)

Die Zahl an Jets, die am Ende des Matchings eindeutig zugeordnet werden konnten, beträgt nach Matching und Aussortierung nicht konvergierender χ_0^2 -Werte 7209.

Dabei sind die Veränderungen zwischen Schritt 1 und 2 noch recht klein; zunächst erfüllen 4011 Jets nicht die Matching-Kriterien des ersten Schritts, von Schritt 1 zu Schritt 2 werden dagegen nur 474 Jets aussortiert. Insgesamt reduzieren diese beiden Schritte also die Ausgangszahl an Jets um 29%. Im dritten Schritt werden noch einmal 4188 Jets verworfen, also noch einmal eine Reduzierung um 37%. Zwischen Schritt 3 und 4 sind, wie schon erwähnt, keine Änderungen der Anzahl mehr festzustellen. Insgesamt bedeutet das, dass vor allem die Matching-Zahl-Abfrage und die Quark-Isolations-Abfrage besonders stark ins Gewicht fallen.

Um die Güte der Zuordnungen der b -Jets durch HitFit zu überprüfen, werden diejenigen Jets, die in dieser Permutation als b -Quark identifiziert wurden, nun noch einmal mit der truth-Information in den Tupeln verglichen. Der Vergleich wird dann durchgeführt, indem zuerst die

5 Datenanalyse

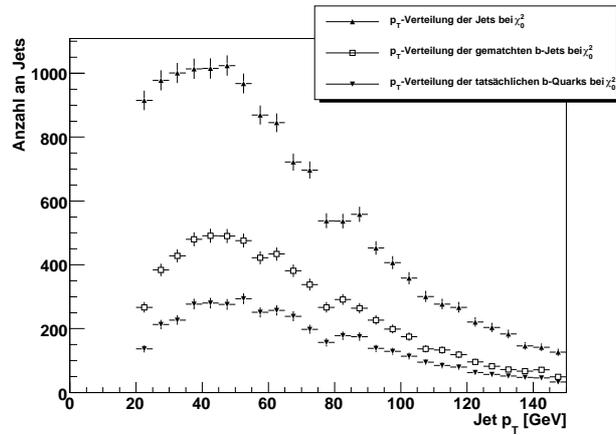


Abbildung 5.8: Spektrum der von HitFit bei χ_0^2 berechneten b -Jets, der gematchten Jets und der echten b -Quarks nach den p_T -Schnitten.

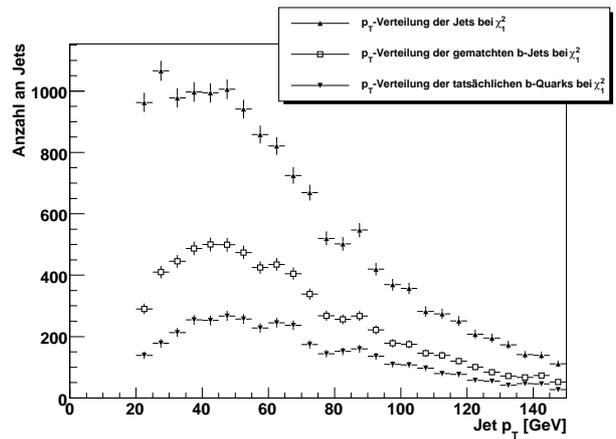


Abbildung 5.9: Spektrum der von HitFit bei χ_1^2 berechneten b -Jets, der gematchten Jets und der echten b -Quarks nach den p_T -Schnitten.

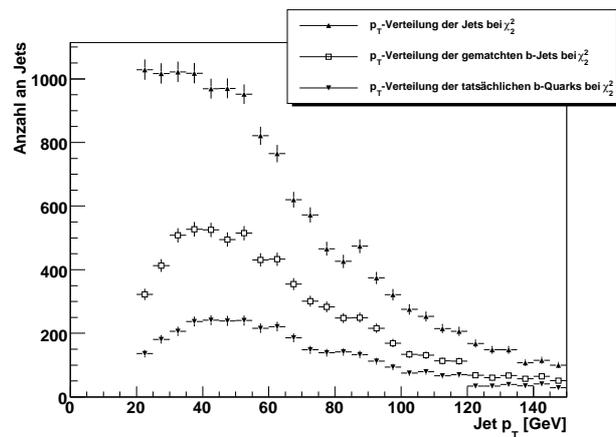


Abbildung 5.10: Spektrum der von HitFit bei χ_2^2 berechneten b -Jets, der gematchten Jets und der echten b -Quarks nach den p_T -Schnitten.

Indexnummer des Quarks ausgelesen wird, denen HitFit den b -Jet zugeordnet hat. Dieser Index wird dann mit dem Index des simulierten b -Quarks aus der truth-Information verglichen. Stimmt der Index von rekonstruiertem Jet und simuliertem b -Quark überein, handelt es sich also um einen Jet von einem echten b -Quark. Die Ergebnisse aller oben genannter Schritt und die Ausgangswerte sind in Abb. 5.8 dargestellt.

Gleiches wird für die Zuordnungspermutationen bei χ_1^2 und χ_2^2 durchgeführt (Abb. 5.9 und Abb. 5.10). Dabei lassen sich zunächst keine großen Unterschiede zwischen den Kurven bei unterschiedlichem χ^2 ausmachen. Bei χ_1^2 wird das Histogramm mit 15554 Jets befüllt, bei χ_2^2 sind es noch 14328. Dies ist nicht ungewöhnlich, da mit steigendem χ^2 mehr Werte nicht mehr konvergieren und somit die Bedingung $\chi_{1,2,3}^2$ größer als 0 nicht mehr erfüllen. Wenn ein Wert von χ_0^2 nicht mehr konvergiert, sind die anderen nachfolgenden 11 Ordnungen auch nicht mehr konvergent, der Umkehrschluss gilt aber nicht.

Auffällig ist, dass in 1. χ -Ordnung mehr Zuordnungen ausgegeben werden (7299, siehe Abb. 5.9). In zweiter Ordnung erfüllen 7149 Jets die Matching-Bedingungen. Die Anzahl der richtig zugeordneten Jet-Quark-Paare fallen dann wieder wie erwartet mit zunehmender χ^2 -Ordnung. Dabei sind in 0. Ordnung 4348, in 1. Ordnung 4016 und in 2. Ordnung 3560 b -Jets richtig zugeordnet gewesen. Diese Zahlen sind auch in Tabelle 5.4 dargestellt.

Die Effizienz des Matchings ist definiert als

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl Matches}}{\text{Gesamtzahl Jets}}, \quad (5.2)$$

beschreibt also nur, wie effizient Jets zugeordnet wurden und nicht, ob es sich tatsächlich um die richtige Quark-Jet-Zuordnung handelt.

Die richtige Quark-Jet-Zuordnung wird durch die Reinheit geprüft. Sie ist definiert als

$$\text{Reinheit} = \frac{\text{Anzahl echter } b - \text{Jets}}{\text{Anzahl Matches}}. \quad (5.3)$$

Die Fehler von Effizienz und Reinheit in den Graphen werden mit den Gleichungen A.3 berechnet. Die hier angegebenen Werte sind die Durchschnittswerte, die angegebenen Fehler wurden durch die in A.3 angegebene Varianz berechnet und sind rein statistisch.

Die Effizienz verändert sich bei Variation der χ^2 -Ordnungen nur kaum. So erhält man für χ_0^2 einen durchschnittlichen Effizienz-Wert von $(45.39 \pm 0.40)\%$, für χ_1^2 $(46.93 \pm 0.40)\%$ und für χ_2^2 $(49.90 \pm 0.42)\%$. Die Effizienz ist in Abb. 5.11 für die besten drei χ^2 -Werte aufgetragen. Hinsichtlich der Kurven lässt sich allerdings anmerken, dass sie alle zwischen p_T -Werten von 20 bis 40 GeV steigen und bis 100 GeV einen konstanten Wert annehmen.

Großere Unterschiede sind dagegen in der Reinheit auszumachen. Der durchschnittliche Reinheitswert der gematchten Jets fällt mit steigendem χ^2 von $(60.31 \pm 0.58)\%$ in 0. Ordnung auf nur noch $(55.02 \pm 0.58)\%$ in 1. und $(49.80 \pm 0.59)\%$ in 2. Ordnung (siehe Abb. 5.12). Dabei steigen die Reinheits-Kurven für alle χ^2 -Ordnungen stetig mit dem Transversalimpuls der b -Jets an.

Es konnte mit dieser Methode ein Datensatz von b -Jets mit einer Reinheit von 60% erzeugt werden. Der Abfall der Reinheit durch die χ^2 -Werte ist dabei erhofft und erwünscht gewesen, da so gezeigt wird, dass die Indizes der Quarks in 0. Ordnung besser berechnet wurden als in den unteren Ordnungen.

5 Datenanalyse

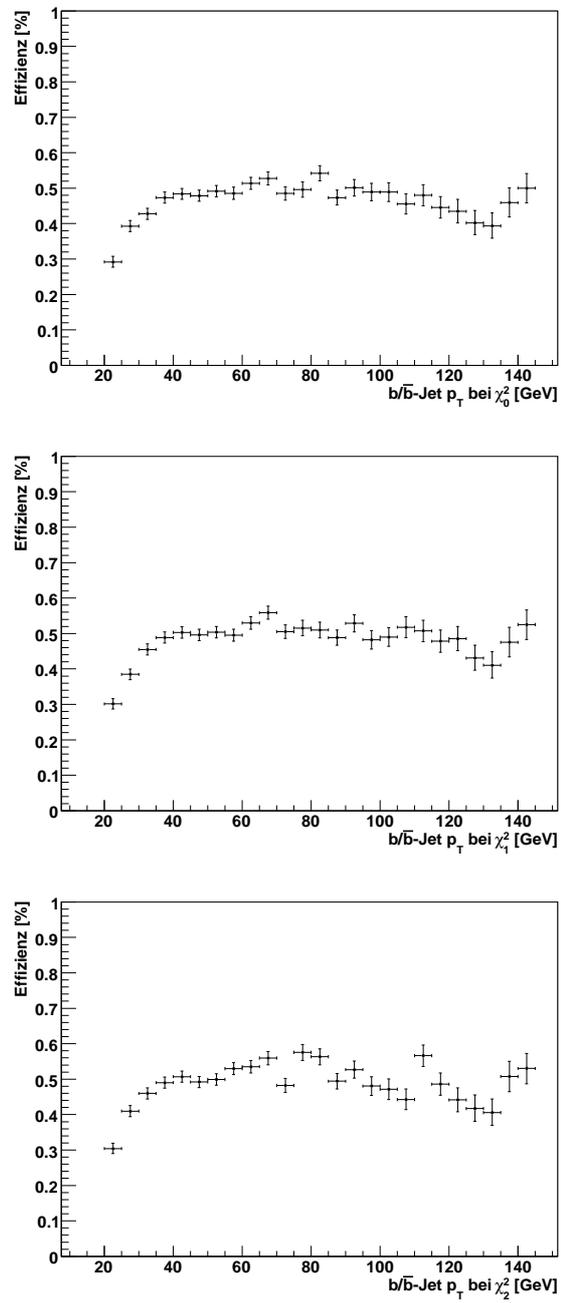


Abbildung 5.11: Matching-Effizienz für die b -Jets der besten drei Zuordnungspermutationen nach den p_T -Schnitten. Oben: χ_0^2 . Mitte: χ_1^2 . Unten: χ_2^2 .

