

**Bestimmung von Fake-Raten in  
dimyonischen Top-Quark-Ereignissen mit  
dem ATLAS-Detektor**

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades  
Master of Science  
(M.Sc.)

der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
-Department Physik-  
der Universität Siegen

vorgelegt von  
ANDREAS WEIKUM

im September 2011



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der ATLAS Detektor am LHC</b>	<b>3</b>
2.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	3
2.2	Das ATLAS-Experiment . . . . .	4
2.2.1	Das ATLAS-Koordinatensystem . . . . .	5
2.2.2	Der Innere Detektor . . . . .	6
2.2.3	Das Kalorimetersystem . . . . .	8
2.2.4	Das Magnetsystem . . . . .	9
2.2.5	Das Myonenspektrometer . . . . .	9
2.2.6	Das Triggersystem . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Top-Quark-Physik am LHC</b>	<b>14</b>
3.1	Das Standardmodell . . . . .	14
3.1.1	Wechselwirkungen im Standardmodell . . . . .	15
3.2	Top-Quark Produktion am LHC . . . . .	17
3.3	Top-Quark Zerfall . . . . .	19
3.4	Dileptonischer Zerfall von $t\bar{t}$ . . . . .	20
3.5	Fake-Untergrund für dileptonische $t\bar{t}$ -Signaturen . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Top-Quark Paare mit gleichem Ladungsvorzeichen</b>	<b>23</b>
4.1	Theoretische Modelle . . . . .	23
4.2	Fake-Untergrund für dileptonische $tt$ -Signaturen . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Ereignisrekonstruktion</b>	<b>25</b>
5.1	Myonrekonstruktion . . . . .	25
5.2	Jetrekonstruktion . . . . .	26
5.2.1	Sequentielle Cluster-Algorithmen . . . . .	26
5.2.2	Identifikation von b-Jets . . . . .	28
5.3	Fehlende transversale Energie . . . . .	29
<b>6</b>	<b>Verwendete Datensätze</b>	<b>30</b>
6.1	Das ATLAS Datenmodell . . . . .	30
6.2	Top dAODs und D3PDs . . . . .	31

6.3	Datensatz von 2010 . . . . .	32
6.4	Datensatz von 2011 . . . . .	33
<b>7</b>	<b>Objektselektionen</b>	<b>34</b>
<b>8</b>	<b>Matrix Methode für dileptonische Top-Quark-Signaturen</b>	<b>37</b>
8.1	Übersicht über die Matrix Methode . . . . .	37
8.2	Loose und Tight Definitionen für Myonen . . . . .	39
<b>9</b>	<b>Real- und Fake-Effizienzen für Myonen</b>	<b>40</b>
9.1	Statistische Unsicherheit der Effizienz . . . . .	40
9.2	Real-Effizienzen für Myonen . . . . .	42
9.3	Fake-Effizienzen für Myonen . . . . .	43
9.4	Systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Fake-Effizienzen . . .	47
9.5	Fake-Effizienzen für verschiedene Fake-Kontrollregionen . . . . .	49
9.6	Abhängigkeit der Fake-Effizienz von der Anzahl der Primärvertizes . . . . .	51
9.7	Endergebnis . . . . .	54
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>56</b>
<b>A</b>	<b>D3PDs 2010</b>	<b>58</b>
<b>B</b>	<b>D3PDs 2011</b>	<b>60</b>
<b>C</b>	<b>Fake-Effizienzen für andere Definitionen der Kontrollregion</b>	<b>61</b>
C.1	Ein Loose-Myon und $MET < 10$ GeV . . . . .	61
C.2	Ein Loose-Myon und $M_T(W) < 30$ GeV . . . . .	63
<b>D</b>	<b>Fake-Effizienzen 2010 und 2011 mit gleicher <math>E_T^{miss}</math>-Definition</b>	<b>65</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	LHC Layout . . . . .	4
2.2	Atlas Detektor . . . . .	5
2.3	Schematische Ansicht des Inneren Detektors . . . . .	7
2.4	Schematische Ansicht des Spurrekonstruktionssystems . . . . .	8
2.5	Schematische Querschnittsansicht des Kalorimetersystem des ATLAS- Detektors . . . . .	9
2.6	Schematische Ansicht des Magnetsystems des ATLAS-Detektors . . . . .	10
2.7	ATLAS Myonenspektrometer . . . . .	11
2.8	Schematische Darstellung des ATLAS Triggersystems. . . . .	13
3.1	Elementarteilchen des Standardmodells . . . . .	15
3.2	Streudiagramme und Streuamplituden für die (a) starke, (b) elektromagnetische und (c) schwache Wechselwirkung. . . . .	16
3.3	Feynman-Diagramme zur Top-Quark-Paarproduktion am LHC mittels der starken Wechselwirkung in niedrigster Ordnung . . . . .	18
3.4	Partonverteilungsfunktionen (PDFs) für $u$ , $\bar{u}$ , $d$ , $\bar{d}$ Quarks und Gluonen innerhalb des Protons . . . . .	19
3.5	Das Verzweigungsverhältnis für einen Top-Quark Paar Zerfall. . . . .	20
3.6	Dileptonischer Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares . . . . .	21
3.7	W plus Jets (links), Vieljet-Ereignisse (rechts) und Lepton plus Jets $t\bar{t}$ -Zerfälle (unten), bei denen ein bzw. zwei Leptonen von Jets stammen (nicht-prompte Leptonen), tragen zum Fake-Untergrund für den dileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfallskanal bei. . . . .	22
4.1	Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren durch den s-Kanal- (links) und t-Kanal-Austausch (rechts) eines Vektorbosons . . . . .	24
5.1	Form der Jets mit dem $K_T$ -Algorithmus (oben) und dem Anti $K_T$ -Algorithmus (unten) in der $\eta - \phi$ -Ebene. . . . .	28
5.2	Darstellung eines SV0-tagged Jets. . . . .	29
6.1	Schematische Darstellung des ATLAS Datenflusses. . . . .	31
6.2	Kumulative Luminosität pro Tag im Jahr 2010 bei einer Proton-Proton-Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV. . . . .	33

7.1	Myonselektions-Cutflow für 2010 (links) und 2011 (recht) Daten. . . . .	35
9.1	Verteilung der invarianten Masse eines Loose- und eines Tight-Myons. . . .	43
9.2	$p_T$ - (links) und $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Probe-Myonen (schwarz) in der Real-Kontrollregion. . . . .	43
9.3	Real-Effizienz als Funktion von $p_T$ , $\eta$ , $E_T^{miss}$ und Anzahl der Jets pro Ereignis	44
9.4	$\Delta\phi$ -Verteilung zwischen einem Loose-Myon und fehlender transversaler Energie. . . . .	45
9.5	$p_T$ - (links) und $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Myonen (schwarz) in der Fake-Kontrollregion. . . . .	46
9.6	Fake-Effizienz als Funktion von $p_T$ des Myons, $\eta$ des Myons, fehlender transversaler Energie und $\Delta R$ zwischen Myon und Jet mit höchstem transversal Impuls im Ereignis . . . . .	46
9.7	Fake-Effizienz als Funktion von $p_T$ (links) und $\eta$ des Myons (rechts) für Ereignisse in der Kontrollregion mit einem SV0-b-tag-Schnitt von $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} > 5,85$ (heavy flavour, rot) und für Ereignisse mit einem SV0-b-tag-Schnitt von $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} < 5,85$ für den Jet mit dem kleinsten Abstand $\Delta R$ zum Myon (light flavour, schwarz). . . . .	48
9.8	Fake-Effizienz als Funktion von $p_T$ und $\eta$ des Myons für verschiedene Definitionen der Fake-Kontrollregion für Myonen. . . . .	50
9.9	Fake-Effizienz als Funktion von $p_T$ und $\eta$ des Myons für eine Kontrollregion, die eine höhere Kontamination mit Real-Myonen besitzt (rot) und für eine Kontrollregion, die eine niedrigere Kontamination mit Real-Myonen (rot) als die ursprüngliche ( $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$ ). . . . .	51
9.10	Fake-Effizienz als Funktion von $p_T$ und $\eta$ des Myons, fehlender transversaler Energie und $\Delta R$ zwischen Myon und Jet mit höchstem transversal Impuls in dem Ereignis für den 2010 und 2011 Datensatz. . . . .	52
9.11	Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für 2010 und 2011 Datensätze, wobei nur Ereignisse mit einem Muid Myon mit $p_T > 15$ GeV betrachtet werden (links). Fake-Effizienz als Funktion von der Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für 2010 und 2011 Datensätze (rechts). . . . .	54
9.12	Fake-Effizienz als Funktion von der Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für b-tag und no-btag-Ereignisse in der Fake-Kontrollregion. . . . .	55
C.1	$p_T$ - (links) und $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Myonen (schwarz) in der Fake-Kontrollregion, die definiert ist durch $MET < 10$ GeV.	62
C.2	Fake-Effizienz als Funktion von $\Delta R$ zwischen Myon und Jet mit höchstem transversalen Impuls im Ereignis, für eine Fake-Kontrollregion, die durch $MET < 10$ GeV definiert ist. . . . .	62
C.3	$p_T$ - (links) und $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Myonen (schwarz) in der Fake-Kontrollregion, die definiert ist durch $M_T(W) < 30$ GeV. . . . .	63

C.4 Fake-Effizienz als Funktion von $\Delta R$ zwischen Myon und Jet mit höchstem transversalen Impuls im Ereignis, für eine Fake-Kontrollregion, die durch $M_T(W) < 30$ GeV definiert ist. . . . .	64
D.1 Fake-Effizienz als Funktion von $p_T$ und $\eta$ für den 2010 und 2011 Datensatz. Verwendet wurde hier in beiden Datensätzen die gleiche Definition der fehlenden transversalen Energie. . . . .	65

# Tabellenverzeichnis

3.1	Die Zerfallskanäle des $W^+$ sowie deren Verzweigungsverhältnisse $\Gamma_i/\Gamma$ . . . . .	20
5.1	Die zwei Familien der Myonrekonstruktion mit den Algorithmennamen der verschiedenen Rekonstruktionsstrategien. . . . .	26
8.1	Übersicht über die Definition der Loose- und Tight-Myonen. . . . .	39
9.1	Real-Effizienzen für Myonen für verschiedene $p_T$ - und $\eta$ -Bereiche. . . . .	44
9.2	Fake-Effizienzen für Myonen für verschiedene $p_T$ - und $\eta$ -Bereiche. . . . .	47
9.3	Fake-Effizienzen für verschiedene $p_T$ - und $\eta$ -Bereiche. Dabei ist $f_{raw}$ die Effizienz (mit statistischem Fehler), die berechnet wurde wie in Kapitel 9.3 beschrieben. $f_{ext,nobtag}$ ist die in die Signalregion extrapolierte Fake-Effizienz mit statistischem und systematischem Fehler, der sich aus $\sigma_1$ und $\sigma_2$ zusammensetzt. $f_{ext,btag}$ ist die in die Signalregion, in der b-Tagging angewandt wurde, extrapolierte Effizienz mit statistischem und systematischem Fehler. . . . .	49
9.4	Fake-Effizienzen $f_{raw}, f_{ext,nobtag}$ und $f_{ext,btag}$ für verschiedene $p_T$ - und $\eta$ -Bereiche. Diesmal ist der systematische Fehler für $f_{ext,nobtag}$ und $f_{ext,btag}$ angegeben, der durch die Kontamination der Fake-Kontrollregion mit Real-Myonen verursacht wird. . . . .	52
9.5	Fake-Effizienzen für Myonen für verschiedene $p_T$ - und $\eta$ -Bereiche für den 2010 und den 2011 Datensatz. . . . .	53
9.6	Endergebnis für die Fake-Effizienzen $f_{raw}, f_{ext,nobtag}$ und $f_{ext,btag}$ für verschiedene $p_T$ - und $\eta$ -Bereiche. . . . .	55
C.1	Ergebnisse für die Fake-Effizienzen für eine Fake-Kontrollregion, die durch $MET < 10$ GeV definiert ist. . . . .	61
C.2	Ergebnisse für die Fake-Effizienzen für eine Fake-Kontrollregion, die durch $M_T(W) < 30$ GeV definiert ist. . . . .	63



# Kapitel 1

## Einleitung

Im März 2010 hat die Datennahme am ATLAS-Experiment des Large Hadron Colliders (LHC) am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf bei einer Proton-Proton-Schwerpunktenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV erfolgreich begonnen. Bis zum 15. August 2011 hat der ATLAS-Detektor bereits eine Datenmenge von über  $2,3 \text{ fb}^{-1}$  integrierter Luminosität aufgenommen. Bis zum Ende des Jahres 2011 soll eine Datenmenge von bis zu  $4 \text{ fb}^{-1}$  erreicht werden.

Eines der Hauptziele des ATLAS-Experimentes ist nicht nur die Suche nach dem Higgs-Boson und nach neuer Physik jenseits des Standardmodells, sondern auch die Vermessung der Eigenschaften des Top-Quarks, das am LHC hauptsächlich in  $t\bar{t}$ -Paaren produziert wird. Obwohl das Top-Quark bereits 1995 am Proton-Antiproton-Teilchenbeschleuniger Tevatron entdeckt wurde, sind die meisten seiner Eigenschaften nur unzureichend bekannt. Aufgrund seiner hohen Masse könnte das Top-Quark ein Zerfallsprodukt schwerer Teilchen jenseits des Standardmodells sein. Einige Modelle, die eingeführt wurden, um die am Tevatron gemessene Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie zu erklären, sagen die Produktion von Top-Quark-Paaren mit gleichem Ladungsvorzeichen voraus. So bietet die Suche nach  $tt$ -Signaturen eine großartige Möglichkeit, um einige Modelle jenseits des Standardmodells zu untersuchen.

Da das Top-Quark fast ausschließlich in ein W-Boson und ein Bottom-Quark zerfällt, wird der Zerfallskanal eines  $t\bar{t}$ - oder  $tt$ -Paares vom Zerfall des W-Bosons bestimmt. Der dileptonische Zerfallskanal eines Top-Quark-Paares ist somit durch zwei Leptonen, die vom W-Boson stammen, gekennzeichnet. Dabei besitzen  $t\bar{t}$ -Ereignisse im Endzustand zwei Leptonen mit entgegengesetztem und  $tt$ -Ereignisse zwei Leptonen mit gleichem Vorzeichen der elektrischen Ladung. Dileptonische  $tt$ - und  $t\bar{t}$ -Ereignisse besitzen einen Untergrund, der von Ereignissen mit einem oder zwei missrekonstruierten oder von Jets stammenden Leptonen erzeugt wird. Für  $tt$ -Ereignisse ist dieser Untergrund, genannt Fake-Untergrund, der dominante, da Ereignisse mit zwei elektrisch gleich geladenen Leptonen im Endzustand einen sehr geringen Untergrund im Standardmodell haben.

Der Fake-Untergrund kann mit Hilfe der datengestützten Matrix Methode bestimmt werden. Die Bestimmung basiert auf einem System von linearen Gleichungen, welches die beobachtete Anzahl an Ereignissen, die Leptonen enthalten, die vordefinierte Selektions-

kriterien passiert haben, mit der Anzahl echter Ereignisse, die nicht zum Fake-Untergrund beitragen, in Verbindung bringt. Zwei Selektionskriterien für die Leptonen müssen hierfür definiert werden, ein lockeres und ein strengeres, wobei das strengere auch gleichzeitig in der zu untersuchenden Signalregion verwendet wird. Die Effizienz der echten (vom W-Boson stammenden) und vorgetäuschten Leptonen der lockeren Selektion auch die strengeren Selektionskriterien zu passieren, werden als Input für die Matrix Methode benötigt. Für Myonen entspricht diese Effizienz der Isolationseffizienz.

In dieser Masterarbeit werden diese Effizienzen für Myonen bestimmt und ihre Abhängigkeit von kinematischen und ereignisspezifischen Variablen wird untersucht.

# Kapitel 2

## Der ATLAS Detektor am LHC

### 2.1 Der Large Hadron Collider

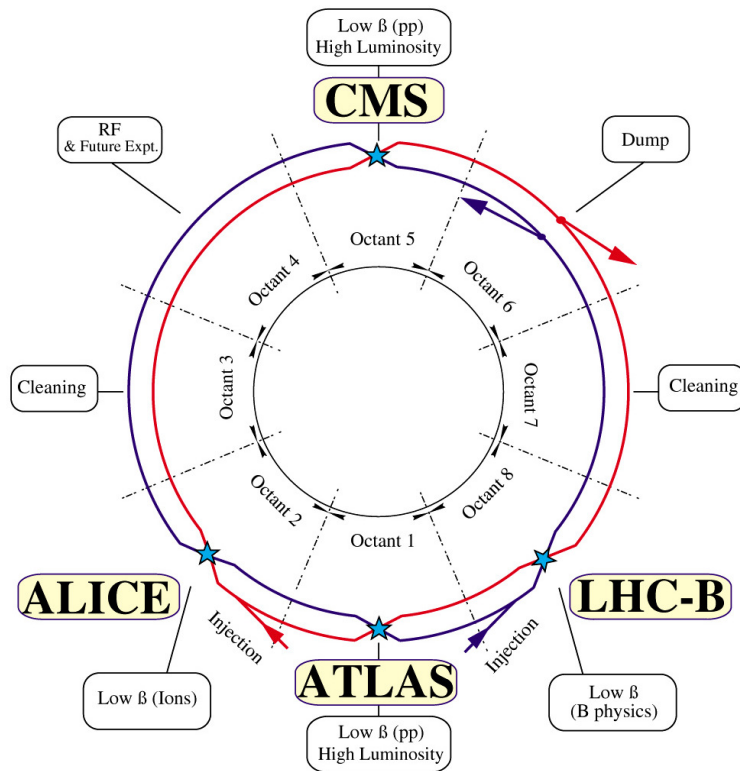
Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein ringförmiger Proton-Proton Teilchenbeschleuniger am Europäischen Kernforschungszentrum CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf. Der LHC hat einen Umfang von 26,7 km. In seinen Vakuumröhren werden Protonenstrahlen gegenläufig beschleunigt, wobei eine Protonen-Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sqrt{s} = 14$  TeV erreicht werden kann. Damit ist die Schwerpunktsenergie am LHC sieben mal höher als die des Tevatron Beschleunigers am Fermilab [1]. Dies bietet bisher unerreichte Möglichkeiten, um Physik im Bereich der TeV-Skala zu erforschen.

Um die Teilchenkollisionen zu untersuchen sind die folgenden Detektoren am LHC aufgebaut: TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement) [2], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [3], LHCb ('b' steht für Bottom-Quark) [4], LHCf (Large Hadron Collider forward) [5], CMS (Compact Muon Solenoid) [6] und ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [7]. Eine schematische Ansicht der Lage einiger Experimente ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Zwei der Detektoren, ATLAS und CMS, sind Vielzweck-Detektoren, die konstruiert wurden, um die Messung eines breiten Spektrums physikalischer Phänomene zu ermöglichen (siehe Kapitel 3.2). Der ALICE-Detektor ist entworfen worden, um Schwerionenkollisionen zu studieren, die neben den Protonkollisionen zum physikalischen Programm des LHC gehören. Der LHCb-Detektor schließlich wurde zur Untersuchung der Physik des b-Quarks (bzw. B-Mesons) entwickelt.

Um seltene Prozesse mit kleinen Wirkungsquerschnitten oder niedrigen Verzweigungsverhältnissen zu untersuchen, müssen hohe Ereignisraten erreicht und aufrechterhalten werden. Deshalb lässt man im LHC, Bündel (bunches) von bis zu  $10^{11}$  Protonen bis zu 40 Millionen mal pro Sekunde kollidieren um Proton-Proton-Kollisionen von 14 TeV Schwerpunktsenergie bei einer Design-Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (für ATLAS und CMS) durchführen zu können [7].