5.4 Matching mit Impuls-Schnitten

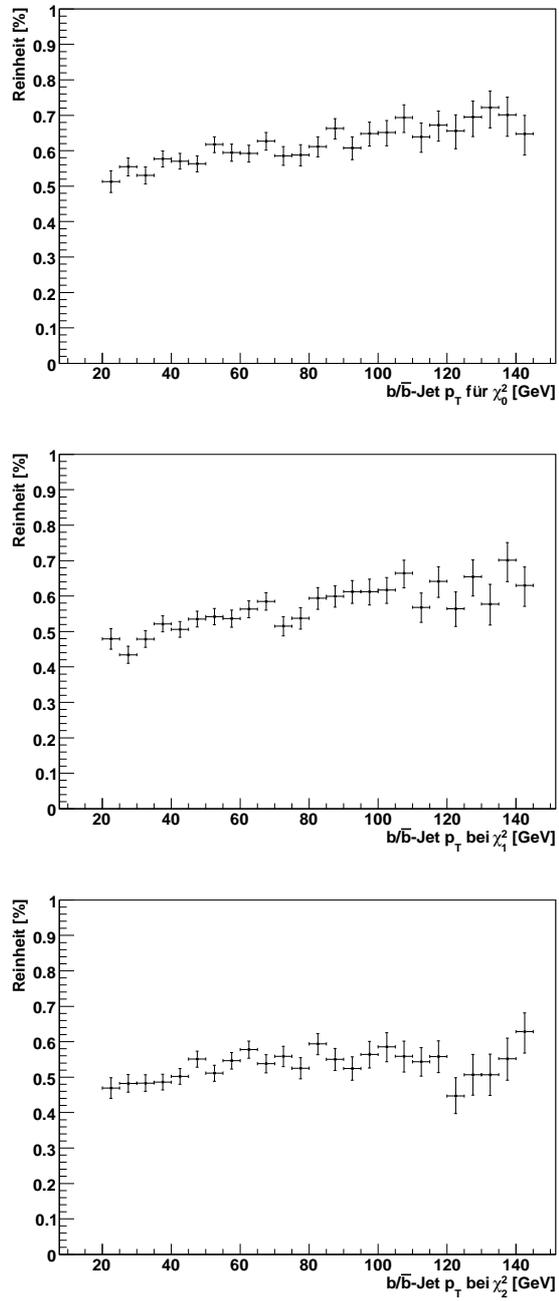


Abbildung 5.12: Reinheit der Jet-Zuordnungen für die b -Jets der besten drei Zuordnungspermutationen nach den p_T -Schnitten. Oben: χ_0^2 . Mitte: χ_1^2 . Unten: χ_2^2 .

| | nach den p_T -Schnitten Zuordnungspermutation | | |
|---------------------------|--|------------------|------------------|
| | χ_0^2 | χ_1^2 | χ_2^2 |
| Gesamtzahl | 15882 | 15554 | 14328 |
| Gematched echte Quarks | 7209 4348 | 7299 4016 | 7149 3560 |
| Effizienz [in %] | 45.39 ± 0.40 | 46.93 ± 0.40 | 49.90 ± 0.42 |
| Reinheit [in %] | 60.31 ± 0.58 | 55.02 ± 0.58 | 49.80 ± 0.59 |

Tabelle 5.4: Zusammenfassung der Ergebnisse nach Matching und Überprüfung der Zuordnungen für die drei besten Zuordnungspermutationen $\chi_{0,1,2}^2$.

5.5 Getrennte Analyse für die leptonic und hadronische Zerfallsseite nach Impulsschnitten

Wie bereits in Kapitel 5.4 erwähnt, werden die b -Jets von HitFit in eine leptonic und hadronische Seite unterteilt abgespeichert. Betrachtet man diese beiden Zerfallsseiten getrennt bei der Analyse (in diesem Fall bei χ_0^2), erkennt man vor allem im Bereich von 20 GeV bis 40 GeV der transversalen Impulse der b -Jets Unterschiede (siehe Abb. 5.13), die sich allerdings im Bereich von zwei bis drei Standardabweichungen befinden. Es werden der leptonic Seite mehr niederenergetische Transversalimpulse ($p_T < 40$ GeV) zugeordnet als der Hadronischen. Insgesamt bestehen die 15882 Ausgangsjets aus jeweils 7941 hadronischen und leptonicen Jets. Nach dem Matching befinden sich nur noch 3519 Jets auf leptonicer und 3690 auf hadronischer Seite (siehe Abb. 5.14). Während die Zahlen der Jets also im Ausgangszustand gleich waren, kommen jetzt auf hadronischer Seite 171 Jets mehr durch das Matching als auf der leptonicen.

Untersucht man nun wieder, ob die gematchten Jets tatsächlich b -Jets sind, stellt man fest, dass auf leptonicer Seite 2223 und auf hadronischer Seite 2125 Jets richtig zugeordnet sind (siehe Abb. 5.15). Es sind also fast 100 Jets auf leptonicer Seite besser zugeordnet worden, was wie folgt zu erklären ist:

Auf hadronischer Seite befinden sich 3 Quarks, denen ein b -Jet zugeordnet werden kann, auf leptonicer Seite ist es nur ein Quark und ein hochenergetisches Lepton. Somit ist die Wahrscheinlichkeit auf hadronischer Seite größer, dass HitFit einem falschen Quark den Index des b -Jets zugeordnet hat weshalb sich Effizienz und Reinheit beider Seiten voneinander unterscheiden.

So ist auf leptonicer Seite das Matching etwas ineffizienter ($(44.31 \pm 0.56)\%$), aber dafür reiner (Reinheit von $(63.17 \pm 0.81)\%$); auf hadronischer Seite ist dies gerade umgekehrt (Effizienz von (46.47 ± 0.56) , Reinheit von $(57.59 \pm 0.56)\%$) (siehe Abb. 5.16 und Abb. 5.17).

Der Verlauf der beiden Effizienz-Graphen unterscheidet sich dabei nur leicht voneinander. Die hadronische und leptonic Reinheits-Kurve steigen beiden gleichermaßen an. Allerdings ist die hadronische Kurve insgesamt etwas ungenauer. Der Reinheit der leptonicen Seite steigt stetig bis zu einem Maximum von 80% an, wobei dieses Maximum in einem Bereich liegt, der aufgrund der hohen Impulsenergien ungenau ist.

5.5 Getrennte Analyse für die leptonische und hadronische Zerfallsseite nach Impulsschnitten

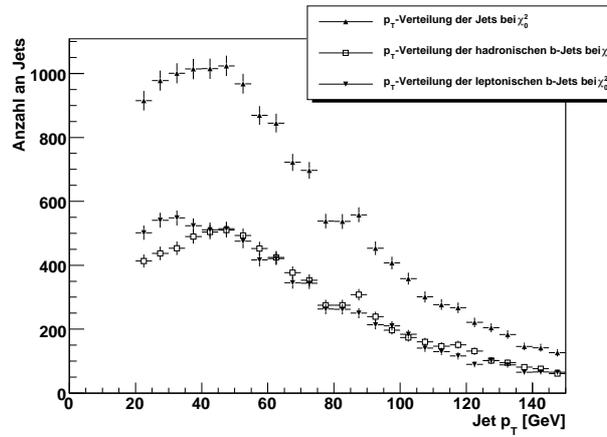


Abbildung 5.13: Aufteilung der Gesamtzahl von angeblichen b -Jets in hadronische und leptonische Jets für die beste Zuordnungspemutation χ_0^2 .

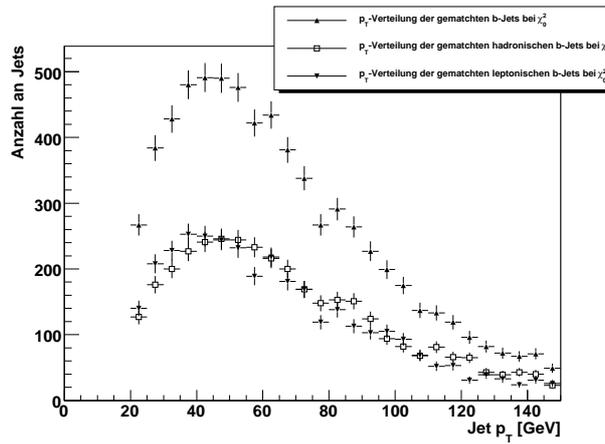


Abbildung 5.14: Anzahl der gematchten Jets auf leptonischer und hadronischer Zerfallsseite, sowie die Gesamtzahl der Jets für die beste Zuordnungspemutation χ_0^2 .

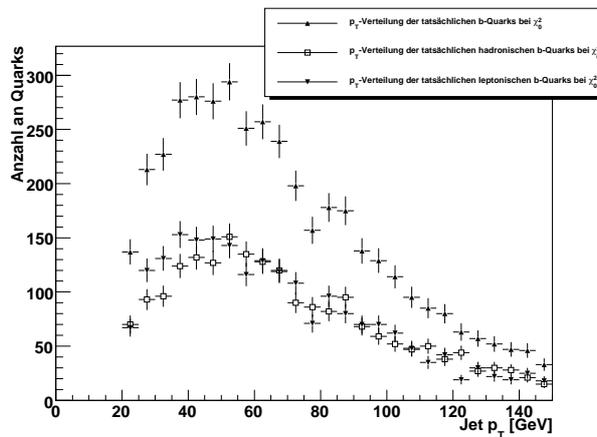


Abbildung 5.15: Tatsächliche b -Jets auf hadronischer und leptonischer Seite, sowie die Gesamtzahl an echten b -Jets für die beste Zuordnungspemutation χ_0^2 .

5 Datenanalyse

| | nach den p_T -Schnitten Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
|---------------------------|---|------------------|------------------|
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 15882 | 7941 | 7941 |
| Gematched echte Quarks | 7209 4348 | 3519 2223 | 3690 2125 |
| Effizienz [in %] | 45.39 ± 0.40 | 44.31 ± 0.56 | 46.47 ± 0.56 |
| Reinheit [in %] | 60.31 ± 0.58 | 63.17 ± 0.81 | 57.59 ± 0.81 |

Tabelle 5.5: Zusammenfassung der Ergebnisse nach Matching und Überprüfung der Zuordnungen für die hadronische und leptonische Zerfallsseite der besten Zuordnungspermutationen χ_0^2 .

Die Unterscheidung der beiden Zerfallsseiten der W -Bosonen hilft dementsprechend, die Reinheit der als b -Jets identifizierten Jets zu erhöhen. Die Ausgangswerte und die Zahlen der weiteren Schritte sind für beide Seiten in Tabelle 5.5 aufgelistet.

5.5 Getrennte Analyse für die leptonische und hadronische Zerfallsseite nach Impulsschnitten

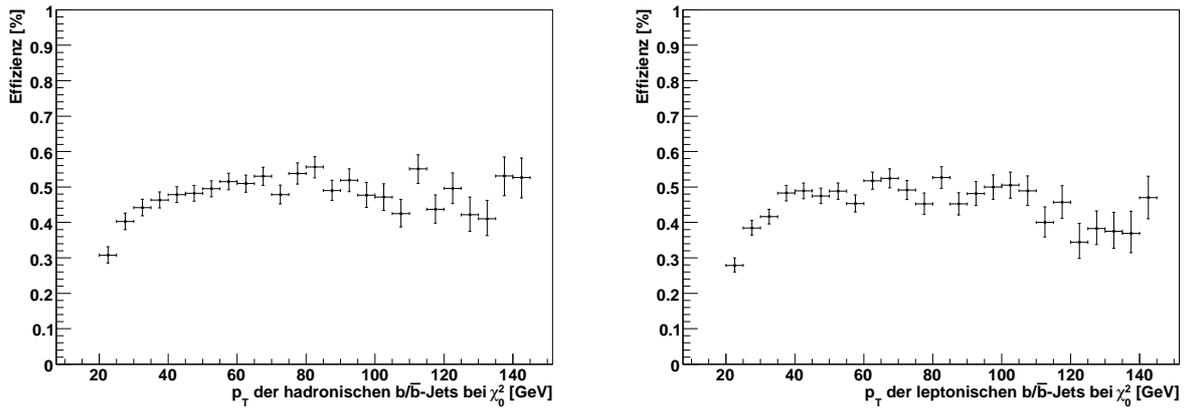


Abbildung 5.16: Matching-Effizienz der hadronischen und leptonischen Seite für die beste Zuordnungspermutation χ_0^2 nach den p_T -Schnitten. Links: Matching-Effizienz für die hadronischen Jets. Rechts: Matching-Effizienz für die leptonischen Jets.

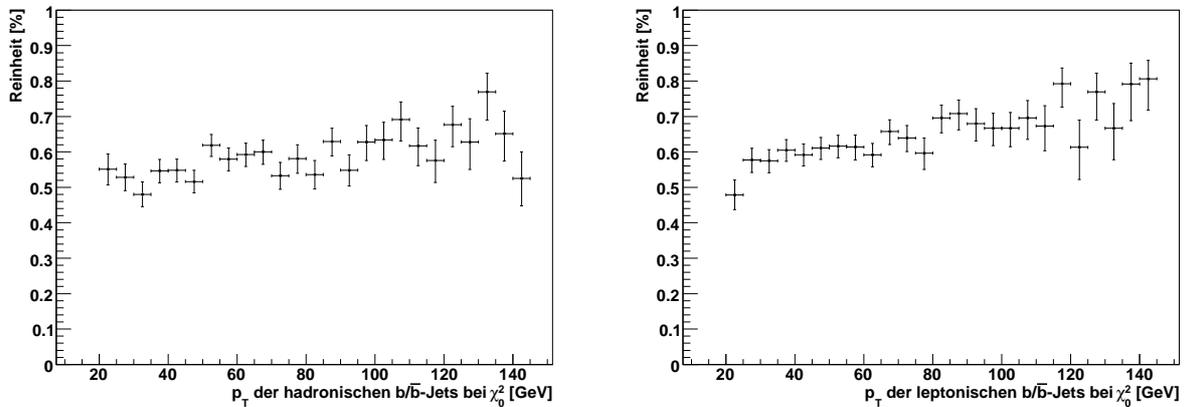


Abbildung 5.17: Reinheits der hadronischen und leptonischen Seite für die beste Zuordnungspermutation χ_0^2 nach den p_T -Schnitten. Links: Reinheit der hadronischen Jets. Rechts: Reinheit der leptonischen Jets.

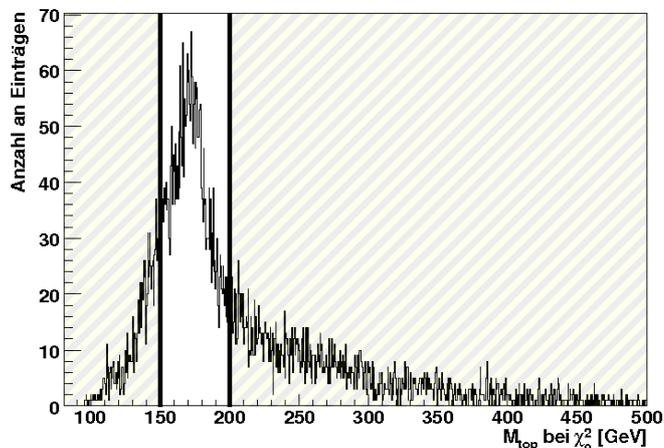


Abbildung 5.18: Massenspektrum des Top-Quarks bei der besten Zuordnungspemutation χ_0^2 . Bei dem Schnitt auf die Top-Quark-Masse wird nur der Bereich $150 \text{ GeV} < M_{top} < 200 \text{ GeV}$ untersucht, der schraffierte Bereich wird nicht betrachtet.

5.6 Matching mit zusätzlichem Top-Massen-Schnitt

Um eine noch größere Effizienz und Reinheit zu erhalten, kann man auf die bereits stark gefilterten Ereignisse nochmals einen Schnitt anwenden. Es bietet sich ein Schnitt auf die rekonstruierte inavriante Top-Quark-Masse M_{top} an, wie er auch bei [14] und [11] durchgeführt wurde. Diese wurde bei Erzeugung der Tupel, wie bereits in Kapitel 4.3 erwähnt, nicht fest vorgegeben. Der in Abb. 5.18 gezeigte Graph zeigt diese rekonstruierte Top-Quark-Masse, die nach Gleichung 4.3 berechnet wird, bei der besten Zuordnungspemutation χ_0^2 . Unter 100 GeV sind keine Einträge mehr zu sehen, da diese 100 GeV benötigt werden um sowohl ein W -Boson (die Masse m_W des W -Bosons liegt bei ungefähr 80.4 GeV, siehe Kapitel 2.1.2) und ein b -Quark (die Masse des b -Quarks m_b liegt bei ungefähr 4.2 GeV, siehe Kapitel 2.1) zu erzeugen. Der nun von mir durchgeführte Schnitt auf diese Masse liegt im Bereich von 150 bis 200 GeV (siehe Abb. 5.18, rechts), um nur die Ereignisse zu untersuchen, in denen die entstandenen Partikel zusammen ungefähr die invariante Top-Masse besitzen.

Dieser Schnitt reduzierte die Anzahl an ursprünglichen Jets in 0. χ^2 -Ordnung von 15882 zu 7602 um 47.9% (vergleiche Abb. 5.19). Ähnlich hohe Senkungen der absoluten Zahlen gibt es dementsprechend auch in 1. und 2. Ordnung. So wurden die Einträge in den Graphen von 15554 auf 6972 (44.8% des Ausgangswerts) in erster Ordnung und von 14328 zu 6376 Einträgen (44.5% des Ausgangswerts) in zweiter Ordnung reduziert. Die Werte sind in Tabelle 5.6 noch einmal aufgetragen.

Die Form der Graphen in Abbildungen 5.20, 5.21 und 5.22 sind im Vergleich zu denen in Abb. 5.8, 5.9 und 5.10 trotz hoher Abnahme der absoluten Zahlen gleich geblieben. Der M_{top} -Schnitt verfälscht also weder die Ergebnisse noch liefert dieser komplett gegenteilige Resultate.

5.6 Matching mit zusätzlichem Top-Massen-Schnitt

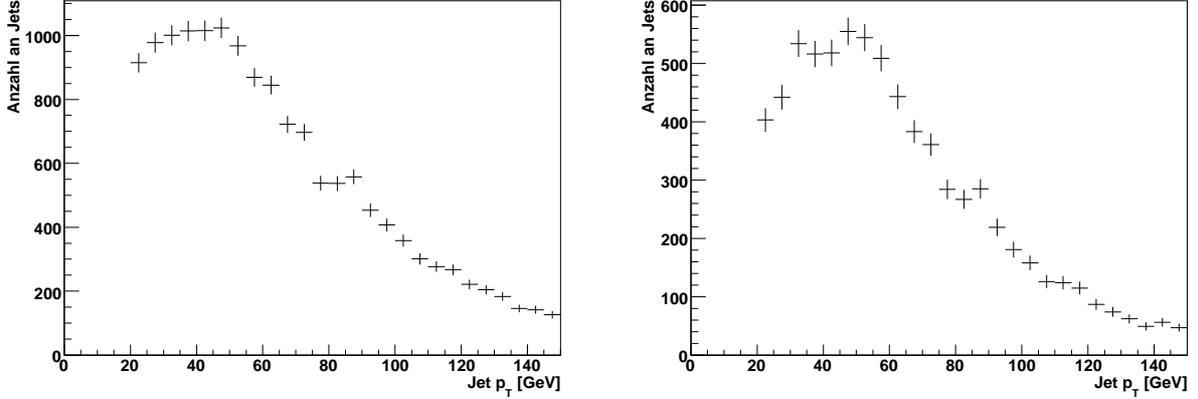


Abbildung 5.19: Verteilung des Transversalimpuls-Spektrums für die von HitFit ausgesuchten b -Jets vor dem Top-Quark-Massenschnitt (links, 7941 Jets) und danach (rechts, 3801 Jets).

Für χ_0^2 sind noch 3769 Jets nach dem Matching vorhanden, eine Reduzierung auf 47.87% im Vergleich zum Matching ohne Massen-Schnitt. In erster Ordnung sind es noch 3547 von ehemals 7299 (Reduzierung um 44.82%), in zweiter Ordnung sogar nur noch 3340 von zuvor 7149, was eine Reduzierung auf 44.50% verglichen zu den p_T -Schnitten liefert. Es ist offensichtlich, dass dieser Schnitt die 0. Permutationsordnung schwächer beeinflusst als die höheren Ordnungen. Hier wird die Top-Masse aus den besten von HitFit berechneten Zuordnungen rekonstruiert.