Die Ereignisrate  $\dot{N}$  eines Prozesses ist mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  über die Luminosität  $L$  verknüpft

$$\dot{N} = L\sigma. \tag{2.1}$$



**Abbildung 2.1:** Schematische Übersicht über den LHC mit den Hauptexperimenten [8]

In einem ringförmigen Beschleuniger ist die Luminosität  $L$  abhängig von der Anzahl der Teilchen pro Bündel  $N_i$  und der Frequenz  $f$  mit der die Bündel kollidieren

$$L = f \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (2.2)$$

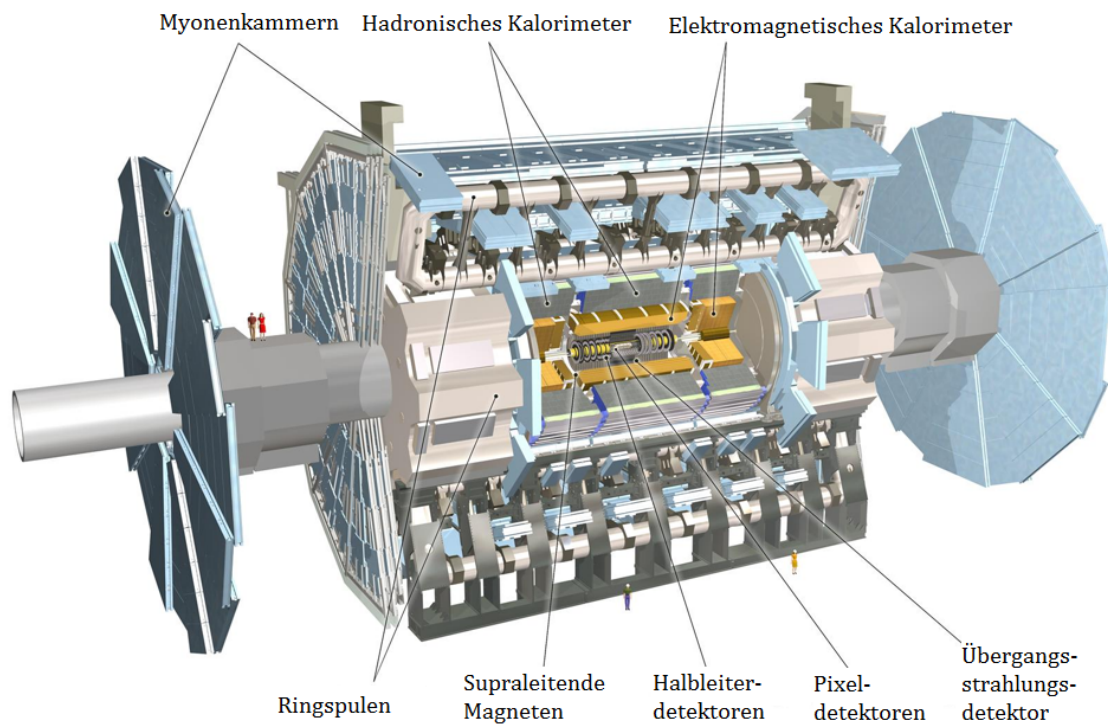
Dabei geben  $\sigma_{x,y}$  die transversalen Strahlbreiten an. Die integrierte Luminosität charakterisiert die Anzahl an Ereignissen in einem bestimmten Zeitraum

$$L_{int} = \int dt L. \quad (2.3)$$

Am 30 März 2010 begann der LHC erfolgreich mit der Kollision von Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

## 2.2 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC Apparatus) wurde konzipiert, um ein breites Spektrum physikalischer Phänomene zu erforschen (z.B. Nachweis des Higgsbosons, Supersymmetrie usw.) und um eine präzise Messung der Parameter des Standardmodells durchzuführen [7]. Der Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse des LHC aufgebaut. Mit einer totalen Länge von 42 m und einem Radius von 11 m bei einer Masse von 7000



**Abbildung 2.2:** Schematische Querschnittsansicht des ATLAS-Detektors [7]

Tonnen ist er der momentan größte Teilchendetektor an einem Kreisbeschleuniger. Er befindet sich am Injektionspunkt 1 des LHC (Abb. 2.1) in einer Tiefe von ungefähr 80 m. Die Querschnittsansicht des Detektors ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Der Detektor besitzt einen zwiebelschalenartigen Aufbau und besteht aus vier Hauptkomponenten, den Spurdetektoren im Inneren, die die Impulse von geladenen Teilchen messen und eine genaue Spur- und Vertexrekonstruktion ermöglichen, den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern, welche die Energie der Teilchen messen, dem Myonenspektrometer, das Myonen identifiziert und Myonspuren vermisst und dem Magnetsystem, welches Flugbahnen geladener Teilchen zur Impulsmessung krümmt. Auf die einzelnen Hauptkomponenten wird in den folgenden Unterkapiteln genauer eingegangen.

### 2.2.1 Das ATLAS-Koordinatensystem

Das Koordinatensystem, welches verwendet wird um den Detektor und die Position der Teilchen, die bei den Proton-Proton-Kollisionen entstehen, zu beschreiben, ist ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem. Der Wechselwirkungspunkt ist als der Ursprung des Koordinatensystems definiert, während die Strahlrichtung durch die z-Achse definiert ist und die x-y-Ebene senkrecht zur Strahlrichtung steht. Die positive x-Achse zeigt vom Kollisionspunkt zum Zentrum des LHC-Ringes, die positive y-Achse zeigt senkrecht nach oben und die positive z-Richtung ist in Strahlrichtung, entgegen dem Uhrzeigersinn definiert. Der Azimutalwinkel  $\phi = 0$  entspricht der positiven x-Achse und erhöht sich im Uhrzeigersinn in Richtung der z-Achse.  $\phi$  wird in einem Bereich von  $[-\pi, \pi]$  gemessen. Der Polarwinkel  $\theta$  wird bezüglich der positiven z-Achse gemessen.

Anstelle des Polarwinkels  $\theta$  wird in der Hochenergiephysik, die für hohe Energien lorentzinvariante Pseudorapidität verwendet. Sie ist definiert als

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.4)$$

Ein lorentzinvariantes, räumliches Distanzmaß in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene ist somit

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (2.5)$$

Der gesamte ATLAS-Detektor deckt einen Raumwinkelbereich bis zu  $1^\circ$  an das Strahlrohr ab, was einer Pseudorapidität von  $\eta = 4,9$  entspricht.

Der transversal Impuls in der x-y-Ebene ist definiert als

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.6)$$

Auch die invariante Masse  $m_{inv}$  von  $n$  Teilchen mit Viererimpuls  $P_i$

$$m_{inv}^2 = \left(\sum_{i=1}^n P_i\right)^2 \quad (2.7)$$

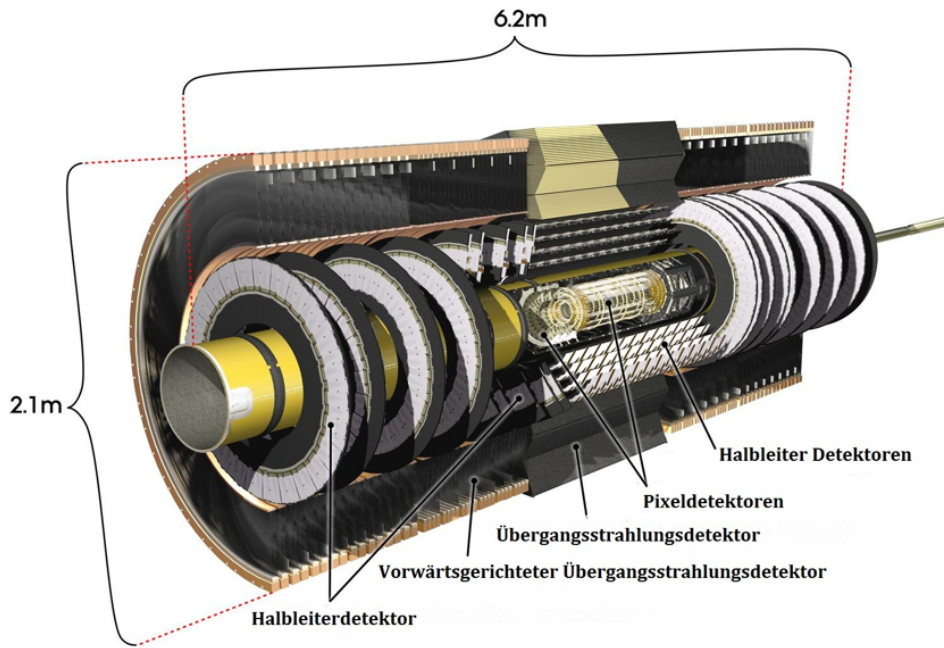
ist invariant unter Lorentztransformationen.

### 2.2.2 Der Innere Detektor

Der Innere Detektor (ID) [9] (siehe Abbildung 2.3) vermisst Spurdaten von geladenen Teilchen mit höchster Präzision. Mit Hilfe der Spurdaten können Primär- und Sekundärvertizes rekonstruiert, sowie Impuls und Ladung eines geladenen Teilchens bestimmt werden [7]. Der ID ist direkt um das Strahlrohr und zentriert zum Wechselwirkungspunkt positioniert. Er kann Spurdaten von geladenen Teilchen in einem Bereich von  $|\eta| < 2,5$  liefern. Bei Erreichen der Design-Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  wird der ID in diesem Bereich die Spuren von ca. 1000 geladenen Teilchen alle 25 ns vermessen müssen. Hierfür besteht der Detektor aus drei Subdetektoren. Direkt um den Kollisionspunkt befindet sich der hochauflösende Pixeldetektor, gefolgt vom Halbleiterstreifendetektor (semiconductor tracker SCT). Pixeldetektor und SCT werden vom Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation tracker TRT) umschlossen.

Der Pixeldetektor besteht aus drei konzentrisch angeordneten zylinderförmigen Lagen, sowie jeweils drei senkrecht zur Strahlachse angebrachten, kreisförmigen Scheiben an beiden Enden. Er ist aus einheitlichen Modulen, die aus Halbleitersensoren bestehen, aufgebaut. Die Elektroden der Halbleitersensoren sind jeweils in 46080 Pixel segmentiert. Die minimale Pixelgröße eines Sensors beträgt  $50 \times 400 \mu\text{m}$ . Die erreichbare Ortsauflösung beträgt im Mittel  $12 \mu\text{m}$  in der R- $\phi$ -Ebene (R=Radius) und  $12 \mu\text{m}$  in z-Richtung [10]. Für eine präzise Bestimmung der Position der Vertizes ist diese Eigenschaft von großer Bedeutung. Der Pixeldetektor besitzt ungefähr 80,4 Millionen Auslesekanäle.

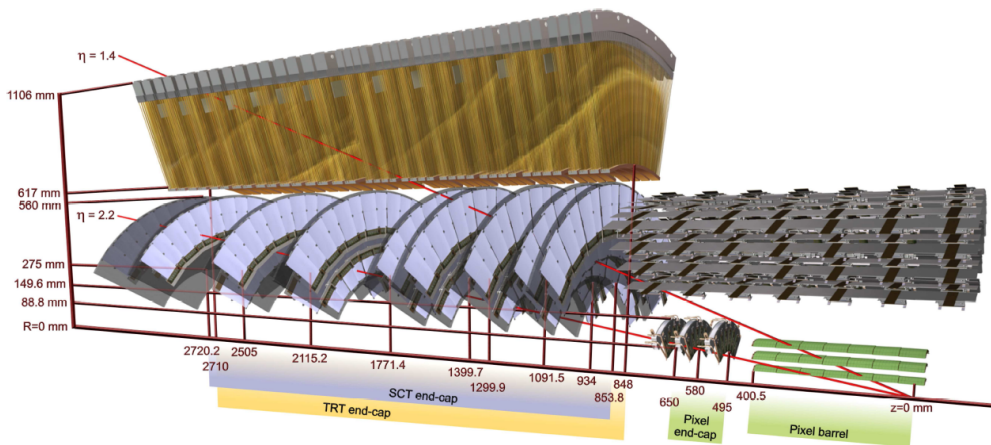
Der SCT besteht ebenso wie der Pixeldetektor aus Modulen, die aus streifenförmigen



**Abbildung 2.3:** Schematische Ansicht des Inneren Detektors [7]

Halbleitersensoren bestehen, die eine höhere Granularität mit 6,3 Millionen Auslesekanälen aufweisen. Er besteht aus vier konzentrischen, zylinderförmigen Lagen und jeweils neun kreisförmigen Scheiben an den Außenseiten (Endkappen). Die einzelnen Module des SCT bestehen aus mehreren Silizium Streifen von  $80\ \mu\text{m}$  Breite und  $128\ \text{mm}$  Länge. Im zylinderförmigen Teil des SCT sind jeweils zwei Streifensätze leicht verdreht ( $40\ \text{mrad}$ ) zueinander angebracht, wobei ein Streifensatz parallel zur Strahlrichtung ist, so wird eine Auflösung von  $17\ \mu\text{m}$  in  $R\text{-}\phi$ -Richtung und  $580\ \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung erreicht. In der Endkappenregion verläuft ein Satz von Streifen jeweils radial und ein Satz von Stereolagen ist jeweils in einem Winkel von  $40\ \text{mrad}$  angebracht. Die Auflösung beträgt hier  $580\ \mu\text{m}$  in  $R$ -Richtung und  $17\ \mu\text{m}$  in der  $R\text{-}\phi$ -Ebene.

Der äußere Teil des Inneren Detektors wird vom TRT gebildet. Das Detektionsprinzip des TRT basiert auf einem Driftkammersystem. Der Detektor besteht aus Driftkammern, genannt Straws, von  $4\ \text{mm}$  Durchmesser, die mit einem Xenon Gasgemisch befüllt sind. Für präzise Messungen muss der Anodendraht in der Mitte der Straws sorgfältig platziert sein. Er wird durch Kunststoff, welches mit der innere Wand des Röhrchens verklebt wird, gestützt, so dass der Draht immer mit einer Genauigkeit von  $300\ \mu\text{m}$  im Mittelpunkt des Röhrchens platziert ist. Die Gasmischung wurde speziell darauf ausgelegt, die Photonen aus der Übergangsstrahlung zu absorbieren, welche die die Straws passierenden Elektronen emittieren. Dadurch ist der TRT sowohl ein Spurdetektor, als auch ein Elektronendiskriminator [11]. Genau wie der Pixeldetektor und der SCT ist der TRT in eine zylinderförmigen Teil und einen Endkappenteil aufgeteilt. Während Pixeldetektor und SCT einen Bereich von  $|\eta| < 2,5$  abdecken, erfasst der TRT einen Bereich von  $|\eta| < 2,0$  und liefert nur Messungen in der  $R\text{-}\phi$ -Ebene mit einer Genauigkeit von  $130\ \mu\text{m}$ .



**Abbildung 2.4:** Schematische Ansicht des Spurrekonstruktionssystems. Eingezeichnet sind Spuren zweier geladener Teilchen mit 10 GeV transversal Impuls im Endkappenbereich des Inneren Detektors ( $\eta = 1,4$  und  $2,2$ ) [7].

### 2.2.3 Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem (siehe Abbildung 2.5) besteht aus zwei Teilsystemen, dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Die Aufgabe der Kalorimeter ist es, die Energie von einfallenden Teilchen zu bestimmen. Alle Kalorimeter sind als Sampling-Kalorimeter ausgelegt. Sampling-Kalorimeter sind schichtweise abwechselnd aus passiven Absorberlagen und aktiven Ausleselagen aufgebaut.

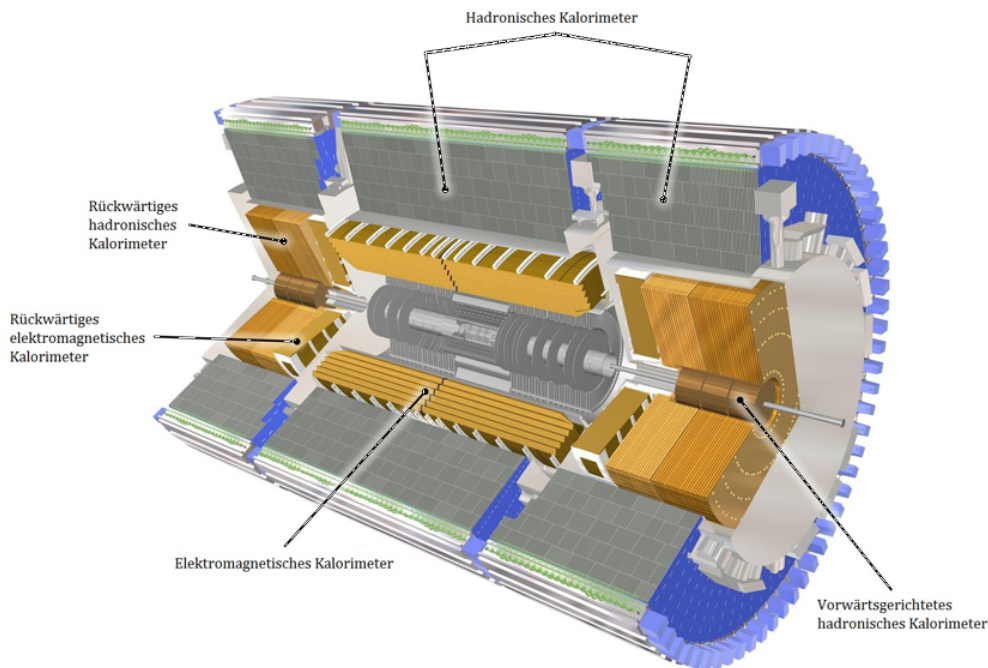
#### Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMK) wurde speziell für die Messung elektromagnetischer Teilchenschauer, die durch Elektronen oder Photonen ausgelöst werden, entworfen. Das EMK ist ein Blei-Flüssigargon (liquid Argon-LAr) Kalorimeter mit akkordeonartig angeordneten Elektroden und Bleiabsorberplatten. Durch die Akkordeonstruktur wird eine vollständige Symmetrie in  $\phi$  ohne Einschränkungen von Messmöglichkeiten gewährleistet, da diese lediglich von  $\eta$  abhängen [7]. Das EMK besteht aus einem zentralen, zylinderförmigen Kalorimeter (Barrel-Region) sowie zwei Endkappenkalorimetern. Der zylindrische Teil deckt den Bereich  $|\eta| < 1,475$  ab und die zwei Endkappenteile einen Bereich von  $1,375 < |\eta| < 3,2$ . Zusätzlich befindet sich in Vorwärtsrichtung ein LAr-Vorwärtskalorimeter ( $3,1 < |\eta| < 4,9$ ), das zylinderförmig das Strahlrohr umschließt.

#### Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HK) umschließt das EMK und deckt einen Bereich von  $|\eta| < 4,9$  ab. Es besteht aus einem zylinderförmigen Teil, einem Endkappenteil und einem hadronischen Kalorimeter in Vorwärtsrichtung. Das HK besteht im zentralen Teil aus Stahlabsorbern und Plastikszintillatoren und die Endkappenkalorimeter sind Kupfer-Flüssigargon-Sampling-Kalorimeter. Beim hadronischen Vorwärtskalorimeter wird Wolf-





**Abbildung 2.5:** Schematische Querschnittsansicht des Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors [7]

ram als passives Medium verwendet. Dies steht im Gegensatz zum EMK, bei dem man Kupfer verwendet. Das HK wird benötigt, um Jets zu identifizieren und um ihre Energie und Richtung zu bestimmen.

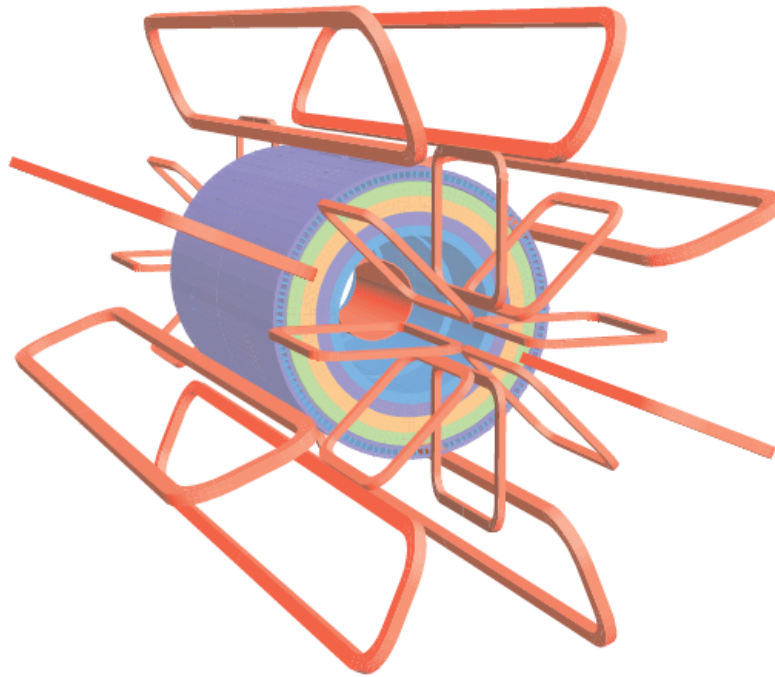
### 2.2.4 Das Magnetsystem

Der ATLAS-Detektor beinhaltet zwei unabhängige Magnetsysteme (siehe Abbildung 2.6). Innerhalb des Inneren Detektors wird ein Magnetfeld mit einer Stärke von 2 T von einem Solenoidmagneten erzeugt, der aus supraleitenden Spulen besteht. Die Feldlinien dieses Magnetfeldes verlaufen parallel zum Strahl. Aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen in diesem Magnetfeld wird deren Impuls bestimmt.