Noch offensichtlicher ist dies bei der Anzahl an tatsächlichen b -Jets. So wird für χ_0^2 die Anzahl von 4348 auf 2452 auf ungefähr 56% gesenkt, für χ_1^2 von 4016 auf 1975 (ungefähr 49%) und für χ_2^2 von 3560 auf 1700 (ungefähr 48%). Auch in diesem Fall wurden mehr Ergebnisse aus χ_1^2 und χ_2^2 entfernt, was auf eine gute Zuordnung und Indizierung der Jets seitens HitFit hindeutet.

Alle Zahlenwerte der Ausgangsjets, gematchten Jets und echten b -Jets sind in Tabelle 5.6 aufgelistet und zusätzlich mit den Werten des p_T -Schnitts verglichen. Außerdem sind die Transversalimpuls-Spektren für die drei besten Zuordnungspermutationen in den Abbildungen 5.20, 5.21 und 5.22 aufgetragen. Der Top-Massen-Schnitt scheint besonders die 0. χ^2 -Ordnung zu verbessern.

Berechnet man die durchschnittliche Effizienz der einzelnen χ^2 -Ordnungen ist vor allem in 0. Ordnung ein deutlicher Anstieg auf $(49.93 \pm 0.57)\%$ zu erkennen, während die Effizienz der anderen Ordnungen nur um 4% (χ_1^2) und 2.5% (χ_2^2) gestiegen sind (vergleiche Abb. 5.23 und Tabelle 5.6).

Ebenso gestiegen ist die durchschnittliche Reinheit der Jet-Zuordnungen (vergleiche Abb. 5.24 und ebenfalls Tabelle 5.6). Auch hier ist der deutlichste Zuwachs der Reinheit für χ_0^2 zu erkennen; in dieser Ordnung stieg die Reinheit von $(60.31 \pm 0.58)\%$ ohne Massen-Schnitt um 4.28% auf $(64.59 \pm 0.78)\%$ mit Massen-Schnitt. Die Reinheit der anderen Ordnungen ist wie bei der Effizienz nicht so stark gewachsen wie die der 0. Ordnung. So stieg die Reinheit für χ_1^2 nur auf $(55.68 \pm 0.83)\%$ (+0.66%) und für χ_2^2 nur auf $(50.90 \pm 0.86)\%$ (+1.10%).

Aufgrund der Tatsache, dass alle Graphen durch den Massen-Schnitt mit weniger hochenerge-

5 Datenanalyse

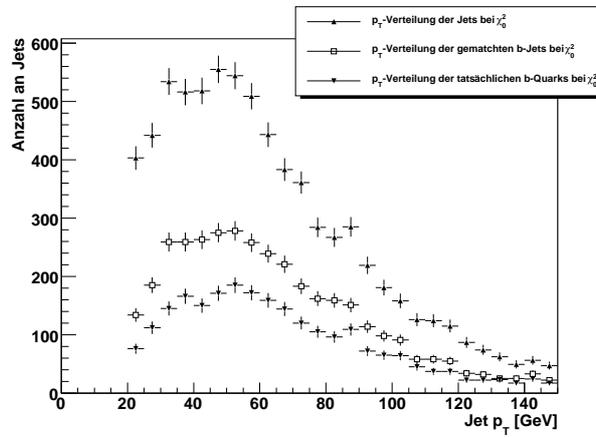


Abbildung 5.20: Spektrum der von HitFit bei χ^2_0 berechneten b -Jets, der gematchten Jets und der echten b -Quarks nach zusätzlichem M_{top} -Schnitt.

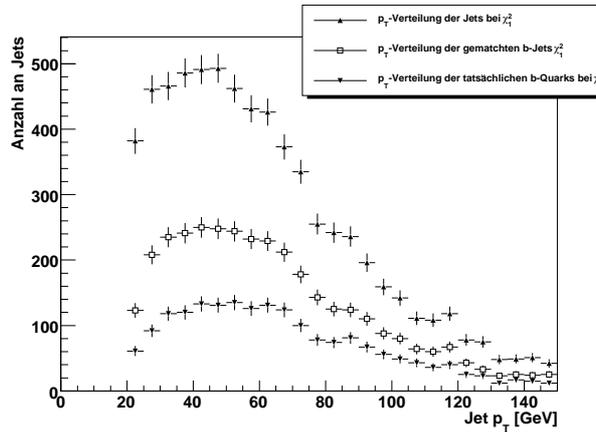


Abbildung 5.21: Spektrum der von HitFit bei χ^2_1 berechneten b -Jets, der gematchten Jets und der echten b -Quarks nach zusätzlichem M_{top} -Schnitt.

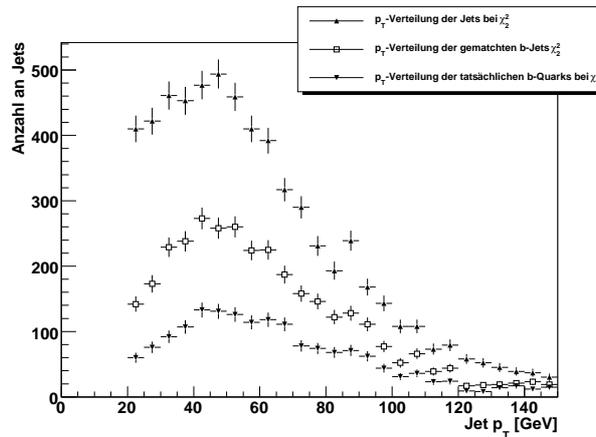


Abbildung 5.22: Spektrum der von HitFit bei χ^2_2 berechneten b -Jets, der gematchten Jets und der echten b -Quarks nach zusätzlichem M_{top} -Schnitt.

5.6 Matching mit zusätzlichem Top-Massen-Schnitt

tischen Impulsen gefüllt werden konnten, sind die statistischen Fehler Kurven für Effizienz und Reinheit der χ^2 -Ordnungen im Bereich über 100 GeV größer geworden. Nach dem Vergleich der Werte und Fehler der durchschnittswerte kann man sagen, dass der Schnitt auf die Top-Masse M_{top} eine Steigerung von Effizienz und Reinheit nach sich zieht.

| | nach den p_T -Schnitten Zuordnungspermutation | | |
|------------------|--|--------------------------|--------------------------|
| | χ_0^2 | χ_1^2 | χ_2^2 |
| Gesamtzahl | 15882 | 15554 | 14328 |
| Gematched | 7209 | 7299 | 7149 |
| echte Quarks | 4348 | 4016 | 3560 |
| Effizienz [in %] | 45.39 ± 0.40 | 46.93 ± 0.40 | 49.90 ± 0.42 |
| Reinheit [in %] | 60.31 ± 0.58 | 55.02 ± 0.58 | 49.80 ± 0.59 |
| | Nach M_{top} -Schnitt Zuordnungspermutation | | |
| | χ_0^2 | χ_1^2 | χ_2^2 |
| Gesamtzahl | 7602 (47.87) | 6972 (44.82) | 6376 (44.50) |
| Gematched | 3796 (52.30) | 3547 (48.60) | 3340 (46.72) |
| echte Quarks | 2452 (56.3) | 1975 (49.18) | 1700 (47.75) |
| Effizienz [%] | $49.93 \pm 0.57 (+4.54)$ | $50.87 \pm 0.60(+3.94)$ | $52.38 \pm 0.63 (+2.48)$ |
| Reinheit [%] | $64.59 \pm 0.78 (+4.28)$ | $55.68 \pm 0.83 (+0.66)$ | $50.90 \pm 0.86 (+1.10)$ |

Tabelle 5.6: Zusammenfassung der Ergebnisse nach Matching und Überprüfung der Zuordnungen für die drei besten Zuordnungspermutationen $\chi_{0,1,2}^2$ nach den M_{top} -Schnitt. Bei den absoluten Zahlen geben die Werte in Klammern die Prozentzahl des neuen Wertes verglichen zu seiner Vorstufe an. Bei Effizienz und Reinheit wird Zu- oder Abnahme direkt zur Vorstufe angegeben. Es ist ersichtlich, dass der Schnitt vor allem auf die Zuordnungspermutation χ_0^2 einen positiven Effekt hatte.

5 Datenanalyse

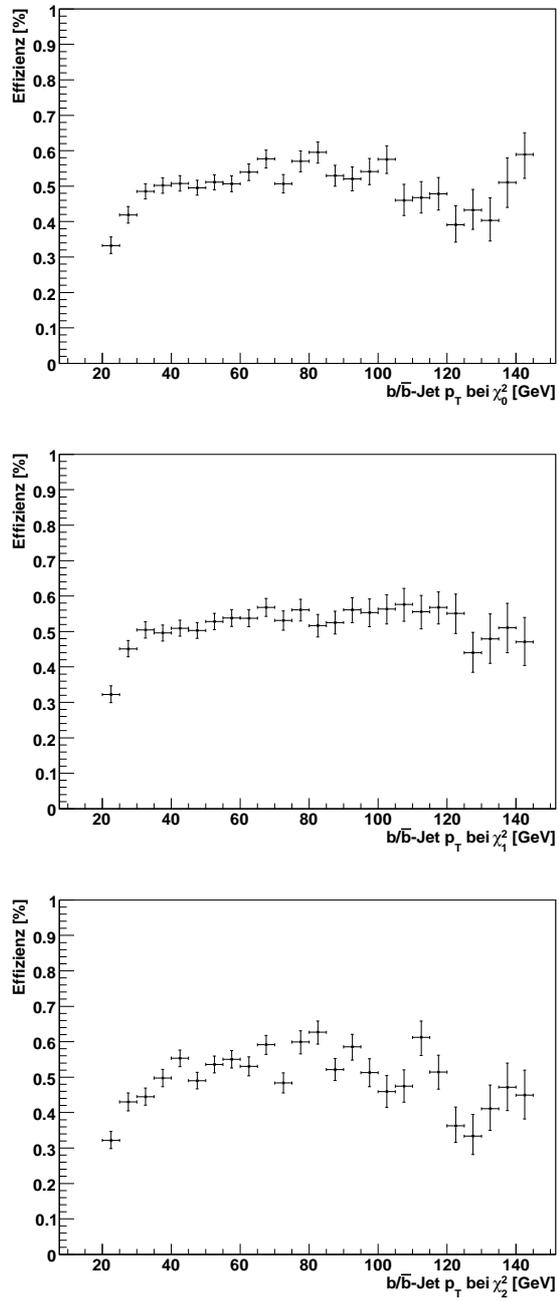


Abbildung 5.23: Matching-Effizienz für die b -Jets der besten drei Zuordnungspermutationen nach dem M_{top} -Schnitt. Oben: χ_0^2 . Mitte: χ_1^2 . Unten: χ_2^2 .