Das zweite Magnetsystem besteht aus drei Toroidmagneten, einem Barrel-Toroiden und zwei Endkappen-Toroiden, und umschließt das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter und Myonsystem. Dieses Magnetsystem erzeugt ein magnetisches Feld mit einer Stärke von ungefähr 0,5 T und 1 T für die Myonendetektoren jeweils im zentralen Bereich und in den Endkappenregionen.

### 2.2.5 Das Myonenspektrometer

Das Myonenspektrometer bildet den äußersten Teil des ATLAS-Detektors. Es dient in erster Linie dem Nachweis von Myonen, sowie der Ermittlung ihres Impulses unabhängig vom Inneren Detektor. Das Myonenspektrometer deckt einen Bereich von  $|\eta| < 2,7$  ab, ermög-



**Abbildung 2.6:** Schematische Ansicht des Magnetsystems des ATLAS-Detektors. Zu sehen sind die Barrel-Toroid-Spulen (insgesamt acht) mit den Endkappen-Toroiden. Der Solenoidmagnet liegt innerhalb des Kalorimetervolumens. [7]

licht eine Identifikation von Myonen mit einem Impuls größer als 3 GeV und eine präzise Messung des Transversalimpulses  $p_T$  bis zu 1 TeV. Zum Nachweis der Myonen werden vier verschiedene Detektorarten, die alle im toroidalen Magnetfeld liegen, verwendet.

Für nahezu den kompletten Pseudorapiditätsbereich ermöglichen die Monitored Drift Tubes (MDTs) eine präzise Messung der Spurkoordinaten. Bei den MDTs handelt es sich um Proportionalzählrohre aus Aluminium mit einem Durchmesser von 30 mm. In den Röhren befindet sich in der Mitte jeweils ein Draht mit einem Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$ . Die Röhren sind gefüllt mit einem ArCO<sub>2</sub>-Gasgemisch. Zwischen Draht und Röhrenwand wird eine Spannung angelegt. Daher erfährt ein durch Ionisierung gelöstes Elektron des Detektorgases eine Beschleunigung zum Draht und erzeugt durch die eintretende Lawinenbildung ein Signal. Dieser Detektorteil dient der Orts- und Impulsmessung der Myonen. Die Röhren werden zu Kammern aus drei bis acht Lagen von Röhren zusammengefasst. Die Position dieser Kammern kann man Abbildung 2.7 entnehmen.

Cathode Strip Chambers (CSCs) werden im innersten Teil der Endkappenregion benutzt (siehe Abbildung 2.7) und decken den Bereich  $|\eta| > 2$  ab. Die CSCs sind Vieldrahtproportionalkammern, deren Zwischenräume mit einem Gasgemisch aus 30% Ar, 50% CO<sub>2</sub> und 20% CF<sub>4</sub> gefüllt sind. Das Nachweisprinzip der CSCs entspricht dem der MDTs. Mit dem Einsatz der Vieldrahtproportionalkammern im Bereich  $|\eta| > 2$  (nahe der Strahlachse), in dem eine höhere Teilchendichte herrscht, als in den Bereichen, an denen die MDTs eingesetzt werden, erreicht man eine feinere Granularität, um mit der hohen Teilchendichte

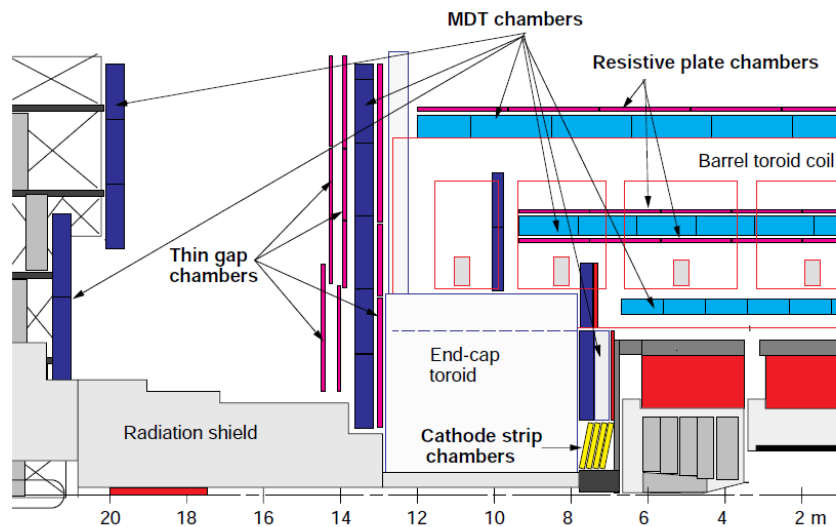


Abbildung 2.7: ATLAS Myonenspektrometer [12]

in dieser Region zurechtzukommen.

Ein wesentliches Kriterium bei der Gestaltung des Myon-Systems war die Möglichkeit bei der Detektion einer Myonspur die Datenspeicherung auszulösen (Trigger). Das System aus MDTs und CSCs ist deshalb durch ein System aus schnellen Triggerkammern ergänzt worden, die in der Lage sind innerhalb einiger Nanosekunden nach der Passage eines Teilchens Spurinformatoren zu liefern. Im Barrel-Bereich ( $|\eta| < 1,05$ ) werden Resistive Plate Chambers (RPCs) hierfür verwendet. In den RPCs ist eine Gasmischung aus  $C_2H_2F_4$ /Iso- $C_4H_{10}$ / $SF_6$  (94,7/5/0,3) [7] zwischen zwei Plastikplatten eingebracht. An die beiden Platten wird eine elektrische Spannung angelegt, die ein elektrisches Feld von einigen kV/mm erzeugt. Ähnlich wie bei den MDTs und CSCs ionisieren Myonen beim Durchqueren des Gases die Atome und erzeugen Ladungsträger, die im elektrischen Feld abgelenkt werden. Sofort bei Beginn der Drift der Ladungsträger wird durch Influenz ein Signal auf dem Plastikplatten gemessen. Dies führt zu einer sehr schnellen Signalauslese.

Im Endkappenbereich ( $1,05 < |\eta| < 2,4$ ) werden Thin Gap Chambers (TGCs) als Auslöser zur Datenspeicherung verwendet. Die TGCs sind ähnlich wie die Vieldrahtproportionalzählrohre aufgebaut, jedoch mit dem Unterschied, dass der Abstand zwischen der Anode (Draht) und Kathode größer ist, als der zwischen den Anodendrähten zueinander [12]. Durch den kürzeren Abstand zwischen Anode und Kathode werden die Driftzeiten der Elektronen kürzer. Man erhält so ein zeitlich schnelleres Ansprechen der TGCs als bei den MDTs.

### 2.2.6 Das Triggersystem

Um die hohe Interaktionsrate von bis zu  $10^9$  Hz am LHC zu bewältigen, wurde ein dreistufiges Triggersystem für den ATLAS-Detektor entwickelt [13]. Um interessante physikalische Ereignisse zu speichern, muss bei einer Durchgangsrate der Protonenbündel von 40 MHz

alle 25 ns eine Entscheidung getroffen werden. Bei der Design-Luminosität erhält man 23 Interaktionen pro Durchgang eines Protonenbündels. Um Kollisionsdaten speichern zu können, muss die Datenspeicherrate auf ca. 100 Hz gesenkt werden.

Im ersten Schritt des dreistufigen Triggersystems, genannt Level1-Trigger (L1), wird innerhalb von  $2 \mu\text{s}$  entschieden, ob das Signal verworfen wird. Der L1-Trigger reduziert die Frequenz der Datennahme auf 75 kHz mit Algorithmen, die die Selektion hochenergetischer Ereignisse mit hohem transversalem Impuls ermöglichen. Auch eine erste Berechnung der fehlenden transversalen Energie wird hier durchgeführt. Neutrinos interagieren mit keinem Detektorsystem des ATLAS-Detektors. Sie können deshalb nur durch ein Ungleichgewicht der Energiedeposition in der transversalen Ebene identifiziert werden. Für die Durchführung der Algorithmen werden nur Informationen aus dem Kalorimeter und dem Triggersystem des TGC's und RPC's des Myondetektionssystems verwendet. Der L1-Trigger definiert eine Region-of-Interest (RoI), Untervolumen des Detektors, welches den L1-Trigger ausgelöst hat.

In diesem ausgewählten Bereich werden vom Level2-Trigger (L2) fast alle Unterdetektoren des ATLAS-Detektors ausgelesen. Die Datenspeicherrate wird durch den L2-Trigger auf etwa 3,5 kHz gesenkt. Hierzu wird die volle Granularität innerhalb der vom L1-Trigger identifizierten RoIs verwendet.

Die letzte Stufe des ATLAS-Triggersystems ist der Level3-Trigger (L3), der auch Event Filter genannt wird. Auf dieser Stufe wird für die Prozessierung der Daten die volle Ereignisinformation verwendet. Durch den L3-Trigger wird die Rate auf unter 200 Hz gebracht, bevor die endgültige Speicherung auf Massenspeichern durchgeführt wird.

Eine schematische Darstellung des Triggersystems des ATLAS-Detektors ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

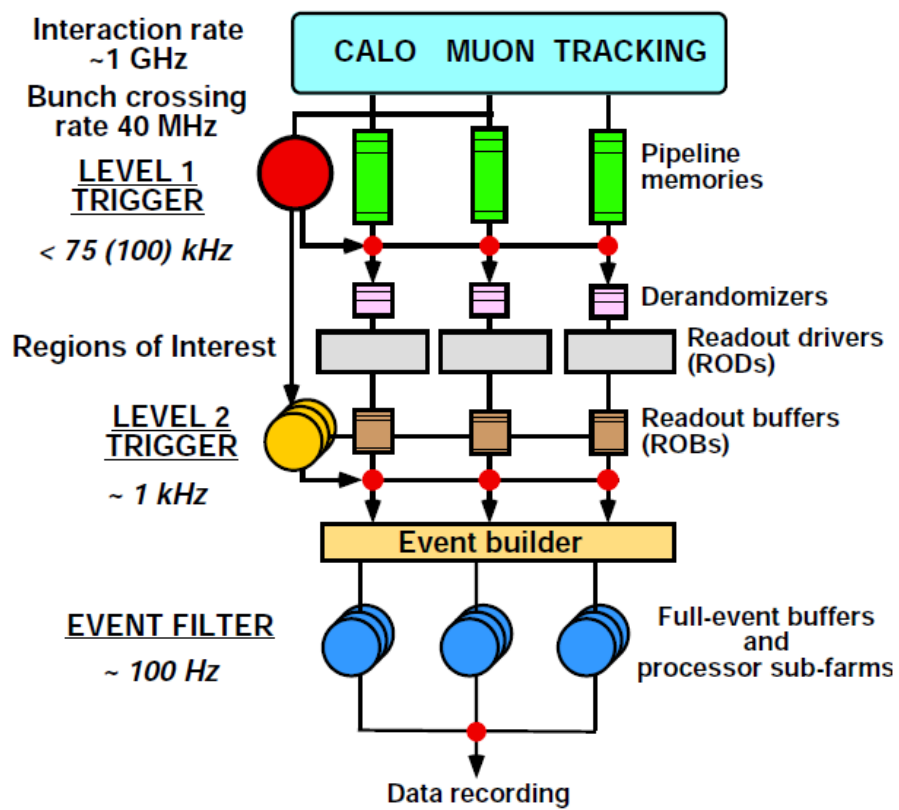


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des ATLAS Triggersystems [13].

# Kapitel 3

## Top-Quark-Physik am LHC

Das Top-Quark ist das schwerste bekannte Elementarteilchen im Standardmodell [14] [15] und wurde 1995 am Tevatron (Fermilab) entdeckt. Die Top-Quark-Physik spielt eine große Rolle beim ATLAS-Experiment, da die Proton-Proton-Kollisionen am LHC eine große Anzahl von Top-Quarks produzieren (siehe 3.2) und da die Wechselwirkungen des Teilchens bei weitem nicht so gut erforscht sind, wie die der leichteren Quarks und der Leptonen. Auch die Eigenschaften des Top-Quarks, bis auf dessen Masse ( $m_t = 173,1 \pm 0,6(\text{stat.}) \pm 1,1(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$  [16]), sind bisher nur spärlich vermessen worden. Top-Quark-Signaturen am ATLAS-Detektor sind ein sehr interessantes Werkzeug, um Modelle jenseits des Standardmodells zu untersuchen, da das Top-Quark oft ein Zerfallsprodukt exotischer Teilchen ist.

### 3.1 Das Standardmodell

Das Top-Quark ist ein Elementarteilchen, dessen Eigenschaften und Wechselwirkungen vom Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschrieben werden. Im SM werden die grundlegenden Bausteine der Materie durch Fermionfelder (relativistische Quantenfelder) beschrieben. Mathematisch werden Fermionen von masselosen Dirac-Spinoren  $\Psi(x)$  repräsentiert. Durch das Einführen der lokalen Eichinvarianz erhält man Bosonfelder, die Vermittler der Wechselwirkungen zwischen den Fermionen sind.

Die physikalischen Objekte, die die Felder repräsentieren, sind punktförmige Elementarteilchen, deren Eigenschaften mittels Quantenzahlen dargestellt werden. Für jedes Fermion existiert ein Antifermion mit der gleichen Masse und dem gleichen Ladungsbetrag, jedoch umgekehrtem Ladungsvorzeichen. Eine wichtige Quantenzahl ist der Spin, der alle Teilchen des SMs in zwei Klassen unterteilt: Fermionen und Bosonen.

Insgesamt existieren im SM zwölf Elementarteilchen, die durch Fermionfelder beschrieben werden (Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen). Diese sind unterteilt in Leptonen und Quarks. Die Leptonen sind das Elektron ( $e^-$ ), das Myon ( $\mu^-$ ), das Tau ( $\tau^-$ ) und ihre zugehörigen Neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Die Gruppe der Quarks bilden das Up-Quark (u), das Down-Quark (d), das Charm-Quark (c), das Strange-Quark (s), das Top-Quark (t) und das Bottom-Quark (b). Die Fermionen werden in drei Generationen unterteilt, die sich nur in den Massen der

**Drei Generationen der Materie (Fermionen)**

	I	II	III	
Masse	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b><math>\gamma</math></b> Photon
Quarks	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> Gluon
Leptonen	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b><math>\nu_e</math></b> Elektron-Neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> Myon-Neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> Tau-Neutrino	<b>Z</b> schwache Kraft
	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> Elektron	<b><math>\mu</math></b> Myon	<b><math>\tau</math></b> Tau	<b>W<math>^\pm</math></b> schwache Kraft

Bosonen (Kräfte)

Abbildung 3.1: Elementarteilchen des Standardmodells. [17]

zugehörigen Teilchen unterscheiden (siehe Abbildung 3.1).

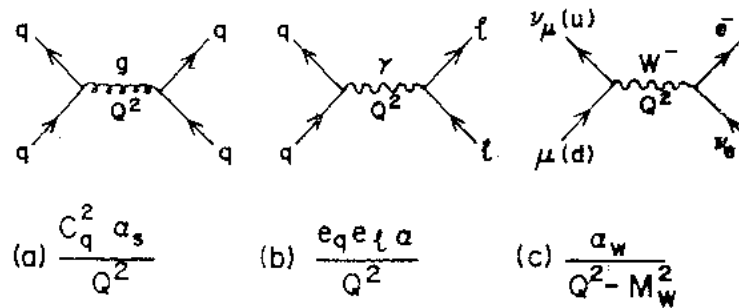
Das SM ist eine (lokale) Eichtheorie, d.h. ihre Lagrangedichte muss invariant sein unter einem bestimmten Satz von lokalen Eichtransformationen.

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = U(x)\Psi(x) \tag{3.1}$$

Dies kann nur durch Einführung von Eichfeldern erreicht werden. Sie vermitteln die Wechselwirkungen zwischen den Fermionfeldern und führen zur Existenz von Austauscheteilchen, den Eichbosonen (Spin-1-Teilchen). Insgesamt existieren vier Arten von Eichbosonen. Das Photon  $\gamma$  ist ein masseloses Teilchen, welches keine elektrische Ladung besitzt und die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt. Die massiven Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z$  sind Wechselwirkungsteilchen der schwachen Wechselwirkung. Acht Gluonen werden im Rahmen der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks ausgetauscht. Das Higgsboson ist das einzige Teilchen im SM, welches noch nicht entdeckt wurde. Die Existenz des Higgsbosons wird durch den Higgsmechanismus beschrieben (siehe z.B. [14]). Abbildung 3.1 zeigt alle Teilchen des Standardmodells bis auf das Higgsboson, wobei jeweils die Masse, die elektrische Ladung und der Spin angegeben werden.

### 3.1.1 Wechselwirkungen im Standardmodell

Es existieren vier fundamentale Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen, drei von ihnen sind im Standardmodell einbezogen. Die Gravitation wird im Standardmodell nicht berücksichtigt. Die anderen Wechselwirkungen (starke, schwache und elektromagnetische) werden von den oben erwähnten Eichbosonen vermittelt, wobei die Wechselwirkungen vollständig von den zugehörigen Eichgruppen festgelegt werden. Jede der drei Wechselwir-



**Abbildung 3.2:** Streudiagramme und Streuamplituden für die (a) starke, (b) elektromagnetische und (c) schwache Wechselwirkung [15]. Dabei ist  $C_q$  der Farbfaktor,  $\alpha_s$  die starke Kopplungskonstante,  $e_{q,l}$  die elektrische Ladung von Quarks oder Leptonen und  $\alpha_w$  die schwache Kopplungskonstante.

kungen ist in Abbildung 3.2 durch ein entsprechendes Feynman-Diagramm [14] dargestellt. Das Quadrat des Viererimpulsübertrages zwischen den Teilchen wird mit  $Q^2$  bezeichnet. Die jeweilige Streuamplitude (Quadratwurzel des Streuquerschnittes) ist unter jedem Diagramm angegeben.

### Elektromagnetische Wechselwirkung

Die Lehre der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Quantenelektrodynamik (QED). Sie basiert auf der  $U(1)$  Symmetriegruppe. Das hieraus resultierende Eichboson ist das Photon, welches an die elektrische Ladung koppelt. Um lokale Eichinvarianz zu erhalten, ist das Photon masselos. Da das Photon auch keine elektrische Ladung besitzt, kommt es zu keiner elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Photonen.

### Starke Wechselwirkung

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Quantenfeldtheorie, die zur Beschreibung der starken Wechselwirkung dient. Die Eichgruppe der QCD, die  $SU(3)$ , ist im Gegensatz zur Eichgruppe der QED, der  $U(1)$ , keine abelsche Gruppe. Dies bedeutet im Wesentlichen, dass im Gegensatz zur elektrischen Ladung die Ladung der starken Wechselwirkung drei mögliche Richtungen in einem abstrakten Raum besitzt [15]. Man unterscheidet somit drei Farbladungen: rot (r), grün (g), blau (b) und die jeweiligen Antifarben. Ein Quark kann jeweils eine der drei Farbladungen besitzen. Die Gluonen werden als Wechselwirkungsteilchen zwischen den Quarks unterschiedlicher Farbe ausgetauscht und tragen eine Kombination aus Farbe und Antifarbe (acht verschiedene Gluonen). Die Farbladung der Gluonen ist der Grund, weshalb diese untereinander interagieren. Eine Konsequenz dieser Interaktion ist, dass die Energie, die benötigt wird um zwei Quarks voneinander zu trennen, proportional zu ihrer Entfernung ist. Dies ist der Grund, weshalb Quarks nie in einem ungebundenen Zustand beobachtet werden können. Stattdessen bauen sie farblose Hadronen auf: Baryonen, die aus drei Quarks mit unterschiedlicher Farbladung bestehen (z.B. das Proton,



welches aus zwei Up-Quarks und einem Down-Quark besteht) und Mesonen, die aus einem Antiquark und einem Quark mit entgegengesetzter Farbe zusammengesetzt sind.

Wechselwirken bei einer Proton-Proton Kollision am LHC zwei Quarks miteinander, so steigt die starke Wechselwirkungsenergie immer weiter mit dem Abstand zwischen diesen zwei Quarks an, bis schließlich die Energie groß genug ist, ein neues Quark-Antiquark Paar zu erzeugen (Hadronisierung). Dieser Prozess wiederholt sich mehrmals. Die Flugrichtung aller dieser Teilchen ist durch die Richtung der beiden primären Quarks bestimmt, so dass alle einen Kegel (Jet) ausbilden.

### Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung kann alleine nicht als Eichtheorie beschrieben werden und wird deshalb mit der elektromagnetischen zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht (Glashow, Salam, Weinberg Model, siehe z.B. [14]). Die hier zugrunde liegende Eichgruppe ist  $SU(2) \times U(1)$ . Die schwache Wechselwirkung wirkt zwischen allen elementaren Fermionen, also allen Quarks und allen Leptonen. Auch zwischen WZ, WW und  $W\gamma$  kann es zur schwachen Wechselwirkung kommen.