5.6 Matching mit zusätzlichem Top-Massen-Schnitt

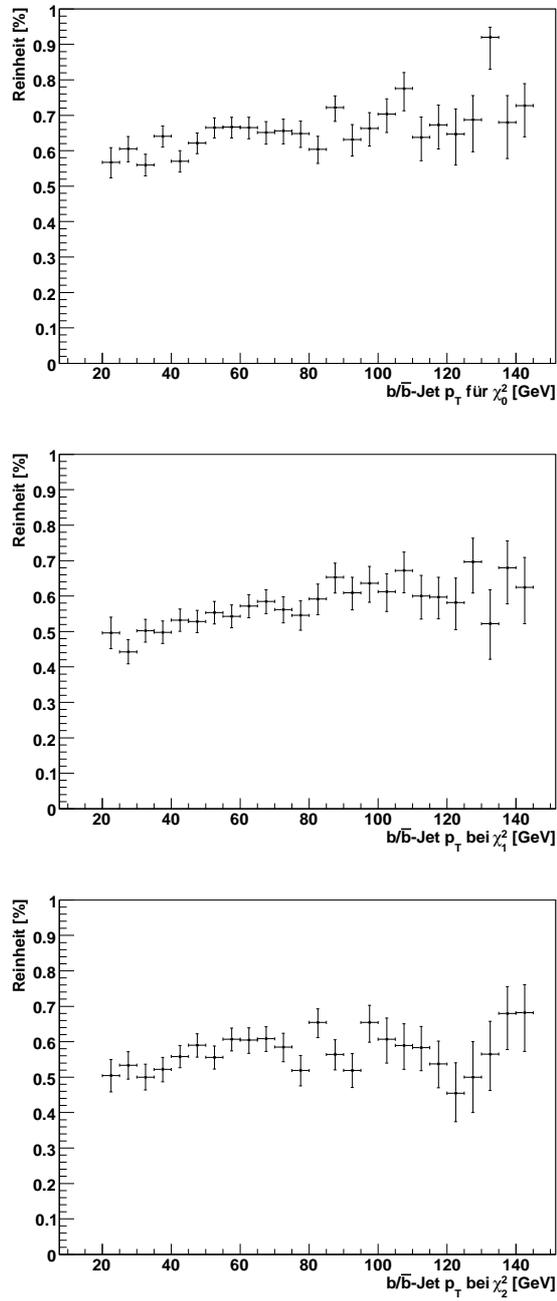


Abbildung 5.24: Reinheit der Jet-Zuordnungen für die b -Jets der besten drei Zuordnungspermutationen nach dem M_{top} -Schnitt. Oben: χ_0^2 . Mitte: χ_1^2 . Unten: χ_2^2 .

5.7 Unterscheidung zwischen leptonischer und hadronischer Zerfallsseite mit Schnitt auf M_{top}

Es wurde nun noch einmal geprüft, inwiefern sich der Schnitt auf die rekonstruierte invariante Top-Quark-Massen M_{top} auf die Ergebnisse der leptonischen und hadronischen b -Quarks für die beste Zuordnungspermutation χ_0^2 auswirkt.

Wie bereits in Abschnitt 5.6 erwähnt, waren nach p_T - und M_{top} -Schnitt noch 7602 Jets aus den 30 Tupeln übrig. Diese teilen sich gleichmäßig auf die hadronischen und leptonischen Jets auf (jeweils 3801 Jets). Die Graphen der beiden Jet-Arten sind in Abb. 5.25 zu sehen.

Nach den Matching-Schritten bleiben auf leptonischer Seite noch 1748 Jets, auf hadronischer Seite noch 2048 (siehe Abb. 5.26). Dies bedeutet, dass wieder deutlich mehr Jets auf leptonischer Seite ausgefiltert wurden als auf hadronischer. Der Unterschied zwischen den beiden Graphen ist zwischen 40 und 100 GeV am deutlichsten zu sehen.

In diesen zugeordneten Jets befinden sich jetzt auf hadronischer Seite 1150 echte b -Jets während auf leptonischer Seite noch 1302 Jets zu finden sind. Dabei fällt bei Vergleich der beiden Kurven auf, dass bei niedrigen Impulsen ein Übergewicht auf leptonischer Seite besteht, wie dies bereits für die Ergebnisse nach den p_T -Schnitten der Fall war (vergleiche Abb. 5.27).

Die Unterschiede im Matching und der Anzahl an echten b -Jets haben nun einen großen Effekt auf die Effizienz und die Reinheit. Es war bereits nach den p_T -Schnitten so, dass die Effizienz auf hadronischer Seite größer war, dafür aber die leptonischen b -Jets viel reiner identifiziert wurden. Es ist nun zu prüfen, ob Effizienz und Reinheit auf beiden Seiten besser geworden sind und ob sich diese Unterschiede verstärkt haben.

Zunächst wird die Effizienz auf beiden Zerfallsseiten (siehe Formel 5.2) berechnet. So ist die Matching-Effizienz auf hadronischer Seite bei einem durchschnittlichen Wert von $(53.88 \pm 0.81)\%$ (vergleiche Abb. 5.28, links). Das entspricht einer Zunahme der Effizienz um 7.41%. Auch auf leptonischer Seite steigt die Effizienz von $(44.31 \pm 0.56)\%$ auf $(45.99 \pm 0.81)\%$ um 1.68%, bleibt aber innerhalb der Fehlergrenzen gleich. Dieser ist auf der leptonischen Seite niedriger, was die Effizienz betrifft (siehe Abb. 5.28, rechts). Beide Graphen sind im Bereich von über 100 GeV durch den Top-Massen-Schnitt ungenauer geworden, was vor allem für den Graph der leptonischen Effizienz zutrifft.

Nun wird die Reinheit der hadronischen Jets berechnet (siehe Formel 5.3). Diese besitzt einen durchschnittlichen Wert von $(56.15 \pm 1.10)\%$ (Abb. 5.29, links), was verglichen zu den Werten für die Zuordnungspermutationen bei χ_1^2 und χ_2^2 ein guter Wert zu sein scheint. Diese haben nicht 56% erreicht (5.6, 43). Vergleicht man allerdings dieses Effizienz-Ergebnis des Massen-Schnitts mit dem des reinen p_T -Schnitts ($(57.59 \pm 0.81)\%$, siehe Kap. 5.4), sieht man, dass die Effizienz sogar um 1.4% gesunken ist. Es wurden also einige korrekte Jets durch den Schnitt ausgelassen. Ob der Effekt der besseren Effizienz diesen Punkt ausgleicht, wird Bestandteil der Diskussion sein.

Die Reinheit der leptonischen Jets steigt durch den Massenschnitt auf einen durchschnittlichen Wert von $(74.49 \pm 1.04)\%$ (siehe Abb. 5.29, rechts). Dies entspricht einer Steigerung um 11.32% verglichen zu der Reinheit nach den p_T -Schnitten. Das bedeutet, dass 3 von 4 gematchten Jets

5.7 Unterscheidung zwischen leptonischer und hadronischer Zerfallsseite mit Schnitt auf M_{top}

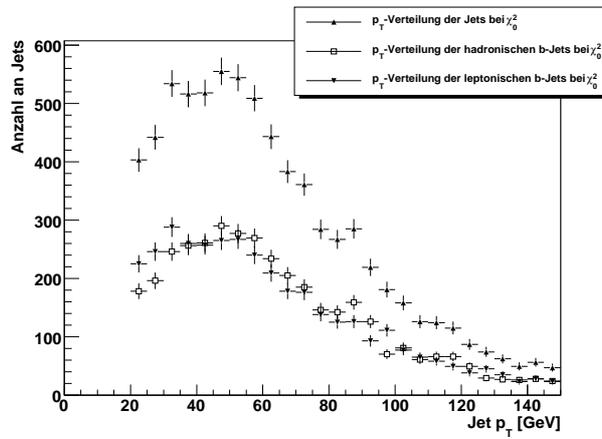


Abbildung 5.25: Aufteilung der Gesamtzahl von angeblichen b -Jets in hadronische und leptonische Seite für die beste Zuordnungspemutation χ_0^2 nach M_{top} -Schnitt.

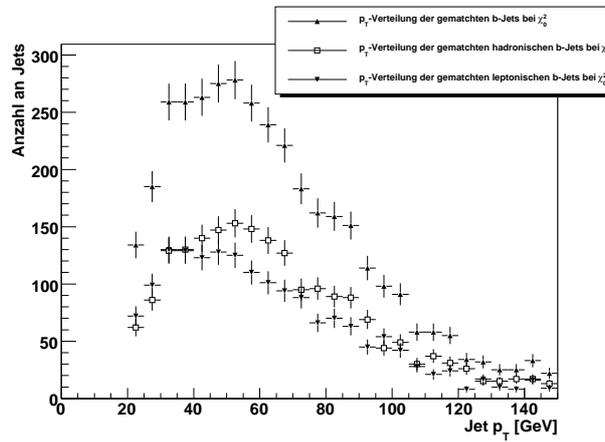


Abbildung 5.26: Anzahl der gematchten Jets auf leptonischer und hadronischer Zerfallsseite, sowie die Gesamtzahl der Jets für die beste Zuordnungspemutation χ_0^2 nach M_{top} -Schnitt.

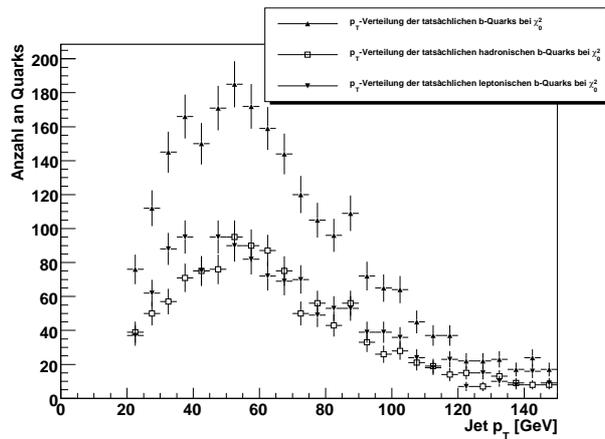


Abbildung 5.27: Anzahl der echten b -Jets auf leptonischer und hadronischer Zerfallsseite, sowie die Gesamtzahl der Jets für die beste Zuordnungspemutation χ_0^2 nach M_{top} -Schnitt.