Man unterscheidet zwischen geladenen und neutralen Strömen. Die Austauscheteilchen der geladenen Ströme sind die  $W^+$  und  $W^-$ -Bosonen, das Austauscheteilchen der neutralen Ströme ist das  $Z^0$ -Boson. Die Massen von  $W^+$  und  $W^-$  betragen  $80,399 \pm 0,023$  GeV und die Masse des  $Z^0$  beträgt  $9,188 \pm 0,002$  GeV. Die geladenen Ströme unterteilt man in leptonische, semileptonische und hadronische (nichtleptonische) Prozesse. Bei leptonischen Prozessen koppelt das W-Boson nur an Leptonen, bei semileptonischen Prozessen sowohl an Leptonen als auch an Quarks und bei hadronischen Prozessen nur an Quarks. Geladene Ströme können Quarkflavors ineinander überführen.

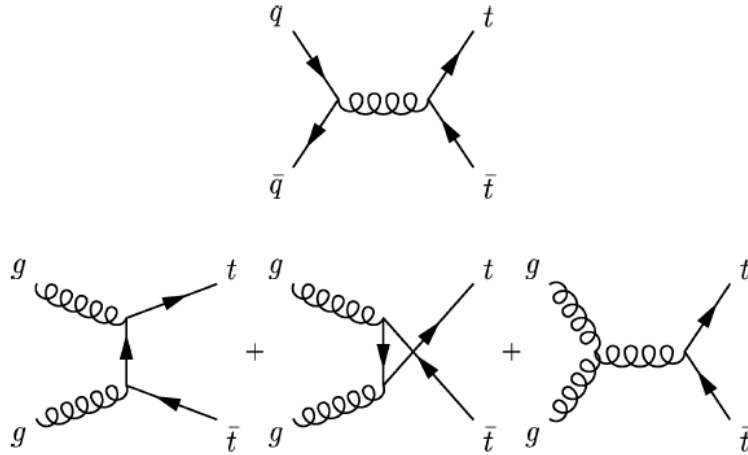
Die CKM-Matrix (Cabbibo, Kobayashi, Maskawa [18] [19]) enthält die Übergangsamplituden der einzelnen Quarks ineinander, d.h. jedes Quadrat eines CKM-Matrixelements ist direkt proportional zu der Wahrscheinlichkeit, dass ein Quark  $q$  in ein Quark  $q'$  nach Abstrahlung eines W-Bosons übergeht. Die CKM-Matrix ist gegeben durch [20]

$$|V_{CKM}| = \begin{bmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,97428 & 0,2253 & 0,00347 \\ 0,2252 & 0,97345 & 0,0410 \\ 0,00862 & 0,0403 & 0,999152 \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Die Beträge der Elemente der CKM-Matrix werden im SM nicht vorhergesagt, so dass sie experimentell bestimmt werden müssen.

## 3.2 Top-Quark Produktion am LHC

Top-Quarks werden am LHC in Paaren oder einzeln erzeugt. Da für diese Arbeit nur die Paarproduktion von Bedeutung ist, wird auf die Einzelproduktion nicht näher eingegangen. Die Paarproduktion kann durch die starke (QCD) als auch elektroschwache Wechselwirkung stattfinden. Bei der elektroschwachen Produktion dient ein Photon oder ein  $Z^0$ -Boson



**Abbildung 3.3:** Feynman-Diagramme zur Top-Quark-Paarproduktion am LHC mittels der starken Wechselwirkung in niedrigster Ordnung durch Quark-Antiquark-Vernichtung (oben) und Gluonfusion (unten) [21].

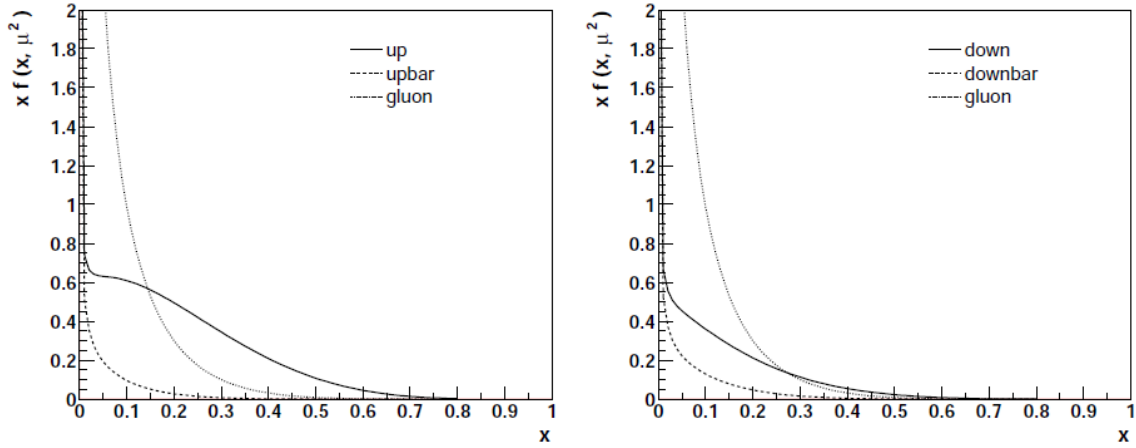
als Austauscheteilchen zwischen den ein- und auslaufenden Quarks (Partonen, siehe unten). Am LHC sind die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse jedoch vernachlässigbar im Vergleich zu den QCD-Wirkungsquerschnitten [22].

Der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion wird mittels der Störungstheorie der QCD (perturbative QCD) berechnet. Hierbei nimmt man an, dass der harte Streuprozess zwischen zwei Hadronen (am LHC: zwei Protonen) eine Interaktion zwischen den Quarks und Gluonen (Partonen) ist, die die Konstituenten der einlaufenden Hadronen sind. Die Partonen besitzen dabei jeweils den Impulsbruchteil  $x$  des Hadrons. Die Wirkungsquerschnittsberechnung basiert auf dem Faktorisierungsansatz, bei dem davon ausgegangen wird, dass der Wirkungsquerschnitt durch die Separation in eine Partonverteilungsfunktion (PDF)  $f_i(x, \mu^2)$  für die kollidierenden Hadronen und in einen Parton-Parton Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ij}$  gegeben ist

$$\sigma(AB \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j f_{i,A}(x_i, \mu^2) f_{j,B}(x_j, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}_{ij}(ij \rightarrow t\bar{t}; \hat{s}, \mu^2). \quad (3.3)$$

Die Hadronen  $A$  und  $B$  sind am LHC jeweils Protonen. Die Partonverteilungsfunktion  $f_{i,A}(x_i, \mu^2)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton mit einem bestimmten longitudinalen Impulsanteil  $x_i$  im Hadron (Proton)  $A$  zu finden. Die Partonverteilungsfunktion hängt außer vom Impulsbruchteil noch von der Faktorisierungsskala  $\mu$  ab. Um die Produktion schwerer Quarks zu beschreiben, wird die Skala auf die Größenordnung der Masse des schweren Quarks gesetzt, hier also auf die Masse des Top-Quarks ( $\mu = m_{top}$ ) [22]. Die Summationsindizes  $i$  und  $j$  laufen jeweils über alle  $q\bar{q}$ ,  $gg$ ,  $qg$  und  $\bar{q}g$  Paare. Die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die Produktion der  $t\bar{t}$ -Paare für den  $q\bar{q}$ -Vernichtungskanal und den Gluonfusionskanal sind in Abbildung 3.3 zu sehen.

Wegen der hohen Schwerpunktsenergie am LHC liegen die  $x$ -Werte für die beteiligten Partonen bei  $x \approx 0,025$  für  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Bei diesen Werten von  $x$  überwiegt die



**Abbildung 3.4:** Partonverteilungsfunktionen (PDFs) für  $u$ ,  $\bar{u}$ ,  $d$ ,  $\bar{d}$  Quarks und Gluonen innerhalb des Protons (CTEQ3M [23]). Die Faktorisierungsskala beträgt  $\mu = 175 \text{ GeV}$  ( $\mu^2 = 30625 \text{ GeV}^2$ ) [22]

hohe Gluondichte des Protons gegenüber der kombinierten Quark-Antiquarkdichte [21]. Deshalb werden  $t\bar{t}$ -Paare zu  $\approx 87\%$  durch Gluon-Gluonfusion und zu  $\approx 13\%$  durch Quark-Antiquark-Vernichtung erzeugt.

### 3.3 Top-Quark Zerfall

Im Standardmodell berechnet sich die Zerfallsbreite des Top-Quarks über [21]

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (3.4)$$

Die Breite erhöht sich mit der Masse des Top-Quarks von  $1,02 \text{ GeV}/c^2$  für  $m_t = 160 \text{ GeV}/c^2$  bis zu  $1,56 \text{ GeV}/c^2$  für  $m_t = 180 \text{ GeV}/c^2$  (mit  $\alpha_s(M_Z) = 0,118$ ). Somit hat das Top-Quark eine Lebensdauer von  $\tau_t = \Gamma_t^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$ , was etwa eine Größenordnung kleiner ist, als die Zeit, die Quarks zur Bildung von Hadronen benötigen. Es existieren somit keine Hadronen, die Top-Quarks enthalten.

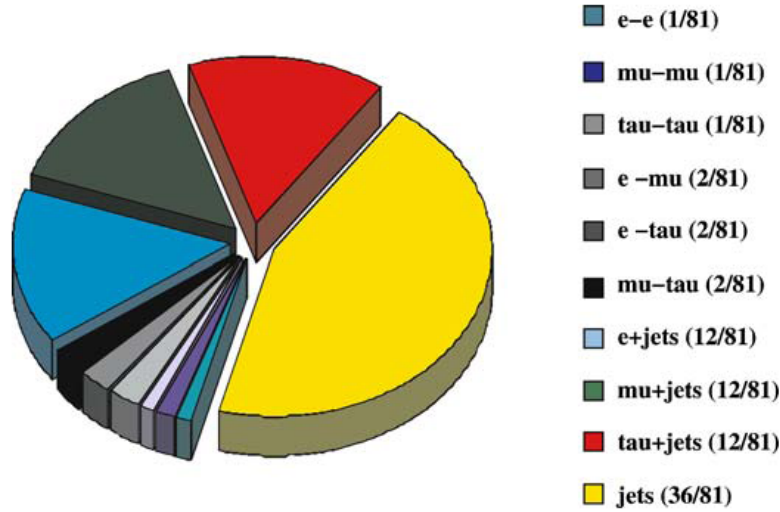
Im Standardmodell zerfällt ein Top-Quark fast ausschließlich in ein b-Quark und ein W-Boson. Die Zerfälle  $t \rightarrow d + W^+$  und  $t \rightarrow s + W^+$  sind relativ zum  $t \rightarrow b + W^+$  Zerfall stark unterdrückt, da die Zerfallsraten proportional zu den Quadraten der CKM Matrixelemente  $|V_{tq}|^2$  sind, wobei  $q = b, s, d$ .

Die Signatur eines Top-Quark Zerfalls bestimmt somit der Zerfall des W-Bosons. Die Zerfallskanäle des  $W^+$  sowie deren Verzweigungsverhältnisse  $\Gamma_i/\Gamma$  sind in Tabelle 3.1 zu sehen. Die Endzustände der dominierenden Top-Quark Paar-Produktion können somit in drei Klassen unterteilt werden [21]:

- A.  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b q'' \bar{q}''' \bar{b}$  (46, 2%)
- B.  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b l \bar{\nu}_l \bar{b} + \bar{l} \nu_l b q \bar{q}' \bar{b}$  (43, 5%)
- C.  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{l} \nu_l b l' \bar{\nu}_{l'} \bar{b}$  (10, 3%)

$W^+$ Zerfallskanal	Verzweigungsverhältniss
$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$	$10,75 \pm 0.13\%$
$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$10,57 \pm 0.15\%$
$W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$	$11,25 \pm 0.20\%$
$W^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}$	$67,60 \pm 0.27\%$

**Tabelle 3.1:** Die Zerfallskanäle des  $W^+$  sowie deren Verzweigungsverhältnisse  $\Gamma_i/\Gamma$  [20].



**Abbildung 3.5:** Das Verzweigungsverhältnis für einen Top-Quark Paar Zerfall [21].

Die Quarks entwickeln sich im Detektor im Endzustand zu Jets. A,B und C werden jeweils hadronischer, lepton+jets ( $l$ +jets) und dileptonischer ( $ll$ ) Zerfallskanal genannt.

Während  $l$  oben jeweils ein  $e, \mu$  oder  $\tau$  sein kann, werden die Zerfallskanäle mit einem  $e$  oder  $\mu$  im Endzustand meistens getrennt vom  $\tau$ -Zerfallskanal betrachtet. Deshalb ist im folgenden mit  $l$  entweder ein Elektron  $e$  oder Myon  $\mu$  gemeint. Für  $l = \mu, e$  erhält man die folgenden Verzweigungsverhältnisse: dileptonischer Zerfall 4,7%, lepton+jets Zerfall 29% und hadronischer Zerfall 45,5% [24]. Die übrigen Zerfallskanäle enthalten jeweils mindestens ein  $\tau$ -Lepton.

### 3.4 Dileptonischer Zerfall von $t\bar{t}$

Der dileptonische Zerfallskanal von  $t\bar{t}$  besitzt ein sehr klares Detektorsignal. Der Endzustand beinhaltet zwei isolierte, gegensätzlich geladene Leptonen (Elektron oder Myon), mit hohen transversalen Impulsen  $p_T$ , zwei b-Quark Jets und fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  aufgrund der beiden nicht detektierbaren Neutrinos.

Verglichen mit den anderen Zerfallskanälen von  $t\bar{t}$  hat der dileptonische Kanal einen geringen Untergrund [24]. Dieser besteht hauptsächlich aus dem Di-Boson Zerfall  $WW \rightarrow \nu\nu ll$ , der Drell-Yan Produktion  $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$  oder  $\tau$ -Zerfällen. Auf den Fake-Untergrund, verursacht durch Ereignisse mit missidentifizierten oder von einem Jet stammenden Leptonen, wird in Kapitel 3.5 eingegangen.

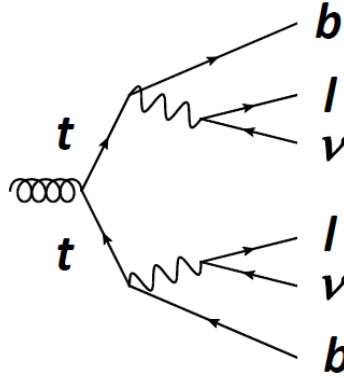


Abbildung 3.6: Dileptonischer Zerfall eines  $t\bar{t}$ -Paares [25]

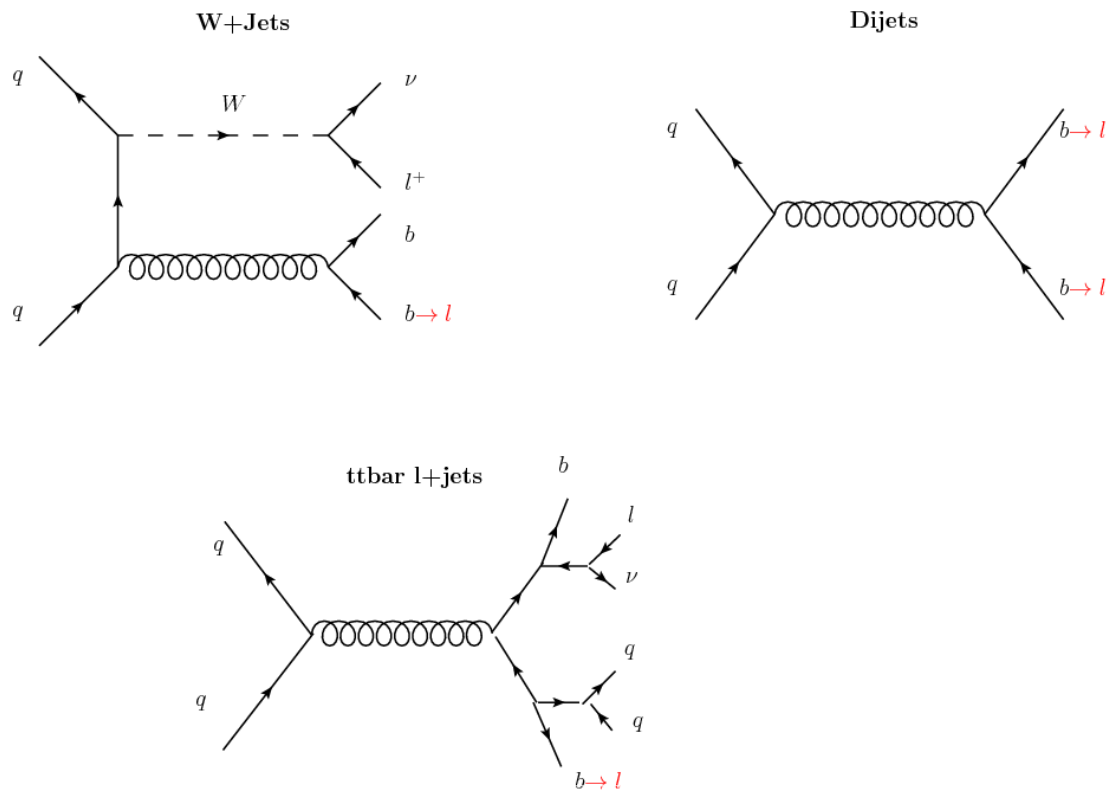
Typische Selektionsschnitte (Cuts), die man bei der Messung des dileptonischen Wirkungsquerschnitts von  $t\bar{t}$  am ATLAS-Experiment verwendet, sind  $p_T^{lepton} > 20$  GeV,  $E_T^{miss} > 40$  GeV,  $|\eta| < 2,5$  und  $p_T^{jet} > 20$  GeV. Der so gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt beim ATLAS-Experiment (ohne b-Tagging)  $170 \pm 11(stat.)_{-13}^{+15}(syst.)_{-6}^{+7}(lumi.)$  pb, wobei ein Datensatz von  $L \approx 163$  pb $^{-1}$  verwendet wurde [26]. Der vom Standardmodell erwartete Wert beträgt  $165,57_{-15,78}^{+11,5}$  pb [26]. Der Nachteil des dileptonischen Kanals ist dessen niedriges Verzweigungsverhältnis von ungefähr 5% (siehe oben).

### 3.5 Fake-Untergrund für dileptonische $t\bar{t}$ -Signaturen

Ein nicht zu vernachlässigbarer Untergrund für dileptonische  $t\bar{t}$ -Signaturen, stammt von Prozessen, die die dileptonischen  $t\bar{t}$  EreignisSelektionsschnitte passiert haben, aber zu einem anderen physikalischen Prozess gehören. Dies kann durch als Leptonen missidentifizierte Hadronen und Leptonen, die nicht vom Zerfall eines W-Bosons stammen (nicht-prompente Leptonen), verursacht werden. Diese Leptonen werden Fake-Leptonen (vorgetäuschte Leptonen) genannt. Prompte Leptonen, die von einem W- oder einem Z-Zerfall stammen, nennt man Real-Leptonen (echte Leptonen).

Ereignisse, die zum Fake-Untergrund beitragen, sind W-Boson Prozesse, die im Zusammenhang mit Jets entstehen (W+jets events), und QCD Vieljet-Ereignisse (multi-jet events). In W-Boson+Jets-Ereignissen wird ein Lepton durch den Zerfall des W-Bosons erzeugt und das zweite ist ein Fake-Lepton, welches von einem der Jets produziert wird. Im Falle der QCD Vieljet-Ereignisse werden beide Leptonen durch Jets vorgetäuscht und sind somit beides Fake-Leptonen. Im Vergleich zu den W+Jets-Ereignissen ist der Beitrag der QCD Vieljet-Ereignisse zum Fake-Untergrund im  $\mu\mu$ -Zerfallskanal relativ klein [26]. Ein nicht vernachlässigbarer Beitrag zum Fake-Untergrund stammt außerdem von Lepton+Jets  $t\bar{t}$ -Zerfällen mit einem Real- und einem Fake-Lepton.

Fake-Myonen werden bei den oben genannten Prozessen, die zum Fake-Untergrund beitragen, hauptsächlich durch den semileptonischen Zerfall eines b-Jets erzeugt. Eine weitere Quelle für Fake-Myonen ist der Zerfall im Flug (decay-in-fly) eines  $\pi^\pm$  oder K-Mesons



**Abbildung 3.7:** W plus Jets (links), Vieljet-Ereignisse (rechts) und Lepton plus Jets  $t\bar{t}$ -Zerfälle (unten), bei denen ein bzw. zwei Leptonen von Jets stammen (nicht-prompte Leptonen), tragen zum Fake-Untergrund für den dileptonischen  $t\bar{t}$ -Zerfallskanal bei.

innerhalb eines Jets. Die Hauptquelle für Fake-Myonen ist jedoch der semileptonische Zerfall eines b-Jets. Der relative Beitrag der beiden Prozesse zum inklusiven Dimuonsample wurden gemessen und in [27] präsentiert.

Mit Hilfe der Matrix-Methode ist es möglich den Fake-Untergrund für dileptonische  $t\bar{t}$ -Ereignisse zu bestimmen (siehe Kapitel 8). Abbildung 3.7 zeigt die Feynmandiagramme von Prozessen, die zum Fake-Untergrund für dileptonische  $t\bar{t}$ -Ereignissen beitragen können.

# Kapitel 4

## Top-Quark Paare mit gleichem Ladungsvorzeichen

Die Produktion von Top-Quark Paaren mit jeweils gleichem Ladungsvorzeichen wird von vielen Modellen jenseits des Standardmodells vorausgesagt. Zerfallen die Top-Quarks jeweils leptonisch, erhält man eine klare Signatur mit zwei gleich geladenen Leptonen, zwei Jets und fehlender transversaler Energie. Ereignisse mit zwei gleich geladenen Leptonen haben einen sehr geringen Untergrund im SM.

### 4.1 Theoretische Modelle

In Proton-Antiproton Kollisionen am Tevatron wurde beobachtet, dass Top-Quarks vorzugsweise in Vorwärtsrichtung produziert werden, wobei die Vorwärtsrichtung als die Richtung des einfallenden Protonstrahls definiert ist. Die gemessene Top-Quark Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}$  zeigt eine Abweichung von  $3\sigma$  von der vom SM vorhergesagten Asymmetrie. Die Abweichung nimmt für höhere invariante Massen zu [28].

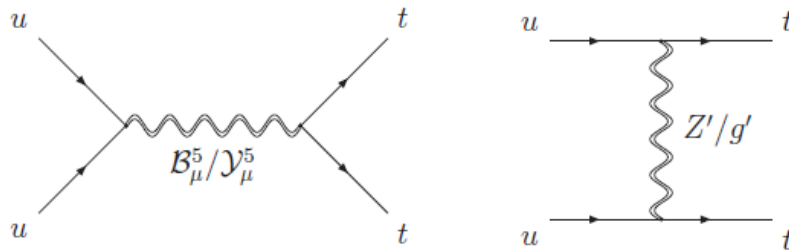
Für  $M_{t\bar{t}} \geq 450$  GeV beträgt die Asymmetrie auf Parton-Ebene im Ruhesystem des  $t\bar{t}$ -Paares:

$$A^{t\bar{t}} = 0,475 \pm 0,114 \quad (4.1)$$

Die QCD Vorhersage in nächstführender Ordnung (NLO) beträgt  $0,088 \pm 0,013$  [28].

Mehrere Modelle jenseits des SM wurden entwickelt, um die gemessene Asymmetrie zu erklären (siehe z.B. [29]). So wird der t-Kanal Austausch des massiven, neutralen Vektorbosons  $Z'$  in dem Prozess  $u\bar{u} \rightarrow t\bar{t}$  zur Korrektur eingeführt [30]. Der t-Kanal Austausch eines skalaren Farb-Sextetts oder eines skalaren Farb-Tripletts könnten ebenfalls die beobachtete Messung erklären [31]. Auch der Austausch eines Farb-Triplett/Sextett-Bosons mit einer Ladung von  $4/3e$  ist vorstellbar und wird z.B. in [29] beschrieben.

Die neu eingeführten Teilchen tragen alle zur Produktion von Top-Quark Paaren mit gleichem Vorzeichen bei [32]. Die Suche nach gleich geladenen Top-Quarks kann somit zu starken Einschränkungen der Modelle, die die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie erklären, führen. Zwei Feynman-Diagramme, die zur Produktion von  $t\bar{t}$ -Paaren beitragen, sind in



**Abbildung 4.1:** Produktion von  $tt$ -Paaren durch den s-Kanal- (links) und t-Kanal-Austausch (rechts) eines Vektorbosons [32]

Abbildung 4.1 zu sehen.

## 4.2 Fake-Untergrund für dileptonische $tt$ -Signaturen

Bei der Untersuchung von dileptonischen  $tt$ -Ereignissen, sucht man nach Signaturen, die zwei Leptonen mit der gleichen elektrischen Ladung, die jeweils vom Prozess  $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$  stammen, fehlende transversale Energie und mehrere Jets enthalten. Ereignisse mit zwei Leptonen, die das gleiche Ladungsvorzeichen besitzen, haben ein sehr geringen SM-Untergrund, so dass der Untergrund für  $tt$ -Signaturen hauptsächlich von Ereignissen mit einem oder zwei vorgetäuschten Leptonen, die nicht durch den Zerfall des W-Bosons erzeugt werden, stammt. Auf die Erzeugung der Fake-Leptonen ist bereits in 3.5 eingegangen worden. Auch für  $tt$ -Ereignisse wird die Matrix-Methode (siehe Kapitel 8) verwendet, um den Fake-Untergrund zu bestimmen [32].



# Kapitel 5

## Ereignisrekonstruktion

Der ATLAS-Detektor und dessen Rekonstruktionssoftware erlauben die Identifikation verschiedener Teilchen, wie Myonen, Taus, Photonen, Jets und die Vermessung ihrer Spuren, aber auch die Bestimmung fehlender transversaler Energie.

In diesem Kapitel wird auf einige Rekonstruktionsalgorithmen eingegangen, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Die große Anzahl von Algorithmen, die für den ATLAS-Detektor entwickelt wurden, ist in dem Software-Framework ATHENA [33] zusammengefasst.

### 5.1 Myonrekonstruktion

Am ATLAS Experiment sind drei verschiedenen Strategien zur Myonrekonstruktion verfügbar, die in der ATLAS Software implementiert sind [10] [34]. Die Myonkandidaten die mittels einer der Strategien rekonstruiert wurden, werden folgendermaßen genannt:

- Standalone-Myonen
- Combined-Myonen
- Tagged-Myonen

Zur Rekonstruktion von Standalone-Myonen werden Spuren im Myonenspektrometer gesucht und anschließend zum Strahlrohr hin extrapoliert. (Details zur Spurrekonstruktion sind z.B. in [35] zu finden.) Der Rekonstruktionsalgorithmus für Standalone-Myonen sucht hierfür nach Treffern in jedem der drei Untersysteme des Myonenspektrometers (MDT, CSC, RPC/TGC). Dadurch werden Spursegmente gebildet, die miteinander verbunden werden. Die so entstandene Spur wird im nächsten Schritt durch das Kalorimeter zum Interaktionspunkt extrapoliert. Dabei muss die Extrapolation die Vielfachstreuung und den Energieverlust der Myonen im Detektormaterial berücksichtigen. Standalone-Myonen können in einem Pseudorapiditätsbereich von bis zu  $|\eta| = 2,7$  rekonstruiert werden, wobei Lücken in der Erfassung bei  $\eta \approx 0$  und  $|\eta| \approx 1,2$  existieren. Myonen, die im Kalorimeter durch den Zerfall von  $\pi$ - und K-Mesonen produziert werden, werden von der Standalone-Rekonstruktion mit hoher Wahrscheinlichkeit gefunden.

Bei der Identifikation von Combined-Myonen, werden Spuren im Myonenspektrometer mit Spuren im Inneren Detektor kombiniert. Die Kombination beruht auf einer Chi-Quadrat-Anpassung ( $\chi^2$ ), die gleichzeitig ein wichtiges Maß zur Bestimmung der Qualität der Kombination ist. Durch das Einbeziehen von Spuren aus dem Inneren Detektor reduzieren Combined-Myonen die Rate der Fake-Myonen, die vom Zerfall der  $\pi$ - und K-Mesonen stammen [36].

Zur Bestimmung der Tagged-Myonen extrapoliert man Spuren im Inneren Detektor bis zum Myonenspektrometer und sucht dort nach Treffern, die sich in der Nähe der extrapolierten Spur befinden. Im Gegensatz zu den Combined-Myonen werden bei der Bestimmung der Kinematik der Tagged-Myonen nur Informationen des Inneren Detektors benutzt, d.h. die Spur im Inneren Detektor wird nicht mit den Treffern im Myonenspektrometer zu einer neuen Spur kombiniert.

In ATHENA sind jeweils zwei Algorithmen für die oben beschriebenen Rekonstruktionsstrategien implementiert. Die Algorithmen sind in zwei Familien unterteilt, so dass jede Familie einen Algorithmus für jede Strategie besitzt. Die Datensätze (auf AOD-Level), die zur Analyse benutzt werden, enthalten zwei Kollektionen der Myonen (eine für jede Familie) in jedem aufgezeichneten Ereignis. Die Namen dieser Familien sind Staco [37] und Muid [38]. Eine Übersicht ist in Tabelle 5.1 gegeben.

	Staco-Kollektion	Muid-Kollektion
Standalone-Algorithmen	Muonboy	Moore/Muid Standalone
Combined-Algorithmen	STACO	Muid Combined
Tagged-Algorithmen	Mutag	MuGirl/MuTagIMO

**Tabelle 5.1:** Die zwei Familien der Myonrekonstruktion mit den Algorithmenamen der verschieden Rekonstruktionsstrategien.

## 5.2 Jetrekonstruktion

Ein Jet ist definiert als eine Anhäufung von Energiedepositionen innerhalb eines Sektors bestimmter Größe in den Kalorimetern [39]. Auf die Entstehung der Jets ist bereits in Kapitel 3.1 eingegangen worden. Jetrekonstruktionsalgorithmen haben die Aufgabe einen Satz von Eingangsteilchen (Inputteilchen)  $\{p_i\}$  in einen Satz von Jets  $\{j_i\}$  zu transferieren. Hierfür können mehrere Algorithmen verwendet werden, die jeweils einen verschiedenen Ansatz haben. Dabei können die Algorithmen in zwei Hauptklassen unterteilt werden. Diese sind die Klasse der Kegelalgorithmen und die Klasse der sequentiellen Cluster-Algorithmen [10].

### 5.2.1 Sequentielle Cluster-Algorithmen

Kalorimeterinformationen werden für die Jetrekonstruktion verwendet, da das Kalorimeter die Möglichkeit bietet, sowohl die Viererimpulse von geladenen als auch ungeladenen

Teilchen zu rekonstruieren, die bei der Bildung von Jets entstehen. Wegen der endlichen Granularität des Kalorimeters ist es in vielen Fällen nicht möglich die Energiedeposition im Kalorimeter, die durch die einzelnen Teilchen entstehen, eindeutig zuzuordnen. Als Input der Cluster-Algorithmen wird deshalb entweder ein Satz von Viererimpulsen, die die Energiedeposition von Kalorimetertürmen mit einer Größe von  $0, 1 \times 0, 1$  in  $\Delta\phi \times \Delta\eta$  repräsentieren oder topologische Cluster (topocluster), die komplexe dreidimensionale Energie-Cluster darstellen, benutzt. Der zweite Ansatz ist das Standardverfahren in ATLAS. Detaillierte Informationen über die Konstruktion dieser Kalorimetereinträge sind in [40] zusammengestellt.

Einer der am häufigsten gebrauchten sequentiellen Cluster-Algorithmen ist der  $K_T$ -Algorithmus. Alle Paare der Inputobjekte werden im Bezug auf ihren Abstand untersucht, der definiert ist als [41]:

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}}{R^2}, \quad \Delta R_{ij} = \sqrt{\Delta\phi_{ij}^2 + \Delta\eta_{ij}^2} \quad (5.1)$$

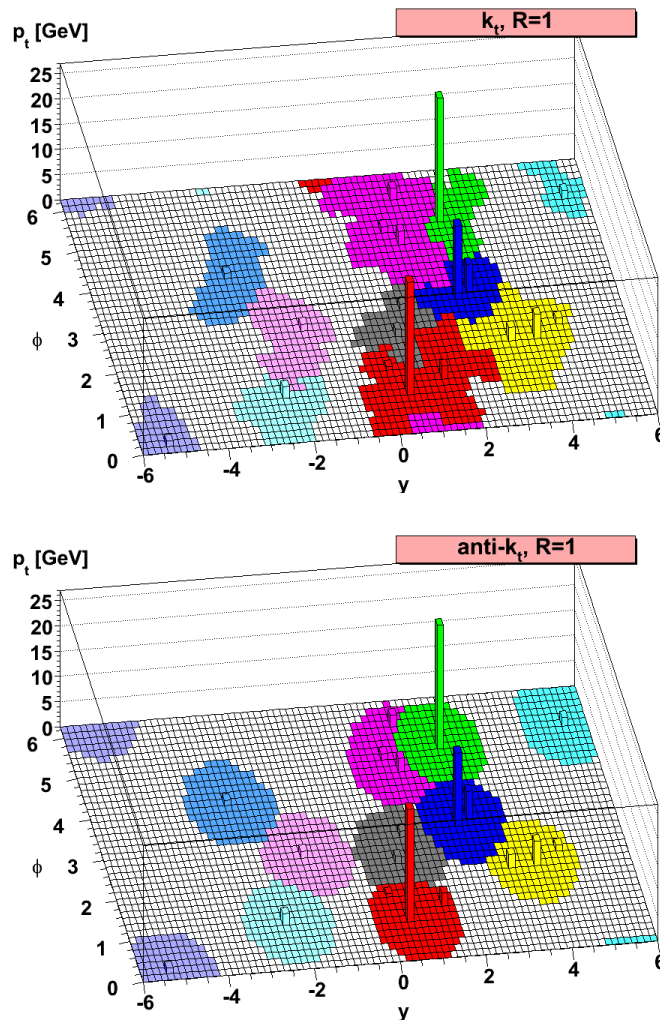
$$d_{iB} = k_{Ti}^{2p} \quad (5.2)$$

Dabei ist  $R$  ein Kegelradius, der die Größe des Jets bestimmt,  $k_T$  der transversale Impuls eines Inputobjekts,  $d_{iB}$  ist der Abstand zwischen dem Objekt  $i$  und dem Protonenstrahl  $B$ ,  $d_{ij}$  ist der Abstand zwischen zwei Objekten und  $p$  ist ein Parameter, der für den  $K_T$ -Algorithmus 1 entspricht. Um Jets zu finden, wird das Minimum  $d_{min}$  aller Abstände  $d_{ij}$  und  $d_{iB}$  bestimmt. Falls  $d_{min}$  unter den Abständen  $d_{ij}$  ist, werden  $i$  und  $j$  zu einem neuen Objekt durch Summation ihrer Viererimpulse kombiniert. Ist der minimale Abstand  $d_{min}$  unter den  $d_{iB}$  Abständen, wird das Objekt  $i$  als Jet interpretiert und von der Liste der Objekte entfernt. Die Prozedur wird wiederholt, bis keine Objekte übriggeblieben sind.

Für den Exponenten  $p = 1$  erhält man den inklusiven  $K_T$ -Algorithmus. Der  $K_T$ -Algorithmus ist infrarot und kollinear sicher, d.h. das Auftreten niederenergetischer zusätzlicher Energieeinträge beeinflusst den Algorithmus nicht (infrarot sicher) und der Algorithmus erkennt Zerfallsprodukte, die zu demselben Jet gehören, obwohl diese soweit auseinanderliegen, dass sie im Kalorimeter zwei disjunkte Einträge hinterlassen (kollinear sicher).

Des Weiteren erhält man für  $p = 0$  den sogenannten Cambridge/Aachen-Algorithmus (C/A) und für  $p = -1$  den Anti $K_T$ -Algorithmus [41]. Der Anti $K_T$ -Algorithmus ist der Standardalgorithmus zur Rekonstruktion von Jets am ATLAS-Experiment. Im Gegensatz zum  $K_T$ -Algorithmus kombiniert der Anti $K_T$ -Algorithmus zuerst Objekte mit hohem  $p_T$  miteinander. Als Resultat erhält man regelmäßigeren Jets im Vergleich zu den anderen beiden Algorithmen, die weitgehend kegelförmig sind (siehe Abb. 5.1). Beim Anti $K_T$ -Algorithmus beeinflussen nur die Objekte mit hohem transversalem Impuls die Form des Jets und der Einfluss von Objekten mit niedrigem  $p_T$  auf die Form wird verhindert.

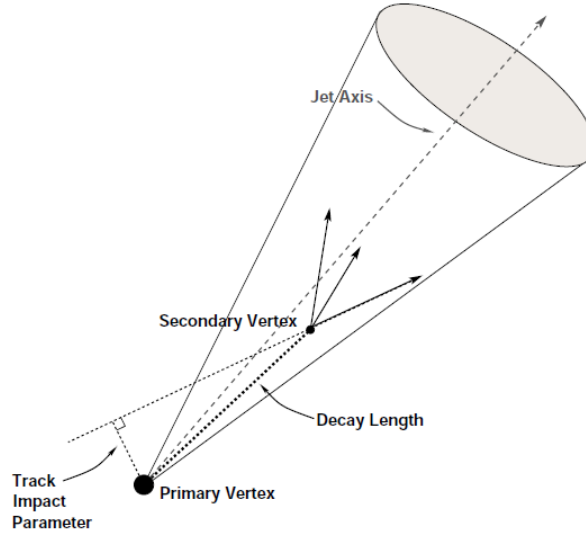
Da in dieser Arbeit nur Ergebnisse des Anti $K_T$ -Algorithmus verwendet werden, wird hier nicht näher auf die Klasse der Kegelalgorithmen eingegangen.



**Abbildung 5.1:** Form der Jets mit dem  $K_T$ -Algorithmus (oben) und dem  $\text{Anti}K_T$ -Algorithmus (unten) in der  $\eta - \phi$ -Ebene. Die einzelnen farbigen Bereiche bezeichnen jeweils einen Jet. [41]

### 5.2.2 Identifikation von b-Jets

Zur Identifikation von Jets, die von einem b-Quark stammen, wird in dieser Masterarbeit der SV0 b-Tagging-Algorithmus verwendet [10] [42]. Der SV0-Tagger basiert auf einer Lebensdauerermessung, die durch die Rekonstruktion von Sekundärvertizes innerhalb eines Jets, die von den Zerfallsprodukten eines b-Quarks gebildet werden, vollzogen wird. Die Suche nach Sekundärvertizes beginnt mit dem Bilden von Spurpaaren (im Kalorimeter), die einen Vertex bilden, wobei nur Spuren verwendet werden, die eine signifikante Entfernung zum Primärvertex besitzen. Dabei muss gelten [10]:  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} > 2$ , wobei  $L_{3D} = \|\vec{X}_{pv} - \vec{x}_t\|$  der dreidimensionale Abstand zwischen dem Primärvertex und dem Punkt des kleinsten Abstands zwischen der Spur und dem Vertex ist und  $\sigma_{L_{3D}}$  dessen Unsicherheit. Spurpaare, die vom Zerfall eines  $K_s^0$  Mesons oder  $\Lambda^0$  Baryons stammen oder durch Photonkonversion ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) entstehen, werden nicht verwendet [42]. Alle restlichen Spuren, die einen Vertex bestehend aus zwei Spuren bilden, werden zu einem einzigen Sekundärvertex zusammenge-



**Abbildung 5.2:** Darstellung eines SV0-tagged Jets. Ein Sekundärvertex mit einer signifikanten Zerfallslänge ist ein Zeichen für die Präsenz eines langlebigen Teilchens im Jet.[42]

fasst. Anschließend wird ein Fit an den Sekundärvertex durchgeführt, wobei man iterativ die Spuren mit dem höchsten Beitrag zur  $\chi^2$ -Anpassung entfernt, bis man ein akzeptables  $\chi^2$  erhält. Abbildung 5.2 zeigt die Skizze eines SV0-tagged Jets. Zur Durchführung des SV0 b-Taggers, d.h. zur Entscheidung, ob es sich bei einem Jet um einen b-Jet handelt, setzt man einen Schnitt auf  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}}$ .

### 5.3 Fehlende transversale Energie

Fehlende Energie an Hadronenbeschleunigern (verursacht durch Neutrinos) kann nur in der transversalen Ebene gemessen werden, da ein unbekannter Teil des longitudinalen Impulses des einlaufenden Protons auf Kollisionsreste fällt, die den Detektor außerhalb der Akzeptanzregion nach der harten Streuung verlassen. Die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie ( $E_T^{miss}$ , MET) in ATLAS basiert hauptsächlich auf den Energiedepositionen im Kalorimetersystem und Myonspuren, die im Myonenspektrometer rekonstruiert wurden [43] [10]. Die zwei Komponenten von  $E_T^{miss}$  werden berechnet mittels

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,calo} + E_{x(y)}^{miss,\mu}. \quad (5.3)$$

Der Betrag von  $E_T^{miss}$  und dessen azimuthal Winkel ( $\phi_{E_T^{miss}}$ ) werden dann durch

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2}, \quad \phi_{E_T^{miss}} = \arctan(E_y^{miss}/E_x^{miss}) \quad (5.4)$$

bestimmt.