5 Datenanalyse

| | nach den p_T -Schnitten | | |
|------------------|----------------------------------|---------------------------|--------------------------|
| | Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 15882 | 7941 | 7941 |
| Gematched | 7209 | 3519 | 3690 |
| echte Quarks | 4348 | 2223 | 2125 |
| Effizienz [in %] | 45.39 ± 0.40 | 44.31 ± 0.56 | 46.47 ± 0.56 |
| Unterschied | | 2.16% | |
| Reinheit [in %] | 60.31 ± 0.58 | 63.17 ± 0.81 | 57.59 ± 0.81 |
| Unterschied | | 5.58% | |
| | nach M_{top} -Schnitt | | |
| | Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 7602 (47.87) | 3801 (47.87) | 3801 (47.87) |
| Gematched | 3796 (52.30) | 1748 (49.67) | 2048 (55.50) |
| echte Quarks | 2452 (56.39) | 1302 (58.57) | 1150 (54.12) |
| Effizienz [in %] | $49.93 \pm 0.57 (+4.54)$ | $45.99 \pm 0.81(+1.68)$ | $53.88 \pm 0.81 (+7.41)$ |
| Unterschied | | 7.89 | |
| Reinheit [in %] | $64.59 \pm 0.78 (+4.28)$ | $74.49 \pm 1.04 (+11.32)$ | $56.15 \pm 1.10 (-1.44)$ |
| Unterschied | | 18.34 | |

Tabelle 5.7: Zusammenfassung der Ergebnisse für die hadronische und leptonische Zerfallsseite der besten Zuordnungspermutationen χ_0^2 nach M_{top} -Schnitt. Bei den absoluten Zahlen geben die Werte in Klammern die Prozentzahl des neuen Wertes verglichen zu seiner Vorstufe an. Bei Effizienz und Reinheit wird Zu- oder Abnahme direkt zur Vorstufe angegeben. Der Unterschied zwischen hadronischer und leptonischer b -Jet-Zuordnungsreinheit sowie der Effizienz der Jet-Zuordnung kann ebenfalls abgelesen werden.

tatsächlich b -Jets waren.

Insgesamt bleibt also festzuhalten, dass der Massen-Schnitt eine Steigerung der Matching-Effizienz und Reinheit für die Gesamtzahl der Jets und die leptonischen Jets im Speziellen nach sich gezogen hat. Leider nimmt die Reinheit der hadronischen Jets durch den Schnitt ab, auch wenn der durchschnittliche Verlust gering war. Insgesamt beträgt der Unterschied zwischen leptonischer und hadronischer Zuordnungsreinheit 18.34%, vor dem Schnitt waren es nur 5.58%. Durch diesen Schnitt erhält man auf leptonischer Seite ein b -Sample mit einer Reinheit von fast 75%.

Alle Werte zur Unterscheidung der leptonischen und hadronischen b -Jets nach dem Massen-Schnitt sind in Tabelle 5.7 zusammengetragen.

5.7 Unterscheidung zwischen leptonischer und hadronischer Zerfallsseite mit Schnitt auf M_{top}

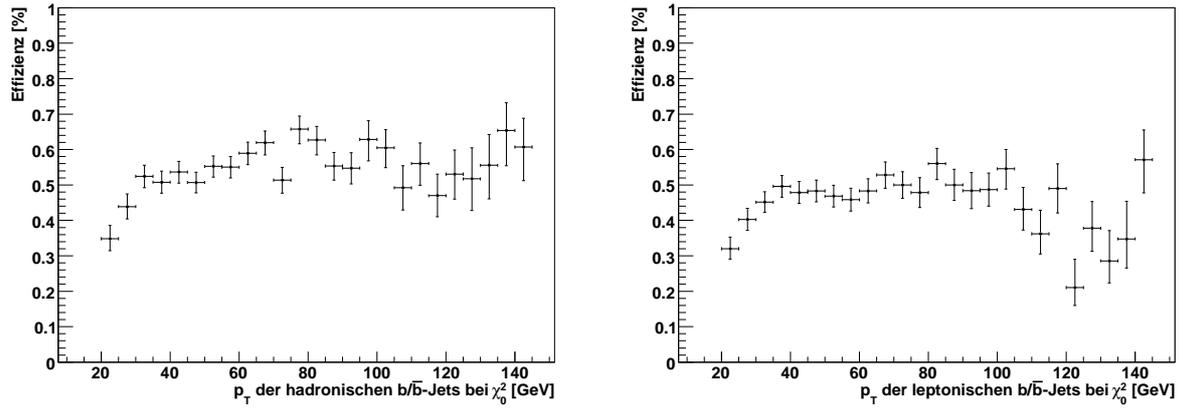


Abbildung 5.28: Matching-Effizienz von HitFit für die b -Jets der hadronischen (links) und leptonischen (rechts) Seite bei der besten Zuordnungspermutation χ_0^2 nach M_{top} -Schnitt.

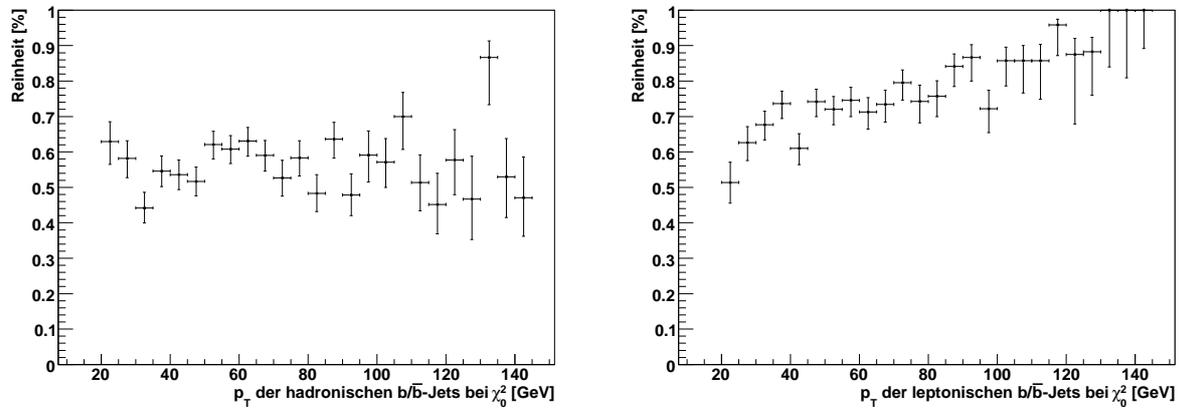


Abbildung 5.29: Reinheit der Jet-Zuordnungen von HitFit für die b -Jets der hadronischen (links) und leptonischen (rechts) Seite bei der besten Zuordnungspermutation χ_0^2 nach M_{top} -Schnitt.

5.8 Schnitt auf den Top-Quark-Impuls

Es soll am Ende der Analyse noch auf einen weiteren Schnitt eingegangen werden, der mit dem rekonstruierten Top-Quark-Impuls ausgeführt wird. Die Auswirkungen des Schnittes auf die Daten wurden freundlicherweise von Marcus Rammes durchgeführt und mir zur Verfügung gestellt.

Der rekonstruierte Top-Quark-Impuls wird wie die invariante rekonstruierte Top-Quark-Masse für die hadronische und die leptonische Seite berechnet:

$$\begin{aligned}
 |\vec{p}_{top, had}| &= |\vec{p}_b + \vec{p}_q + \vec{p}_{q'}| \text{ für die hadronische Seite} \\
 |\vec{p}_{top, lep}| &= |\vec{p}_b + \vec{p}_l + \vec{p}_{\nu_l}| \text{ für die leptonische Seite}
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

Dabei kommt es wie immer auf die Zuordnung durch HitFit an, welcher Impuls welchem Quark zugeordnet wird. Der Schnitt besteht aus zwei Impuls-Bereichen, mit denen die Daten geschnitten werden:

- Schnitt 1 ($0 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}| < 200 \text{ GeV}$): Es werden nur die Zuordnungspermutationen akzeptiert, in denen die kombinierten Teilchenimpulse nach Gleichung 5.5 einen Top-Quark-Impuls kleiner als 200 GeV rekonstruieren.
- Schnitt 2 ($200 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}|$): In diesem Fall werden alle Zuordnungspermutationen angenommen, in denen die Teilchenimpulse kombiniert nach Gleichung 5.5 größer als 200 GeV sind.

Der Schnitt auf den Top-Quark-Impuls wird nach allen in den vorangegangenen Kapiteln durchgeführten Schnitten verwendet, also auch nach dem Schnitt auf die Top-Quark-Masse. Es wird nur die beste Zuordnung χ_0^2 benutzt.

Im ersten Schnitt ($0 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}| < 200 \text{ GeV}$) wurde die Gesamtzahl der Matches um mehr als 80% gesenkt (siehe Tabelle 5.8).

Die durchschnittliche Reinheit der leptonischen und hadronischen Seite sinken durch den p_{top} -Schnitt. So sinkt die Reinheit der leptonischen Seite um mehr als 10% auf $(63.55 \pm 2.63)\%$, so dass der positive Effekt des M_{top} -Schnitts wieder aufgehoben wird. Auch die Reinheit und in geringerem Maße die Effizienz der hadronischen Seite sinken. Einzig die Effizienz der leptonischen Seite stieg um ungefähr 5% auf $(51.00 \pm 1.95)\%$.

Effizienzen und Reinheiten nach dem ersten p_{top} -Schnitt sind in Abb. 5.30 dargestellt, aufgrund der geringen Zahl an Einträgen sind diese allerdings ungenau.

Der zweite Schnitt auf den Top-Quark-Impuls ($200 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}|$) senkt die Ausgangsdaten nur um etwas mehr als 60%. Auch hier soll aber nicht weiter auf die absoluten Zahlen sondern nur auf die Werte für Reinheit und Effizienz eingegangen werden. Die Werte sind in Tabelle 5.9 zusammengefasst.

Erste positive Beobachtung ist die gestiegene durchschnittliche Effizienz der b -Jet-Zuordnungen auf leptonischer Seite um 4% auf genau $(50 \pm 1.31)\%$. Die Effizienz der hadronischen Seite blieb

5.8 Schnitt auf den Top-Quark-Impuls

| | nach M_{top} -Schnitt | | |
|------------------|--|---------------------------|--------------------------|
| | Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 7602 | 3801 | 3801 |
| Gematched | 3796 | 1748 | 2048 |
| echte Quarks | 2452 | 1302 | 1150 |
| Effizienz [in %] | 49.93 ± 0.57 | 45.99 ± 0.81 | 53.88 ± 0.81 |
| Reinheit [in %] | 64.59 ± 0.78 | 74.49 ± 1.04 | 56.15 ± 1.10 |
| | nach M_{top} - und erstem p_{top} -Schnitt | | |
| | Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 1302 (17.13%) | 651 (17.13%) | 651 (17.13%) |
| Gematched | 681 (17.91%) | 332 (18.99) | 349 (17.04) |
| echte Quarks | 393 (16.03%) | 211 (16.21) | 182 (15.83) |
| Effizienz [in %] | $52.30 \pm 1.38 (+2.37)$ | $51.00 \pm 1.95 (+5.01)$ | $53.61 \pm 1.95 (-0.27)$ |
| Unterschied | | | 2.61 |
| Reinheit [in %] | $57.71 \pm 1.89 (-6.88)$ | $63.55 \pm 2.63 (-10.94)$ | $52.15 \pm 1.60 (-4.00)$ |
| Unterschied | | | 11.40 |

Tabelle 5.8: Zusammenfassung der Ergebnisse für die hadronische und leptonische Zerfallsseite der besten Zuordnungspermutationen χ_0^2 nach erstem p_{top} -Schnitt ($0 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}| < 200 \text{ GeV}$). Bei den absoluten Zahlen geben die Werte in Klammern die Prozentzahl des neuen Wertes verglichen zu seiner Vorstufe an. Bei Effizienz und Reinheit wird Zu- oder Abnahme direkt zur Vorstufe angegeben. Der Unterschied zwischen hadronischer und leptonischer b -Jet-Zuordnungsreinheit sowie der Effizienz der Jet-Zuordnung kann ebenfalls abgelesen werden.

konstant. Die durchschnittliche Reinheit beider Seiten ist nur um jeweils etwa 1% gestiegen verglichen zu den Werten mit M_{top} -Schnitt. Reinheit und Effizienz sind für beide Seiten in Abb. 5.31 zusammengetragen.