# Kapitel 6

## Verwendete Datensätze

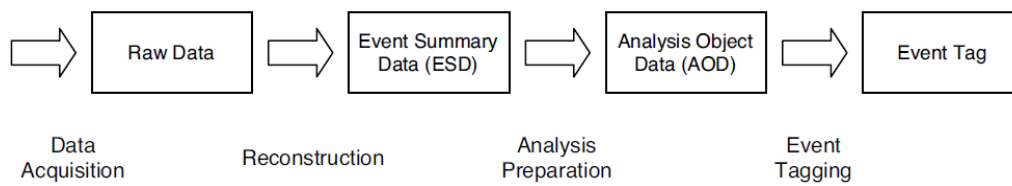
In dieser Masterarbeit werden Proton-Proton-Kollisionsdaten verwendet, die bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV in 2010 und 2011 aufgezeichnet wurden. Dieses Kapitel dient zur Beschreibung der Daten und deren Format.

### 6.1 Das ATLAS Datenmodell

Löst ein Ereignis bei der Proton-Proton-Kollision die Triggerselektion aus, wird es gespeichert und für weitere Bearbeitungen benutzt. Die offline Ereignisrekonstruktion ist in ATLAS in das Software-Framework ATHENA implementiert, welches die Daten nach der vom Trigger ausgelösten Speicherung bearbeitet, wobei die erste Stufe die Rohdaten (raw data) bilden, die von den verschiedenen Subdetektoren aufgezeichnet wurden (Energie-deposition und Treffer) und diese nach mehreren Schritten als Satz von Elektron-, Myon-, Photon- usw. Kandidaten (Objekte mit zugehörigem Viererimpuls) interpretiert. Auf einige Rekonstruktionsalgorithmen ist in Kapitel 5 eingegangen worden.

Bei der Bearbeitung der Daten werden mehrere Datentypen, die den verschiedenen Stationen der Rekonstruktion entsprechen, produziert. Folgende Datentypen werden dabei erzeugt [33]:

- Byte-Stream Daten sind persistente Darstellungen der Ereignisdaten, die vom Triggersystem stammen.
- Raw Data Object Daten (RDO) sind C++ Objektrepräsentationen der Informationen der “Byte-Stream” Daten. Die Größe der RDOs beträgt ungefähr 1,6 MB pro Ereignis.
- Event Summary Data (ESD) beinhalten die detaillierte Ausgabe der Rekonstruktion, d.h. sie enthalten detaillierte Detektorinformationen über die rekonstruierten Objekte, die die Teilchenkandidaten repräsentieren. Als Input für die Objektrekonstruktion werden die RDO Daten benutzt. Auf ESD-Level beträgt die Speichergröße 500 kB pro Ereignis.
- Die Analysis Object Data (AOD) wird mit Hilfe der Informationen der ESDs hergestellt. Sie beinhalten eine Zusammenfassung der rekonstruierten Ereignisse und



**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung des ATLAS Datenflusses [33].

besitzen Informationen, die für die meisten physikalischen Analysen ausreichen. Die Größe der AODs beträgt 100 kB pro Ereignis.

Aus den AODs werden die dAODs (derived AODs auch DPDs Derived Physics Data genannt) erzeugt. Die dAODs können von den verschiedenen ATLAS Analysegruppen hergestellt werden, um den Anforderungen der jeweiligen Analyse zu genügen. Ein Schritt zur schnellen Auswahl von benötigten Ereignissen ist die TAG-Datenbank, in der nur noch die charakteristischen Details der physikalischen Objekte enthalten sind.

## 6.2 Top dAODs und D3PDs

Die dAODs sind Datenformate mit verringerter Speichergröße, die aus den AODs produziert werden [44]. Das Datenvolumen wurde dabei hauptsächlich durch Ereignisfilterung (skimming) verringert. AODs besitzen eine Baumstruktur, in dieser sind die Daten der verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen in Containern gespeichert. Die Container enthalten C++ Objekte der rekonstruierten Daten. Diese Objekte repräsentieren Elektronen, Jets, rekonstruierte Spuren usw. und enthalten alle Informationen und Parameter, die für die physikalische Analyse von Bedeutung sind (z.B. Pseudorapidität  $\eta$ , transversaler Impuls  $p_T$ ). Alle Container der AODs werden auch in die dAODs transferiert. Die ATLAS Top-Quark-Gruppe produzierte sowohl 2011 als auch 2010 dAODs mittels verschiedener Ereignisfilter [45]. Die Filter von 2010 unterscheiden sich sowohl in der Anzahl als auch in einigen Selektionspunkten von den Ereignisfiltern, die 2011 benutzt werden. Der einzige Filter, der für die in dieser Masterarbeit verwendeten Daten von Bedeutung ist, ist der MuonEvent Ereignisfilter. Dieser selektiert Ereignisse, die mindestens ein Staco oder Muon Myon (siehe Kapitel 5.1) enthalten, das einen transversalen Impuls von  $p_T > 15$  GeV hat. Dies gilt sowohl für 2010, als auch für 2011 Daten. Der Output der verschiedenen Ereignisfilter wird in Streams gespeichert. Für die Daten von 2011 existieren drei verschiedene Streams, genannt ElectronStream, MuonStream und JetStream. Für 2010 Daten existieren zusätzlich noch der QCDJetStream und der QCDLeptonJetStream. Die Ereignisfilter und ihre zugehörigen Streams sind ausführlich in [45] und [46] dokumentiert.

Der nächste Schritt zur Reduktion der Datengröße ist die Produktion von Datensätzen aus den verschiedenen Streams der dAODs mittels des objektorientierten Softwarepakets ROOT [47] [44]. Die so gewonnenen Datensätze werden D3PDs genannt. Die D3PDs sind gewöhnliche ROOT-Files. Diese sind flache N-Tupel, d.h. für jede Objekteigenschaft existiert eine gesonderte Variable im N-Tupel, z.B. Myon  $p_T$  oder Myon  $\eta$ . Die Eigenschaften

einer rekonstruierten Objektkollektion (wie z.B. alle Myonen eines Ereignisses) werden alle als C++ `std::vector` Variablen gespeichert. Alle `std::vector` Variablen einer zugehörigen Objektkollektion haben die gleiche Anordnung, so dass man den Index eines Vektors nutzen kann, um ein bestimmtes Objekt der Kollektion zu identifizieren.

Der Vorteil der D3PDs liegt nicht nur in der reduzierten Datengröße, sondern auch in der Möglichkeit diese außerhalb des ATHENA-Frameworks zu nutzen. So kann ROOT, dessen Handhabung einfacher ist als die der ATLAS Software, zur Analyse der D3PDs genutzt werden.

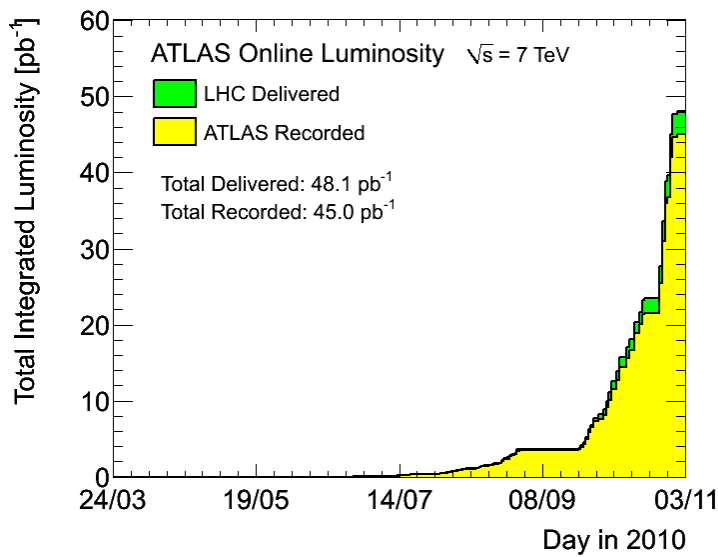
Die offiziellen, von der Arbeitsgruppe der Top-Quark-Physik produzierten D3PDs sind alle auf dem Grid (LHC Computing Grid LCG [48]) gespeichert. Das Grid besteht aus einer großen Anzahl von Rechenzentren, die überall auf der Welt verteilt in einem virtuellen Rechnernetzwerk zusammengeschlossen arbeiten. Ein Benutzer hat die Möglichkeit, rechenintensive Aufgaben an das Grid zu schicken, wo sie auf gerade freie Ressourcen der Gridrechner verteilt werden. ATHENA kann verwendet werden, um eine ROOT C++ Analyseaufgabe (job) mit Hilfe des Grids durchzuführen. Dabei können die auf dem Grid gespeicherten D3PDs als Input für die Analyse mit ROOT dienen, d.h. die Datenauswertung für den ATLAS-Detektor kann online ausgeführt werden. Dies ermöglicht eine Datenauswertung, ohne die riesigen Datenmengen des ATLAS-Detektors lokal zu speichern. Das Programm Ganga [49] wurde in dieser Arbeit zur Verwaltung der ROOT Analyseaufgaben auf dem Grid genutzt.

### 6.3 Datensatz von 2010

Die zur Analyse verwendeten Proton-Proton-Kollisionsdaten aus dem Jahr 2010 wurden bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV zwischen dem 6. August und dem 29. Oktober aufgenommen. Die Abbildung 6.2 zeigt die aufgezeichnete integrierte Luminosität pro Tag für das Jahr 2010. Die Datennahme bei ATLAS ist in Perioden aufgeteilt, in denen die Triggerbedingungen stabil blieben. Die Perioden werden mit A bis I bezeichnet. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten entsprechen den Datennahmepersonen E4 bis I2. Detaillierte Informationen zu den einzelnen Perioden, wie z.B. integrierte Luminosität, maximale Anzahl der kollidierenden Protonpakete im LHC, der zeitliche Abstand zwischen den Paketen oder die Triggereinstellungen, sind z.B. in [50] zu finden. Eine Periode besteht in der Regel aus mehreren Durchläufen (runs), wobei ein Durchlauf nach der Injektion der Protonenpakete und bei einem stabilen Protonenstrahl beginnt und bis zur Entnahme der Pakete und anschließenden Injektion neuer Pakete andauert.

Treten bei der Datennahme Probleme mit der Hardware des Detektors oder der Rekonstruktionssoftware auf, kann es zur Aufzeichnung und Rekonstruktion von unphysikalischen Objekten kommen [44]. Um diese Ereignisse zu entfernen wird eine Good Run List benutzt (GRL). Segmente der Daten, die Luminositätsblöcke (luminosity blocks) genannt werden, werden nur dann zur Analyse herangezogen, wenn sie in der GRL aufgenommen sind. Verwendet man die offizielle GRL der ATLAS Top-Quark-Gruppe für die Perioden E4 bis I2





**Abbildung 6.2:** Kumulative Luminosität pro Tag im Jahr 2010 bei einer Proton-Proton-Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV. [53].

[51] erhält man einen Datensatz mit folgender integrierter Luminosität

$$L_{int} = 35\text{pb}^{-1} \pm 3,4\%. \quad (6.1)$$

Die Unsicherheit der Luminosität wurde in [52] bestimmt.

Zur Analyse werden die offiziellen D3PDs, die von der ATLAS Arbeitsgruppe der Top-Quark-Physik produziert wurden, verwendet. Dabei wird nur der MyonStream benötigt. Eine Liste aller verwendeten D3PDs ist dem Anhang A beigefügt.

## 6.4 Datensatz von 2011

Der Datensatz aus dem Jahr 2011 wurde (bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV) zwischen dem 21. März und 29. April aufgezeichnet. Die Daten stammen aus den Datennahmeperioden B-D. Verwendet man die offizielle Good Run List [54], die von der Arbeitsgruppe der Top-Quark-Physik bereitgestellt wird, so erhält man einen Datensatz mit einer integrierten Luminosität von:

$$L_{int} = 163,4\text{pb}^{-1} \pm 4,5\% \quad (6.2)$$

Die Unsicherheit der Luminosität wurde in [26] bestimmt. Eine Liste aller verwendeten 2011 D3PDs ist dem Anhang B beigefügt.

# Kapitel 7

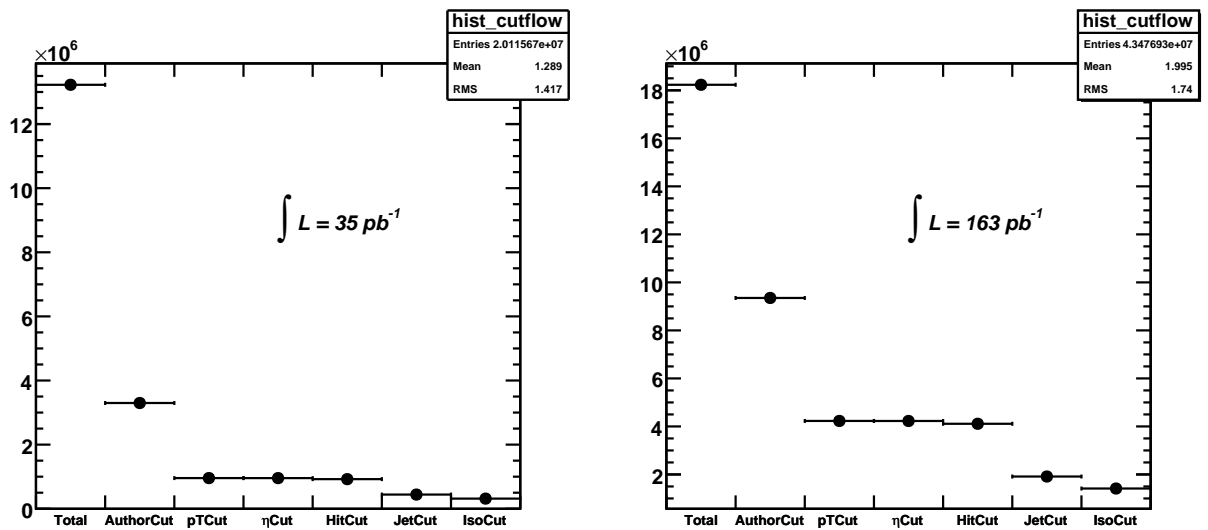
## Objektselektionen

In diesem Kapitel werden die Selektionskriterien der in der Analyse verwendeten Myon- und Jetkandidaten und der fehlenden transversalen Energie beschrieben. Die Objektselektionen entsprechen den allgemeinen Objektdefinitionen der ATLAS Arbeitsgruppe der Top-Quark-Physik [55]. Dieselben Objektdefinitionen werden z.B. auch zur Untersuchung von dimyonischen  $t\bar{t}$  Ereignissen verwendet (siehe z.B [26]).

### Myonen

Für die Analyse werden Myonen der Muon-Rekonstruktionsfamilie verwendet. Zusätzlich werden folgende Schnitte gesetzt:

- Das Myon muss ein Combined-Myon sein. (D3PD Name: `mu_isCombinedMuon==1` oder `mu_author==12`)
- Das Myon muss einen Transversalimpuls von  $p_T > 20$  GeV und eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,5$  haben (D3PD Name: `mu_pt`, `mu_eta`). Wegen der hohen Masse des Top-Quarks haben dessen Zerfallsprodukte einen hohen transversalen Impuls und niedriges  $\eta$  im Vergleich zu den meisten Myonen, die durch Untergrundprozesse entstehen.
- Es werden die Empfehlungen der Muon Combined Performance Gruppe für die Qualität der Spur des Myons im Inneren Detektor verwendet. Genauere Informationen erhält man in [56]. Angegeben werden hier nur die Schnitte auf die Variablen in den D3PDs:
  - `(mu_expectBLayerHit! = 1) || (mu_nBLHits > 0)`
  - `(mu_nSCTHits + mu_nPixelDeadSensors) > 1`
  - `(mu_nSCTHits + mu_nSCTDeadSensors) ≥ 6`
  - `(mu_nPixHoles + mu_nSCTHoles) < 2`
  - Für  $n = (\text{mu\_nTRTHits} + \text{mu\_nTRTOutliers})$  muss gelten:
    - \* Für  $|\eta| < 1,9$ :  $n > 5$  und  $\text{mu\_nTRTOutliers}/n < 0,9$
    - \* Für  $|\eta| \geq 1,9$ : Falls  $n > 5$  dann muss  $\text{mu\_nTRTOutliers}/n < 0,9$  gelten



**Abbildung 7.1:** Myonselektions-Cutflow für 2010 (links) und 2011 (rechts) Daten für die beschriebenen Schnitte. “Total” bezeichnet dabei alle Myonen der Muon-Kollektion in Ereignissen mit mindestens einem Muon-Myon mit  $p_T > 15 \text{ GeV}$ .

- Um den Untergrund durch Myonen, die von Jets stammen, zu verringern, wird verlangt, dass Myonen einen Abstand von  $\Delta R > 0,4$  von einem Jet (siehe unten) mit einem  $p_T$  von mindestens 20 GeV haben.
- Isolationsschnitt: Die Deposition der transversalen Energie im Kalorimeter wird in einem Kegel mit Radius  $R = 0,3$  im  $\eta$ - $\phi$ -Raum (isolation cone) um die Energiedeposition, die dem Myon zugeordnet wird, summiert und die dem Myon zugeordnete transversale Energie wird von der Energiesumme subtrahiert. Die dem Myon zugeordnete transversale Energiedeposition im Kalorimeter ist dabei durch einen kleineren, inneren Kegel definiert (measurement cone) [57]. Diese Energiedifferenz, auch Isolationenergie genannt, muss kleiner als 4 GeV sein. ( $\text{mu\_etcone30} < 4 \text{ GeV}$ )  
Die analoge Differenz der Summe der transversalen Impulse aller Spuren in einem Kegel mit  $R = 0,3$  und des transversalen Impulses der Myonspur muss kleiner als 4 GeV sein. ( $\text{mu\_ptcone30} < 4 \text{ GeV}$ )  
Myonen, die innerhalb eines Jets entstehen, tendieren dazu, den Isolationsschnitt nicht zu passieren [57] (Siehe auch Kapitel 9). D.h der Isolationsschnitt unterdrückt den Anteil der Myonen, die von einem Jet stammen.

## Jets

Es werden Jets verwendet, die vom Anti $K_T$ -Algorithmus mit einem Radius von  $R = 0,4$  rekonstruiert wurden. Als Input für den Algorithmus werden topologische Cluster verwendet, die zur elektromagnetischen Skala rekonstruiert wurden. Die Jets wurden anschließend mit Monte-Carlo-gestützten Jetenergieskalierungsfaktoren, die von dem transversalen Jetimpuls  $p_T$  und der Pseudorapidität  $\eta$  abhängen, kalibriert (D3PD Name 2010:

`jet_cor_AntiKt4TopoEMJets`, D3PD Name 2011: `jet`).

Falls der Jet, der am nächsten an ein selektiertes Elektron (Elektronselektion siehe [55]) liegende Jet im  $\eta$ - $\phi$ -Raum ist und der Abstand  $\Delta R$  zwischen dem Elektron und dem Jet kleiner als 0,2 ist, dann wird der Jet aus der Selektion genommen.

Schließlich werden nur Jets mit  $p_T > 20$  GeV und  $|\eta| < 2,5$  selektiert.

Ein selektierter Jet wird als b-tagged bezeichnet, falls gemäß dem SV0 b-Tagging-Algorithmus  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} > 5,85$  gilt (`jet_flavor_weight_SV0` > 5,85). Der Schnitt besitzt eine b-Tagging-Effizienz von 50% [55].

## Fehlende transversale Energie

Für die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie werden Elektronen, Myonen, Jets mit niedrigem (soft Jets) und Jets mit hohem  $p_T$  (hard Jets) verwendet, wobei die Definition dieser Objekte den Objektdefinitionen der ATLAS Arbeitsgruppe der Top-Quark-Physik entspricht. Topologische Cluster des Kalorimeters (elektromagnetische Skala), die nicht mit einem der obigen Objekte assoziiert werden, werden ebenso zur Berechnung von  $E_T^{miss}$  herangezogen. (D3PD Name 2011: `MET_RefFinal_em_tight`) [58]

Für 2010 Daten werden zusätzlich Taus und Photonen (mit  $p_T > 10$  GeV) zur Berechnung der fehlenden transversalen Energie herangezogen.

(D3PD Name 2010: `MET_RefFinal_ewtm`) [59]

## Kapitel 8

# Matrix Methode für dileptonische Top-Quark-Signaturen

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten muss der Anteil von Signal- und Untergrundereignissen in den selektierten Ereignissen bekannt sein. Die Matrix Methode ([60], [61], [62]) kann benutzt werden, um den Bruchteil der Ereignisse im dileptonischen  $t\bar{t}$ -Endzustand zu bestimmen, der ein oder zwei Fake-Leptonen enthält, die die vollständige Selektion (siehe Kapitel 7) passiert haben (auch Isolationsschnitt). Ein Eingangsparameter für die Matrix Methode ist die Fake-Effizienz. Diese wird mittels einer Kontrollregion bestimmt. Diese Kontrollregion enthält lediglich Ereignisse mit einem Lepton und ist mit Fake-Leptonen angereichert. Die Fake-Kontrollregion wird in einem Kollisionsdatensatz definiert, d.h. die Matrix Methode ist datengestützt und unabhängig von Monte-Carlo-Daten. Der Fake-Untergrund für einen dileptonischen  $t\bar{t}$ -Endzustand kann ebenfalls mittels der Matrix Methode bestimmt werden.