5 Datenanalyse

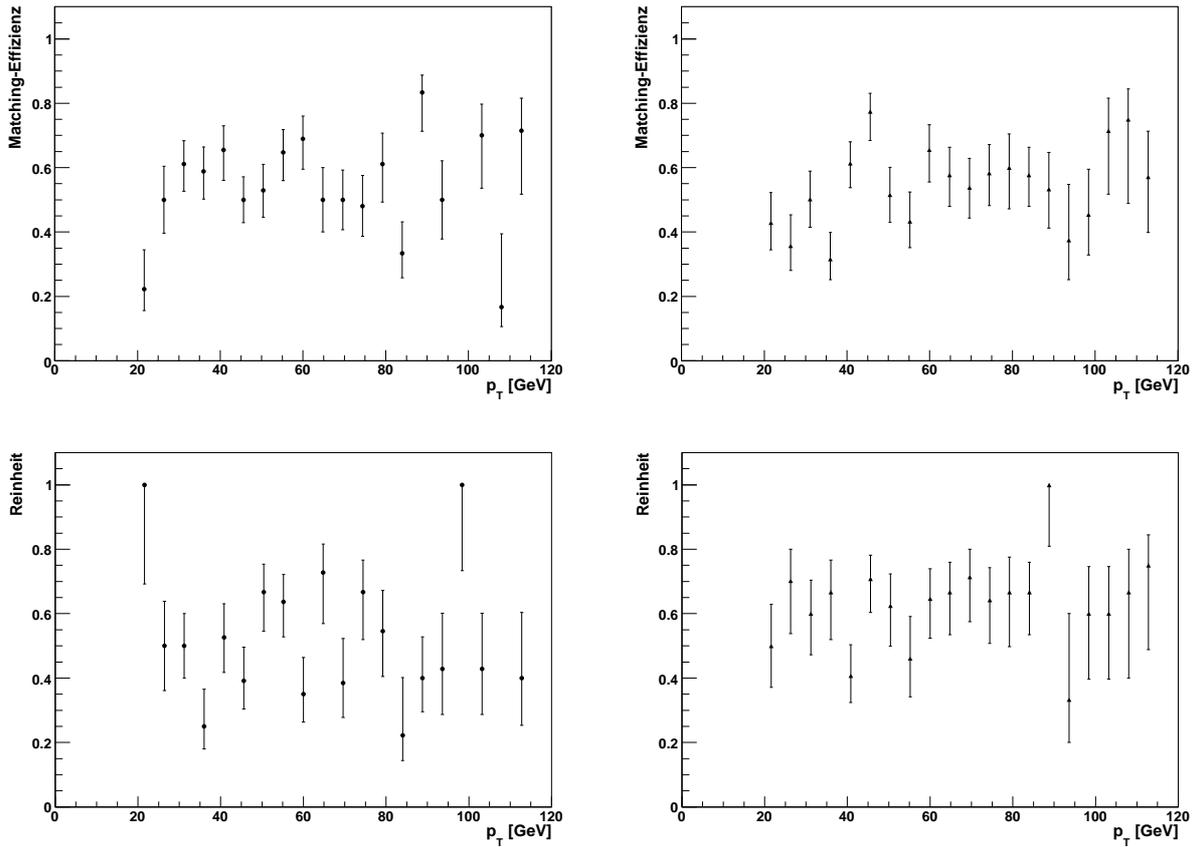


Abbildung 5.30: Oben: Matching-Effizienz von HitFit für die b -Jets der hadronischen (links) und leptonen (rechts) Seite bei der besten Zuordnungspemutation χ_0^2 nach p_{top} -Schnitt 1 ($0 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}| < 200 \text{ GeV}$). Unten: Reinheit der Jet-Zuordnungen von HitFit für die b -Jets der hadronischen (links) und leptonen (rechts) Seite bei der wahrscheinlichsten Zuordnung χ_0^2 nach p_{top} -Schnitt1 ($0 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}| < 200 \text{ GeV}$).

| | nach M_{top} -Schnitt | | |
|------------------|---|--------------------------|--------------------------|
| | Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 7602 | 3801 | 3801 |
| Gematched | 3796 | 1748 | 2048 |
| echte Quarks | 2452 | 1302 | 1150 |
| Effizienz [in %] | 49.93 ± 0.57 | 45.99 ± 0.81 | 53.88 ± 0.81 |
| Reinheit [in %] | 64.59 ± 0.78 | 74.49 ± 1.04 | 56.15 ± 1.10 |
| | nach M_{top} - und zweitem p_{top} -Schnitt | | |
| | Zuordnungspermutation χ_0^2 | | |
| | Gesamt | Leptonisch | Hadronisch |
| Gesamtzahl | 2908 (38.25) | 1454 (38.25) | 1454 (38.25) |
| Gematched | 1537 (40.49) | 727 (41.59) | 810 (39.55) |
| echte Quarks | 1011 (41.23) | 548 (42.09) | 463 (40.26) |
| Effizienz [in %] | 52.85 ± 0.93 (+2.92) | 50.00 ± 1.31 (+4.01) | 55.71 ± 1.30 (+0.44) |
| Unterschied | | | 5.71 |
| Reinheit [in %] | 65.78 ± 1.21 (+1.19) | 75.38 ± 1.60 (+0.89) | 57.16 ± 1.74 (+1.01) |
| Unterschied | | | 18.22 |

Tabelle 5.9: Zusammenfassung der Ergebnisse für die hadronische und leptonische Zerfallsseite der besten Zuordnungspermutationen χ_0^2 nach zweitem p_{top} -Schnitt ($200 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}|$). Bei den absoluten Zahlen geben die Werte in Klammern die Prozentzahl des neuen Wertes verglichen zu seiner Vorstufe an. Bei Effizienz und Reinheit wird Zu- oder Abnahme direkt zur Vorstufe angegeben. Der Unterschied zwischen hadronischer und leptonischer b -Jet-Zuordnungsreinheit sowie der Effizienz der Jet-Zuordnung kann ebenfalls abgelesen werden.

5 Datenanalyse

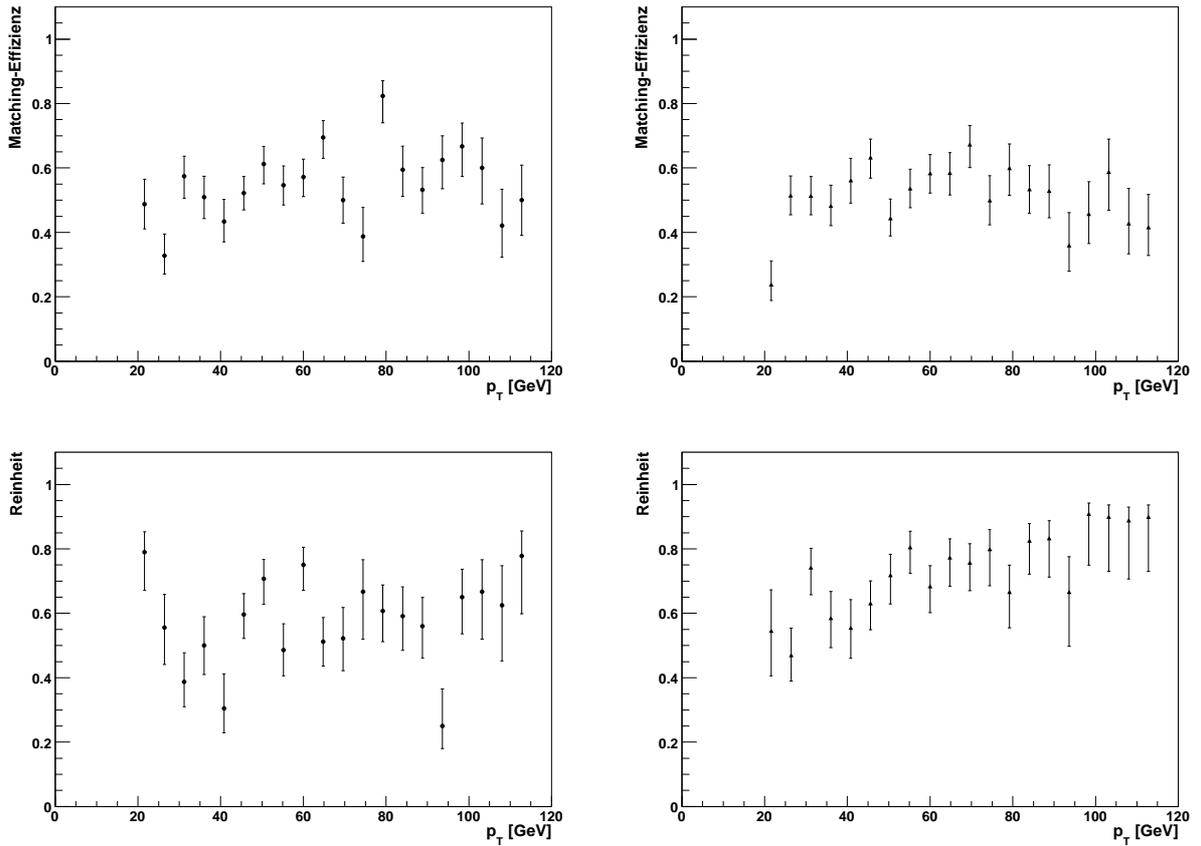


Abbildung 5.31: Oben: Matching-Effizienz von HitFit für die b -Jets der hadronischen (links) und leptonischen (rechts) Seite bei der besten Zuordnung permutation χ_0^2 nach p_{top} -Schnitt 2 ($200 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}|$). Unten: Reinheit der Jet-Zuordnungen von HitFit für die b -Jets der hadronischen (links) und leptonischen (rechts) Seite bei der wahrscheinlichsten Zuordnung χ_0^2 nach p_{top} -Schnitt 2 ($200 \text{ GeV} < |\vec{p}_{top}|$).