### 8.1 Übersicht über die Matrix Methode

Ziel der Matrix Methode ist es, die Anzahl der Ereignisse in der Signalregion zu bestimmen, die ein oder zwei Fake-Leptonen enthalten. Für die Matrix Methode definiert man zwei Selektionskriterien, eine strenge, im Folgenden Tight genannt und ein Preselektionskriterium Loose. Die Tight-Selektion ist dabei immer identisch zur Signalselektion. Anschließend werden die Wahrscheinlichkeiten  $r$  (Real-Effizienz) und  $f$  (Fake-Effizienz), dass ein echtes (Real) oder vorgetäushtes (Fake) Loose-Lepton die Tight-Selektionskriterien passiert, ermittelt. Dies wird mit Hilfe von Kontrollregionen erreicht, die hauptsächlich Ereignisse mit Real- bzw. Fake-Leptonen enthalten. Die Kontrollregion für Real-Leptonen ist dabei mit Z-Boson-Ereignissen angereichert. Die Kontrollregion für Fake-Leptonen erhält man, indem man durch kinematische Schnitte den Anteil an Ereignissen mit Leptonen, die vom Zerfall eines W-Bosons stammen, unterdrückt (siehe Kapitel 9.3).

Die Loose- und Tight-Selektionskriterien werden außerdem verwendet, um die Anzahl der Ereignisse in der Signalregion mit keinem, einem oder zwei Loose und mit keinem, einem oder zwei Tight-Leptonen zu bestimmen ( $N_{LL}, N_{LT}$  bzw.  $N_{TT}, N_{TL}$ ). Mittels  $r$  und

$f$  können anschließend lineare Gleichungen aufgestellt werden, die die beobachteten Loose- und Tight-Ereignisse in der Signalregion mit der entsprechenden Anzahl der Ereignisse in Verbindung bringen, die null, ein oder zwei Real- und die null, ein oder zwei Fake-Leptonen enthalten ( $N_{RR}, N_{RF}$  bzw.  $N_{FF}, N_{FR}$ ). Die linearen Gleichungen bilden folgende Matrix

$$\begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} N_{RR}^l \\ N_{RF}^l \\ N_{FR}^l \\ N_{FF}^l \end{bmatrix} \quad (8.1)$$

$$M = \begin{bmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix}. \quad (8.2)$$

Dabei sind  $N_{TL}$ ,  $N_{LT}$  und  $N_{LL}$  Ereignisse mit einem bzw. zwei Loose-Leptonen, die gleichzeitig die Tight-Selektionskriterien nicht passiert haben. Die Indizes 1 und 2 kennzeichnen zu welchem der beiden Leptonen der jeweilige Wert der Real-(Fake-)Effizienz gehört.

Der hochgestellte Index  $l$  deutet darauf hin, dass die Ereignisse in der Loose-Selektionsbasis definiert sind. Um in die Tight-Selektionsbasis umzurechnen, die gleichzeitig die Selektion für die Signalregion vorgibt, verwendet man die folgende Definitionen von  $f$  und  $r$

$$r = \frac{N_R^t}{N_R^l}, \quad f = \frac{N_F^t}{N_F^l}. \quad (8.3)$$

$N_R^l$  ( $N_F^l$ ) ist dabei die Anzahl der Loose-Myonen und  $N_R^t$  ( $N_F^t$ ) ist die Anzahl der Tight-Myonen in der Real(Fake)-Kontrollregion. Um nun die Anzahl der Ereignisse mit Real- und Fake-Leptonen zu erhalten, muss die Matrix 8.2 invertiert werden

$$\begin{bmatrix} N_{RR}^l \\ N_{RF}^l \\ N_{FR}^l \\ N_{FF}^l \end{bmatrix} = M^{-1} \begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} \quad (8.4)$$

$$M^{-1} = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)} \begin{bmatrix} (1-f_1)(1-f_2) & (f_1-1)f_2 & f_1(f_2-1) & f_1f_2 \\ (f_1-1)(1-r_2) & (1-f_1)r_2 & f_1(1-r_2) & -f_1r_2 \\ (r_1-1)(1-f_2) & (1-r_1)f_2 & r_1(1-f_2) & -r_1f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (r_1-1)r_2 & r_1(r_2-1) & r_1r_2 \end{bmatrix}. \quad (8.5)$$

Die gesuchte Anzahl der Fake-Ereignisse ist die Summe der Ereignisse, die mindestens ein Fake-Lepton enthalten. In der Tight-Basis erhält man somit

$$N_f = N_{RF}^t + N_{FR}^t + N_{FF}^t. \quad (8.6)$$

Verwendet man nun die Gleichungen in 8.3 um von der Loose- in die Tight-Basis umzu-

rechnen und die linearen Gleichungen in 8.4, so erhält man für die gesuchte Anzahl der Fake-Ereignisse

$$\begin{aligned}
N_f &= r_1 f_2 N_{RF}^{ll} + f_1 r_2 N_{FR}^{ll} + f_1 f_2 N_{FF}^{ll} \\
&= \alpha r_1 f_2 [(f_1 - 1)(1 - r_2) N_{TT} + (1 - f_1) r_2 N_{TL} + f_1 (1 - r_2) N_{LT} - f_1 r_2 N_{LL}] \\
&\quad + \alpha f_1 r_2 [(r_1 - 1)(1 - f_2) N_{TT} + (1 - r_1) f_2 N_{TL} + r_1 (1 - f_2) N_{LT} - r_1 f_2 N_{LL}] \\
&\quad + \alpha f_1 f_2 [(1 - r_1)(1 - r_2) N_{TT} + (r_1 - 1) r_2 N_{TL} + r_1 (r_2 - 1) N_{LT} - r_1 r_2 N_{LL}]
\end{aligned} \tag{8.7}$$

Dabei ist  $\alpha$  gegeben durch

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)}. \tag{8.8}$$

Die Matrix Methode behandelt explizit auch Ereignisse mit zwei Fake-Myonen, die sich durch hadronisch zerfallende  $t\bar{t}$ -Ereignisse, bei denen beide Jets jeweils ein Myonen imitieren, ergeben. W+Jets Ereignisse mit einem Fake-Myon tragen nur zu  $N_{RF}$  und  $N_{FR}$  bei.

## 8.2 Loose und Tight Definitionen für Myonen

Wie bereits in Kapitel 8.1 erwähnt entspricht die Tight-Selektion den Selektionskriterien, die auch in der Signalregion verwendet werden. Diese Selektionsschnitte sind in Kapitel 7 beschrieben worden. Die Loose-Selektion für Myonen unterscheidet sich von der Tight-Selektion nur durch das Fehlen des Isolationsschnitts ( $\text{etcone30} < 4$  GeV und  $\text{ptcone30} < 4$  GeV). Damit ist die Fake(Real)-Effizienz für Myonen nichts anderes als die Isolationseffizienz eines Myons in der Fake(Real)-Kontrollregion. Tabelle 8.1 zeigt eine Übersicht über die Selektionskriterien für Loose- und Tight-Myonen.

In der Literatur wird  $f(r)$  auch loose-to-tight-Effizienz für Fake(Real)-Myonen genannt. Auch der Begriff Fake-Rate (fake rate) ist gebräuchlich. Diese Bezeichnung ist jedoch irreführend, da die Fake-Rate üblicherweise mit Hilfe aller rekonstruierten Myonen berechnet wird, deshalb wird hier die Bezeichnung Fake(Real)-Effizienz zur Benennung von  $f(r)$  gebraucht.

Schnitt	Loose-Myon	Tight-Myon
Combined-Myon	✓	✓
$p_T > 20$ GeV	✓	✓
$ \eta  < 2,5$	✓	✓
Anforderung an Spurqualität im Inneren Detektor	✓	✓
$\Delta R(\mu, Jet) > 0,4$ (Jet $p_T > 20$ GeV)	✓	✓
Isolationsschnitt		✓

**Tabelle 8.1:** Übersicht über die Definition der Loose- und Tight-Myonen. Details zu den einzelnen Schnitten sind in Kapitel 7 zusammengefasst.

# Kapitel 9

## Real- und Fake-Effizienzen für Myonen

Die präzise Messung der Real- und Fake-Effizienzen ist entscheidend, um die genaue Anzahl der gesuchten Fake-Ereignisse mittels der Matrix Methode zu erhalten. Dabei liegt der dominierende systematische Fehler bei der Bestimmung der Fake-Effizienz.

Die Real- und Fake-Effizienzen werden mittels Kontrollregionen bestimmt, die in demselben Datensatz definiert werden, in dem die Matrix-Methode angewandt wird.

### 9.1 Statistische Unsicherheit der Effizienz

Die Bestimmung des statistischen Fehlers der Effizienzen  $f$  und  $r$  basiert auf [63]. In der üblichen Herangehensweise zur Bestimmung der statistischen Unsicherheit der Effizienz eines Schnitts behandelt man die Anzahl der Ereignisse, die den Schnitt passieren (hier  $N_R^t$  bzw.  $N_F^t$ , siehe Kapitel 8.1), als binomialverteilte Variable, d.h. man findet  $N_F^t$  ( $N_R^t$ ) Treffer bei  $N_F^l$  ( $N_R^l$ ) unabhängigen Versuchen. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit für einen Treffer bei jedem Versuch die Effizienz  $f$  ( $r$ ). Man erhält die Wahrscheinlichkeit  $N_F^t$  ( $N_R^t$ ) Ereignisse zu erhalten aus

$$P(N_F^t; N_F^l, f) = \frac{N_F^l!}{N_F^t!(N_F^l - N_F^t)!} f^{N_F^t} (1 - f)^{N_F^l - N_F^t}. \quad (9.1)$$

Analoges gilt für  $N_R^t$ . Im folgenden wird sich nur noch auf  $f$  bezogen.  $N_F^t$  ist dabei die Zufallsvariable und  $N_F^l$  und  $f$  sind Parameter. Man setzt  $N_F^l$  als bekannt voraus und das Ziel ist  $f$  zu erhalten.

Die Log-Likelihood-Funktion für den unbekannt Parameter  $f$  ist

$$\ln(L(f)) = N_F^t \ln(f) + (N_F^l - N_F^t) \ln(1 - f) + C. \quad (9.2)$$

$C$  repräsentiert dabei Terme, die unabhängig von  $f$  sind und deshalb weggelassen werden



können. Setzt man nun die Ableitung von  $\ln(L(f))$  gleich null so erhält man

$$\hat{f} = \frac{N_F^t}{N_F^l}. \quad (9.3)$$

Dabei ist  $\hat{f}$  der Schätzer für den wahren Wert von  $f$ .

Die Varianz der binomialverteilten Anzahl  $N_F^t$  ist

$$V[N_F^t] = N_F^l f(1 - f). \quad (9.4)$$

Damit ist die Varianz für den Schätzer  $\hat{f}$  gegeben durch

$$V[\hat{f}] = V\left[\frac{N_F^t}{N_F^l}\right] = \frac{1}{N_F^l} V[N_F^t] = \frac{f(1 - f)}{N_F^l}. \quad (9.5)$$

Um dies nun numerisch bestimmen zu können benötigt man den Schätzwert der Varianz von  $\hat{f}$

$$\hat{V}[\hat{f}] = \frac{\hat{f}(1 - \hat{f})}{N_F^l} = \frac{N_F^t(1 - N_F^t/N_F^l)}{(N_F^l)^2}. \quad (9.6)$$

Die Standardabweichung ist dann einfach die Wurzel aus Gleichung 9.6

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{\hat{f}(1 - \hat{f})}{N_F^l}} = \sqrt{\frac{N_F^t(1 - N_F^t/N_F^l)}{N_F^l}}. \quad (9.7)$$

Bei der Parametrisierung der Effizienz  $f$  wird die Gleichung 9.7 für jedes einzelne Bin als statistischer Fehler verwendet, wobei die Zahlen  $N_F^l$  und  $N_F^t$  für jedes Bin bestimmt werden müssen.

Bei der Bestimmung des statistischen Fehlers nach Formel 9.7 können folgende Probleme auftreten: Man erhält eine Unsicherheit mit dem Wert 0 für die Fälle, dass  $N_F^t = 0$  und  $N_F^l = N_F^t$ , unabhängig von den eigentlichen Werten von  $N_F^l$ . D.h., dass falls man nur ein Loose-Myon (z.B. in einem Bin einer bestimmten Parametrisierung) hat ( $N_F^l = 1$ ), welches den Isolationsschnitt passiert, man das gleiche Ergebnis (statistischer Fehler = 0) wie z.B. für  $N_F^l = N_F^t = 1000$  erhält, wobei zu erwarten ist, dass für den letzteren Fall das Ergebnis für die Effizienz präziser ist. Für diese speziellen Fälle wird ein Bayes'scher Ansatz herangezogen, der z.B. in [63] oder ausführlich in [64] beschrieben wird. Hierbei geht man von einer Binomialverteilung  $P(f|N_F^t, N_F^l)$  mit einer gleichverteilten A-priori-Verteilung  $P(f|N_F^l)$  aus. Die Unsicherheiten werden mittels einem 68,3% Konfidenzintervall berechnet, indem man die folgende Gleichung nutzt:

$$\int_{\alpha}^{\beta} P(f|N_F^t, N_F^l) = 0,683 \quad (9.8)$$

Durch Minimierung des Intervalls  $[\alpha, \beta]$ , wobei die Gleichung 9.8 erfüllt sein muss, erhält man den gesuchten Fehler. Das Bestimmen des minimalen Intervalls ist jedoch nicht trivial. Durch die Funktion `TGraphAsymmErrors::BayesDivide()` [65] erhält man in ROOT den

statistischen Fehler nach dem Bayes'schem Ansatz. Treten die Fälle  $f = 0$  ( $r = 0$ ) oder  $f = 1$  ( $r = 1$ ) in der Analyse auf, wird auf diese Funktion zurückgegriffen und man erhält für diese Fälle einen asymmetrischen Fehler.

## 9.2 Real-Effizienzen für Myonen

Für die folgende Analyse wird der Datensatz mit der integrierten Luminosität von  $163 \text{ pb}^{-1}$  verwendet.

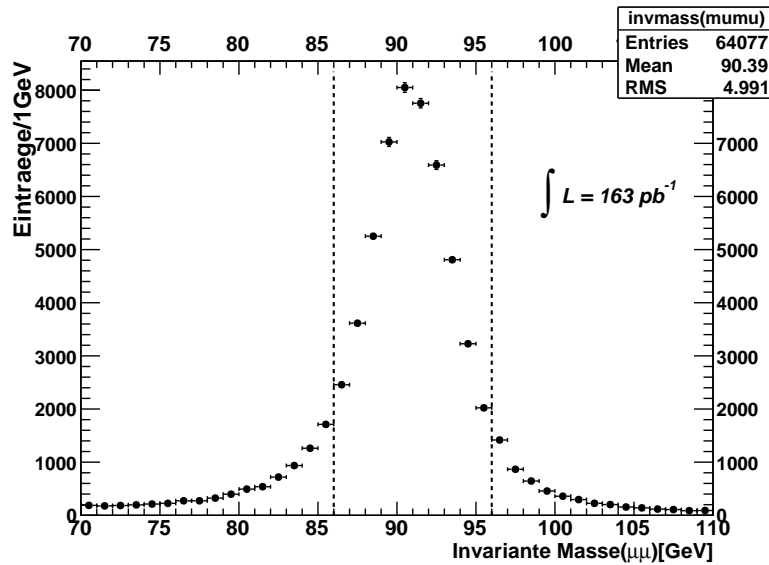
Um eine Kontrollregion für Real-Myonen zu erhalten, wählt man Ereignisse des  $163 \text{ pb}^{-1}$  Datensatzes, die einen Zerfall des Z-Bosons in zwei Myonen beinhalten. Der Zerfall des Z-Bosons in zwei Myonen liefert ein sehr klares Detektorsignal und besitzt einen relativ großen Wirkungsquerschnitt, deshalb kann das Z-Boson als sehr gute Quelle für Real-Myonen dienen, also für Myonen die nicht von Jets stammen. Hierfür wählt man Ereignisse, die ein Tight-Myon und ein Loose-Myon mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen enthalten. Dabei muss die invariante Masse (siehe Gleichung 2.7) der beiden Myonen im Bereich  $(86 - 96) \text{ GeV}$  liegen. Die Verteilung der invarianten Masse ist in Abbildung 9.1 abgebildet. Der statistische Fehler pro Bin wird dabei mittels  $\sqrt{N_i}$  bestimmt, wobei  $N_i$  die Anzahl der Einträge im Bin  $i$  ist.

Die Real-Effizienz wird anschließend mit der sogenannten Tag-and-Probe-Methode ermittelt. Hierzu wählt man ein Tight-Myon (tag), welches vom Z-Boson stammt, und überprüft, ob das zweite Myon (probe) vom Z-Boson, welches mindestens Loose sein muss, auch die Tight-Selektionsschnitte passiert, d.h. das Probe-Myon wird benutzt um die Effizienz  $r$  zu bestimmen. Liegen mehr als ein Myonpaar in einem Ereignis in einem invarianten Massenintervall von  $[86 \text{ GeV}, 96 \text{ GeV}]$ , so wählt man das Paar, dessen invariante Masse näher an der Masse des Z-Bosons liegt ( $M_Z \approx 91 \text{ GeV}$ ) für die Tag-and-Probe-Methode. Abbildung 9.2 zeigt die  $p_T$ - und  $\eta$ -Verteilung der Probe-Myonen.

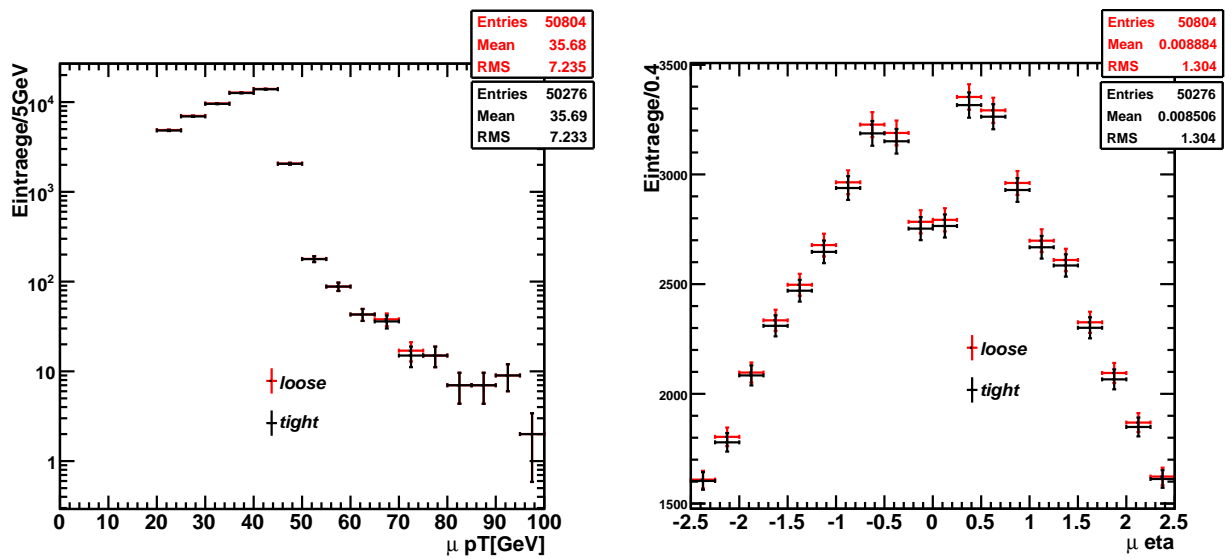
Um die Real-Effizienz als Funktion bestimmter Kontrollparameter zu erhalten, bestimmt man die Verteilung (Histogramm) der Parameter vor und nach dem Isolationsschnitt (Tight-Schnitt) des Loose-Myons. Die Effizienz als Funktion eines bestimmten Parameters erhält man anschließend, indem man das Histogramm vor dem Isolationsschnitt durch das Histogramm nach dem Schnitt Bin für Bin dividiert.