6 Zusammenfassung & Diskussion

In dieser Arbeit wurde versucht ein möglichst reines b -Sample mit Hilfe von HitFit als Selektionswerkzeug herzustellen. Hierzu wurde nur mit semileptonischen Zerfällen der Top-Quark-Paare gearbeitet. Es wurden zuerst schrittweise Daten-Schnitte angewendet, gefolgt von einem Jet-Matching der geschnittenen Daten sowie eine Unterscheidung von hadronischem und leptonischem Zerfall des W -Bosons in den Ereignissen.

Benutzte Schnitte waren der Schnitte auf die χ^2 -Werte der Zuordnungspermutationen und auf die Anzahl der Jets in den zu untersuchenden Ereignissen, um eine grobe Vorselektion der Daten zu bilden. Zusammen mit den danach ausgeführten p_T -Schnitten auf die Transversalimpulse der Quarks, des Leptons und dem fehlenden Transversalimpuls des Neutrinos wurde die Menge der Ausgangsdaten um mehr als 90% reduziert. Dadurch konnte der kombinatorische Untergrund reduziert werden und bereits eine ausreichende Reinheit des b -Samples erzeugt werden, in der drei von fünf Quark-Jet-Zuordnungen korrekt waren. Die Effizienz war noch nicht ausreichend für eine effektive Analyse. Es wurden dabei die drei besten Zuordnungspermutationen $\chi_{0,1,2}^2$ untersucht. Die Zuordnungspermutation bei χ_0^2 lieferte die reinsten Zuordnungen.

Es stellte sich bereits an diesem Punkt heraus, dass auf leptonischer Seite reinere Zuordnungen als auf der Hadronischen vorlagen, wenngleich die Effizienzen der beiden Seiten keine großen Unterschiede aufwies.

Es folgte der Schnitt auf die Top-Quark-Masse M_{top} , durch den nur die Zuordnungspermutationen ausgesucht werden sollten, in denen die invariante Masse des Top-Quarks durch die durch HitFit identifizierten Jets in einem Bereich von 150 GeV bis 200 GeV rekonstruiert werden konnte. Dies führte zu einer weiteren Untergrundreduzierung und somit auch zu einer effektiveren und reineren b -Jet-Zuordnung. So stiegen die durchschnittlichen Werte von Effizienz und Reinheit in allen Permutationsordnungen, vor allem aber wieder in χ^0 -Ordnung.

Hier wurde ebenfalls die hadronische und die leptonische Seite einzeln betrachtet. Dies führte zu dem Ergebnis, dass mit der leptonischen Seite allein ein b -Sample mit einer fast 75% Reinheit hergestellt werden konnte bei zusätzlichem Anstieg der Effizienz. Die Effizienz der hadronischen Seite stieg ebenfalls im Mittel, die durchschnittliche Reinheit dieser Seite nahm jedoch leicht ab. Im letzten Teil der Analyse wurden zwei Schnitte auf den rekonstruierten Top-Quark-Impuls durchgeführt, welche auf die beste Zuordnung bei χ_0^2 angewendet wurden. Der erste Schnittbereich auf den rekonstruierten Top-Quark-Impuls von 0 bis 200 GeV zeigte keinen positiven Effekt. Dieser Schnitt brachte nur für die Gesamteffizienz und die der leptonischen Seite eine Steigerung, die Reinheit aller Bereiche nahm ab.

Schnittbereich 2, in dem alle Permutationen der χ_0^2 -Ordnung benutzt wurden, durch die ein Impuls größer als 200 GeV rekonstruiert werden konnte, führte dagegen wieder zu einer leichten Steigerung der Effizienz und Reinheit sowohl insgesamt als auch einzeln betrachtet auf der lep-

6 Zusammenfassung & Diskussion

tonischen und hadronischen Seite. Die Steigerung der Effizienz auf leptonischer Seite soll dabei besonders hervorgehoben werden: Bei einer Effizienz von 50% konnten 75% der b -Jets richtig zugeordnet werden. Somit ist der Schnitt auf den rekonstruierten Top-Quark-Impuls p_{top} zusammen mit dem Schnitt auf die invariante rekonstruierte Top-Quark-Masse M_{top} eine wirkungsvolle Methode um Reinheit des b -Samples sowie die Effizienz zu steigern. Aber auch beide Seiten zusammen bringen mit einer Reinheit von 65% ein zufriedenstellendes Ergebnis.

Die Ergebnisse zeigen, dass HitFit mit den richtigen Schnitten ein sehr reines b -Sample erzeugen kann.

A Anhang

A.1 Fehlerberechnung

In diesem Kapitel soll kurz erläutert werden, wie die Fehler der einzelnen Graphen berechnet wurden. Es wurden zwei verschiedene Fehlerberechnungen angewendet:

- Standardfehler für Histogramme [12]: Der Fehler für jeden Bin wird berechnet durch

$$\sigma_{bin} = \sqrt{N}, \text{ N: Anzahl der Einträge des Bins im Histogramm} \quad (\text{A.1})$$

und ist der Standardfehler für alle Histogramme, die im Zuge der Analyse angefertigt worden sind. Dieser Fehler wird verwendet, wenn nichts anderes über die Fehlerberechnung ausgesagt wird.

- Asymmetrischer Fehler [13]: Für die Berechnung dieses Fehlers, der für die Berechnung der Fehler der Effizienz- und Reinheitsplots benutzt wurde, sind mehrere Teile nötig. Im Nachfolgenden sind k und n die Anzahl der Einträge im Bin der gleichen Nummer in zwei unterschiedlichen Histogrammen.

Es gilt: $k \leq n$

$$\text{Mittelwert: } \bar{\epsilon}(k, n) = \frac{(k+1)}{n+2}$$

$$\text{Erwartungswert: } X(k, n) = \frac{k}{n}$$

$$\text{Varianz: } V(k, n) = \frac{(k+1)(k+2)}{(n+2)(n+3)} - \frac{(k+1)^2}{(n+2)^2}$$

$$\text{Standardabweichung: } \sigma(k, n) = \sqrt{V(k, n)}$$

A Anhang

Aus der Standardabweichung $\sigma(k, n)$, $\bar{\epsilon}(k, n)$ und der Mode $X(k, n)$ lässt sich dann der Fehlerabweichung eines Bins nach oben (σ_{high}) und nach unten (σ_{low}) berechnen:

$$\begin{aligned}\sigma(k, n)_{high} &= \sigma(k, n) + (X(k, n) - \bar{\epsilon}(k, n)) \\ \sigma(k, n)_{low} &= \sigma(k, n) - (X(k, n) - \bar{\epsilon}(k, n))\end{aligned}\tag{A.2}$$

Auf diese Art und Weise wurden die Fehler aller Reinheits- und Effizienz-Histogramme in der gesamten Analyse in Kapitel 5 berechnet. Die Fehler der gemittelten Effizienz und Reinheit wurde mit Hilfe der Varianz berechnet.

Literaturverzeichnis

- [1] AMSLER, C, *et al.*: *Review of Particle Physics*, Physics Letters B667, 1 (2008).
- [2] ATLAS COLLABORATION: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003, Abruf: 27.03.2009.
- [3] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS fact sheet*, http://atlas.ch/fact_sheets.html, Abruf: 24.03.2009.
- [4] ATLAS COLLABORATION: LHC- und ATLAS-Photos, <http://atlas.ch/photos/index.html>, Abruf: 25.03.2009.
- [5] ATLAS COLLABORATION: *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 9722, Juni 1997.
- [6] GRIFFITH, DAVID J.: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag, 1996, Seiten 13-87.
- [7] HALZEN, FRANCIS; MARTIN, ALAN D.: *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [8] LHC COLLABORATION: *LHC Design Report*, Volume 1, The LHC Main Ring, CERN-2004-003-V-1, 2008.
- [9] LHC COLLABORATION: *LHC Design Report*, The LHC infrastructure and general services, CERN-2004-003-V-2, 2008.
- [10] QUADT, ARNULF: *Top quark physics at hadron colliders*, The European Physical Journal C, Springer-Verlag, 2006, Seiten 835-857.
- [11] RAMMES, MARCUS: *Untersuchung der b-Tagging-Effizienz des ATLAS-Detektors unter Benutzung von Top-Quark-Ereignissen*, März 2009.
- [12] ROOT DEVELOPEMENT TEAM: *ROOT Reference guide*, pro version 5.22/00, 26.02.2009.
- [13] RICHTER-WAS, ELZBIETA: *ATLFAST 2.0: a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131, 13.11.1998.
- [14] RODGERS, MARK: *Abschiedsbericht: Vorstudien zur Flavour-Tagging-Kalibration mit $t\bar{t}$ -Ereignissen im semileptonischen Zerfallskanal bei ATLAS*, Juli 2008.
- [15] SHIBATA, AKIRA: *TopView - an AOD analysis package for ATLAS top physics analysis*, Queen Mary, University of London, ATL-SOFT-PUB-2007-002, Mai 2007.
- [16] SNYDER, SCOTT S.: *Measurement of the Top-Quark-Mass at $D\bar{O}$* , State University of New York at Stony Brook, Mai 2005.

Literaturverzeichnis

- [17] ULLRICH, T.; XU, Z.: *Treatment of Errors in Efficiency Calculations*, arxiv:physics/0701199v1, 2.2.2008.

Danksagungen

Zum Abschluss meiner Arbeit möchte ich noch den Personen danken, die die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglicht haben.

Dabei gilt mein besonderer Dank *Prof. Dr. Ivor Fleck*, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in einem so spannenden und neuen Bereich der Experimentellen Teilchenphysik zu arbeiten und mir in vielen Meetings mit Rat und Tat zur Seite stand.

Großer Dank gebührt ebenfalls *Marcus Rammes*, der nicht nur den letzten Teil meiner Analyse beigesteuert hat, sondern mir auch immer mit Rat und Tat zum Thema "Programmieren" zur Seite stand. Zusätzlich hat er diese Arbeit Korrektur gelesen.

Des Weiteren möchte ich *Oliver Rosenthal*, *Hendrik Czirr*, *Michael Pontz*, *Uwe Fröhlich* und *Thorsten Stahl* danken, dass sie mir während der Bearbeitung dieser Arbeit immer mit vielen Tipps, einem ROOT-Buch, angeregten Unterhaltungen oder Kaffee und Tee zur Seite standen. Ich möchte an dieser Stelle ebenfalls *Mark Rodgers* danken, an den ich mich immer wenden konnte, falls Unklarheiten bezüglich HitFit bestanden.

Zum Schluss muss ich meiner *Freundin* und *meinen Eltern* danken, dass sie mich zu jeder Zeit unterstützt haben.