Die so ermittelte Real-Effizienz ist als Funktion von  $p_T$  des Probe-Myons,  $\eta$  des Probe-Myons, fehlender transversaler Energie und Anzahl Jets pro Ereignis in Abbildung 9.3 zu sehen. Da das Probe-Myon vom Z-Boson stammt, gibt es nur wenige Myonen mit  $p_T > 40 \text{ GeV}$  und somit ist der statistische Fehler der Real-Effizienz als Funktion des transversalen Impulses für hohe Werte ( $p_T > 40 \text{ GeV}$ ) groß. Auch Ereignisse mit vielen Jets (Anzahl Jets  $> 6$ ) und hoher fehlender transversaler Energie sind in der Kontrollregion in relativ geringer Anzahl vorhanden. Die Real-Effizienz zeigt in den Bereichen mit ausreichender Statistik keine Abhängigkeit von einer Kontrollvariable.

Tabelle 9.1 zeigt die Effizienzen für Verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche mit den entsprechenden statistischen Fehlern. Unabhängig vom betrachteten  $p_T$ - oder  $\eta$ -Bereich liegt die Effizienz zwischen 98% und 100%, d.h. die Real-Myonen passieren den Isolationsschnitt



**Abbildung 9.1:** Verteilung der invarianten Masse eines Loose- und eines Tight-Myons. Nur Ereignisse mit einer invarianten Masse zwischen 86 und 96 GeV werden in die Real-Kontrollregion für Myonen aufgenommen.

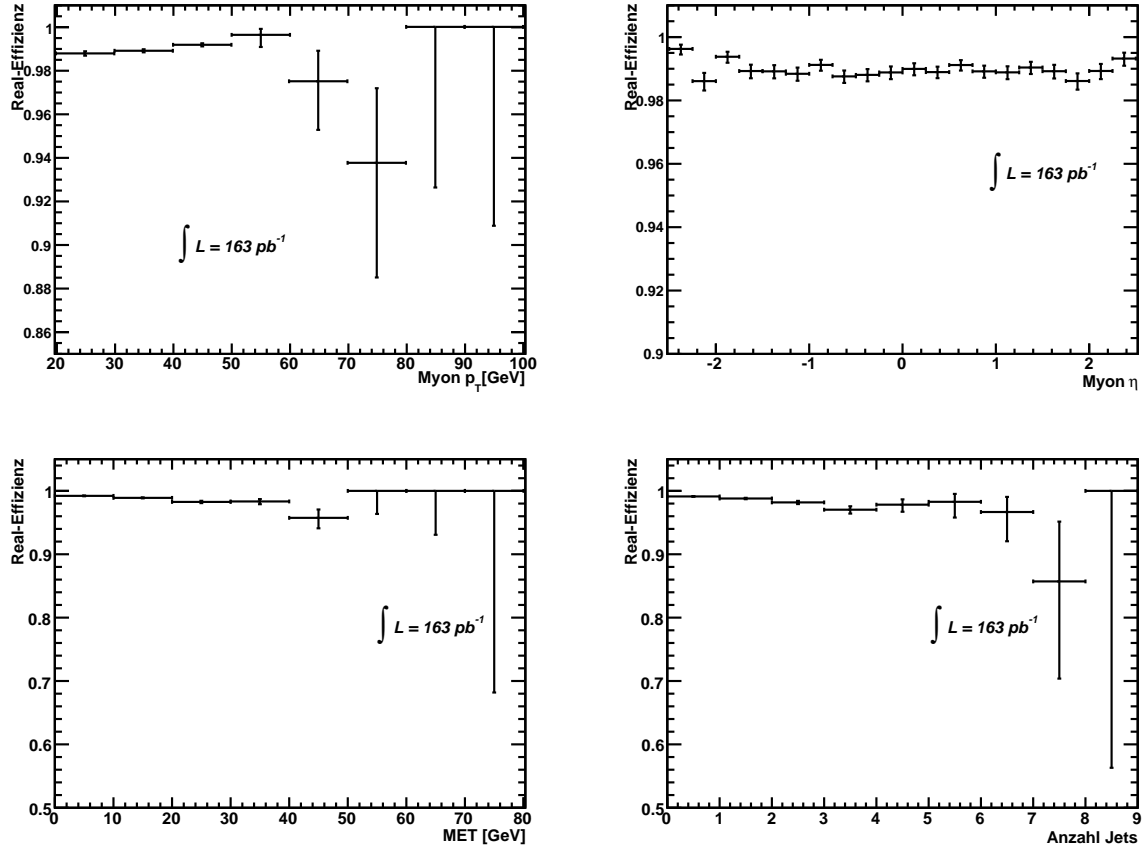


**Abbildung 9.2:**  $p_T$ - (links) und  $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Probe-Myonen (schwarz) in der Real-Kontrollregion. Dabei sind Tight-Myonen auch gleichzeitig Loose-Myonen, aber nicht zwangsläufig umgekehrt. Um die Real-Effizienz z.B. als Funktion von  $p_T$  oder  $\eta$  zu erhalten dividiert man das entsprechende Tight-Histogramm durch das entsprechende Loose-Histogramm.

mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit.

### 9.3 Fake-Effizienzen für Myonen

Die Fake-Effizienz  $f$  für Myonen wird in Daten in Ereignissen mit lediglich einem Loose-Myon gemessen. Zusätzlich setzt man einen kinematischen Schnitt, um eine Kontrollregion



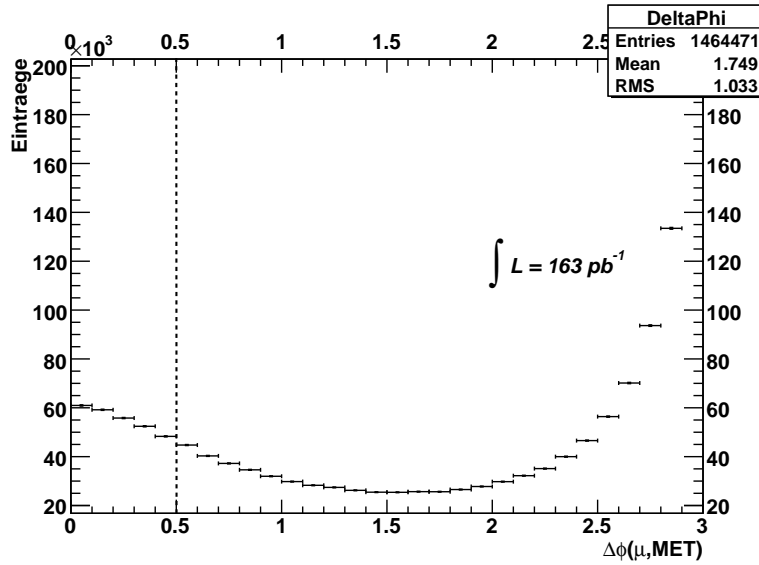
**Abbildung 9.3:** Real-Effizienz als Funktion von  $p_T$  (oben links),  $\eta$  (oben rechts),  $E_T^{miss}$  (unten links) und Anzahl der Jets pro Ereignis in der Real-Kontrollregion (unten rechts).

$p_T$ [GeV]	$\eta$	$r$
20 → 30	0 → 1,1	$0,985 \pm 0,002$
30 → 40	0 → 1,1	$0,989 \pm 0,001$
40 → $\infty$	0 → 1,1	$0,992 \pm 0,001$
20 → 30	1,1 → 2,5	$0,991 \pm 0,001$
30 → 40	1,1 → 2,5	$0,998 \pm 0,001$
40 → $\infty$	1,1 → 2,5	$0,991 \pm 0,001$

**Tabelle 9.1:** Real-Effizienzen für Myonen für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche. Angegeben ist nur der statistische Fehler.

zu erhalten, die sich hauptsächlich aus QCD Di-Jet-Ereignissen zusammensetzt [61]. Somit erhält man eine Kontrollregion, die mit Fake-Myonen angereichert ist. Hierzu nimmt man nur Ereignisse in die Kontrollregion auf, für die zusätzlich gilt, dass der azimutale Öffnungswinkel zwischen Myon und fehlender transversaler Energie kleiner als 0,5 ist (siehe auch Abbildung 9.4):

$$\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) = |\phi_\mu - \phi_{E_T^{miss}}| < 0,5 \quad (9.9)$$



**Abbildung 9.4:**  $\Delta\phi$ -Verteilung zwischen einem Loose-Myon und fehlender transversaler Energie. Nur Ereignisse mit lediglich einem Loose-Myon und  $\Delta\phi(\mu, MET) < 0,5$  werden in die Fake-Kontrollregion aufgenommen.

Im Schwerpunktsystem des W-Bosons bewegen sich das Myon und das Neutrino in entgegengesetzter Richtung auseinander, d.h. der azimutale Öffnungswinkel des Myons und des Neutrinos ist groß ( $\approx \pi$ ). Somit sorgt der Schnitt  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$  dafür, dass der Anteil an Ereignissen, die ein Myon enthalten, welches vom W-Boson stammt, in der Fake-Kontrollregion unterdrückt wird.

Zur Bestimmung der Fake-Effizienz wird überprüft, ob das Loose-Myon in dem Ereignis auch die Isolationsschnitte passiert. Die  $p_T$ - und  $\eta$ -Verteilung der Loose- und Tight-Myonen in der Fake-Kontrollregion ist in Abbildung 9.5 zu sehen. Um die Fake-Effizienz als Funktion verschiedener Kontrollparameter zu erhalten, wird, wie in Kapitel 9.2 beschrieben, vorgegangen. Abbildung 9.6 zeigt die Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  des Myons,  $\eta$  des Myons, fehlender transversaler Energie und  $\Delta R$  zwischen Myon und dem Jet mit höchstem transversalen Impuls in dem Ereignis.

Es zeigt sich, dass die Fake-Effizienz stark vom Myon  $p_T$  abhängt. Myonen in der Fake-Kontrollregion, die einen hohen transversalen Impuls haben, passieren den Isolationsschnitt häufiger als Myonen, die ein niedriges  $p_T$  haben.

Auch eine Abhängigkeit der Fake-Effizienz von der fehlenden transversalen Energie ist zu beobachten. Trotz des  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$  Schnittes kann es passieren, dass Ereignisse mit einem Loose-Myon, das nicht vom Zerfall eines Jets stammt (Real-Myon), in die Kontrollregion für Fakes aufgenommen werden [61]. Die Wahrscheinlichkeit für eine Kontamination mit Real-Myonen nimmt mit höherem  $E_T^{miss}$  zu, da hohes  $E_T^{miss}$  auf die Präsenz eines Neutrinos und somit auch auf ein W-Bosonzerfall hindeutet, der eine Quelle für Real-Myonen ist, die, wie schon in Abschnitt 9.2 zu sehen, den Isolationsschnitt mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit passieren.

Myonen in der Fake-Kontrollregion, die sich im  $\eta$ - $\phi$ -Raum in der Nähe eines Jets mit

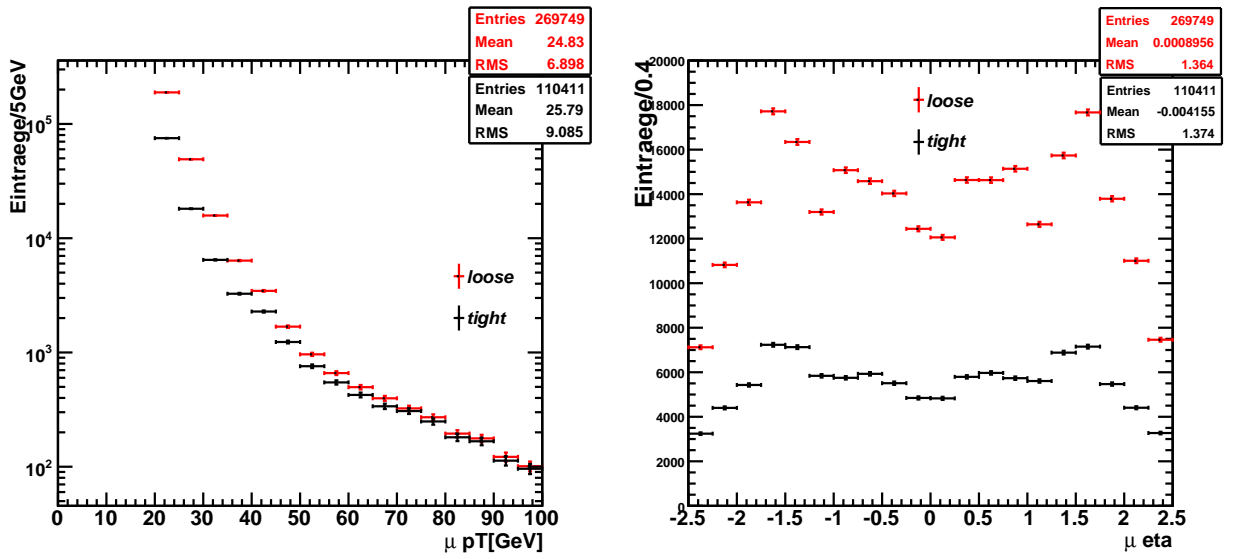


Abbildung 9.5:  $p_T$ - (links) und  $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Myonen (schwarz) in der Fake-Kontrollregion.

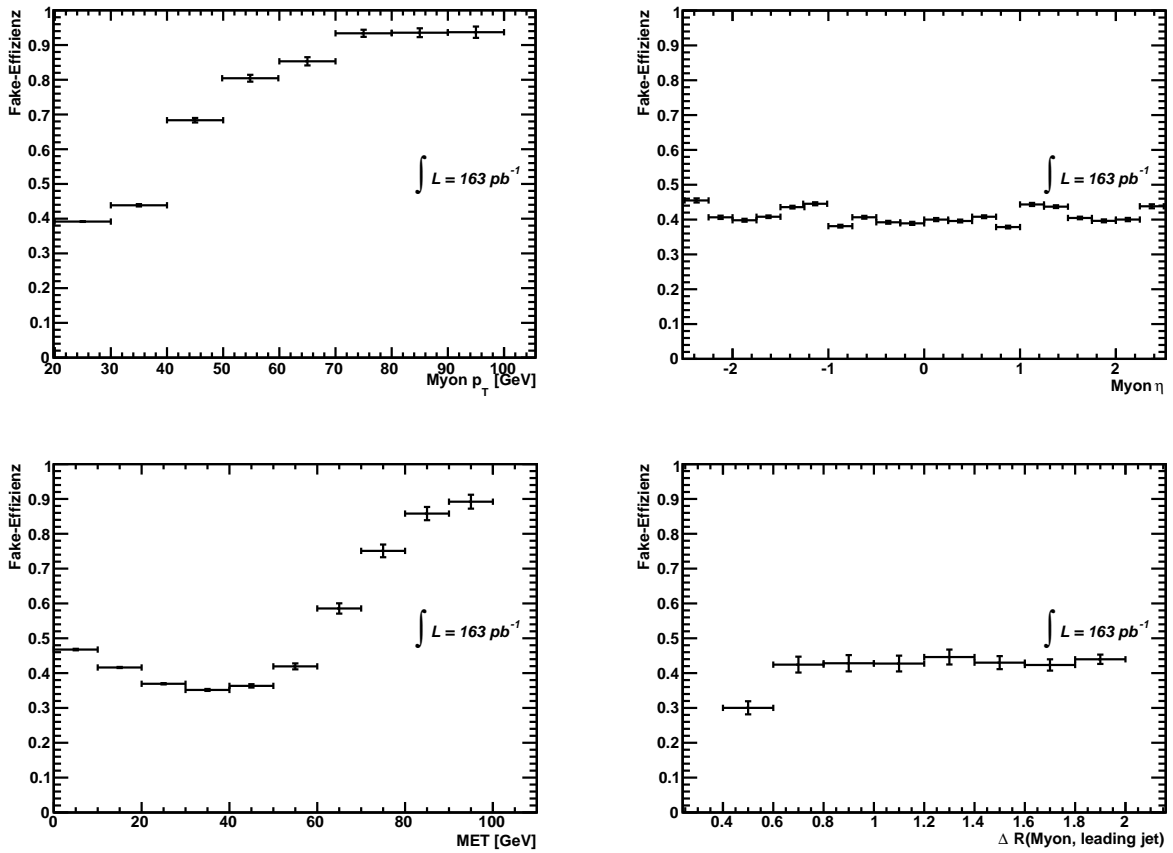


Abbildung 9.6: Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  des Myons (oben links),  $\eta$  des Myons (oben rechts), fehlender transversaler Energie (unten links) und  $\Delta R$  zwischen Myon und Jet mit höchstem transversal Impuls im Ereignis (leading Jet) (unten rechts).

dem höchsten transversalen Impuls befinden, passieren den Isolationsschnitt mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit, als Myonen in der Fake-Kontrollregion die sich weiter entfernt von einem Jet befinden ( $\Delta R(\mu, \text{leading Jet}) > 0,6$ ). Dies war zu erwarten, da die Isolationsenergie (siehe Kapitel 7) im Kalorimeter für Myonen in der Nähe eines Jets mit hohem  $p_T$  größer ist als für Myonen, die nicht in der Nähe eines Jets detektiert werden.

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	f
20→30	0→1,0	0,375 ± 0,002
30→40	0→1,0	0,421 ± 0,005
40→∞	0→1,0	0,773 ± 0,006
20→30	1,0→1,6	0,420 ± 0,002
30→40	1,0→1,6	0,462 ± 0,007
40→∞	1,0→1,6	0,768 ± 0,008
20→30	1,6→2,5	0,390 ± 0,002
30→40	1,6→2,5	0,442 ± 0,006
40→∞	1,6→2,5	0,779 ± 0,008

**Tabelle 9.2:** Fake-Effizienzen für Myonen für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche. Angegeben ist nur der statistische Fehler.

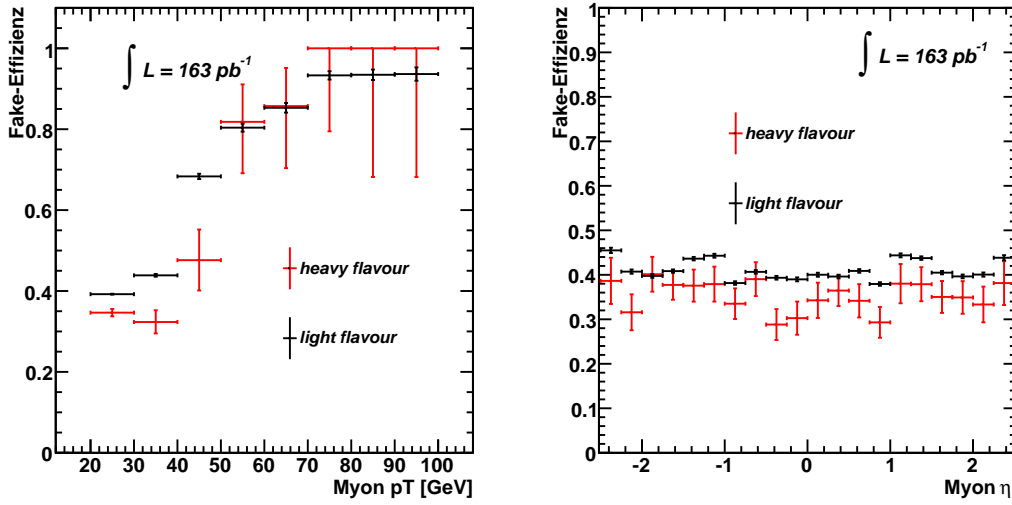
## 9.4 Systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Fake-Effizienzen

Eine sehr große systematische Unsicherheit bei der Bestimmung des Fake-Untergrundes mit Hilfe der Matrix Methode ergibt sich aus einer möglichen unterschiedlichen Zusammensetzung der Prozesse in der Fake-Kontrollregion (hauptsächlich Di-Jet-Ereignisse), in der die Fake-Effizienz bestimmt wird, und in der Signalregion, in der die Fake-Effizienz angewandt wird.

Um diesen Effekt zu untersuchen wird die Fake-Effizienz in Abhängigkeit von den Fake-Quellen bestimmt. Hierfür werden zwei unterschiedliche zusätzliche Schnitte auf die Ereignisse in der Kontrollregion für Fake-Myonen gesetzt. Dadurch erhält man die folgenden Untersample in der Fake-Kontrollregion:

- b-tag: Alle Ereignisse mit einem Loose/Tight-Myon mit einem SV0-b-tag-Schnitt von  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} > 5,85$  für den Jet mit dem kleinsten Abstand  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  zum Myon.
- no b-tag: Alle Ereignisse mit einem Loose/Tight-Myon mit einem SV0-b-tag-Schnitt von  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} < 5,85$  für den Jet mit dem kleinsten Abstand  $\Delta R$  zum Myon.

Man erhält zwei unterschiedliche Fake-Kontrollregionen. Eine Kontrollregion ist mit Ereignissen angereichert, die Jets verursacht durch den Zerfall von b- oder c-Quarks (heavy-flavour-Jets) enthalten und die andere mit Ereignissen, die Jets vom Zerfall leichter Quarks (light-flavour-Jets) enthalten. Man kann somit zwei unterschiedliche Fake-Effizienzen ( $f_{HF}$  und  $f_{LF}$ ) bestimmen. Abbildung 9.7 zeigt die Fake-Effizienzen für die beiden unterschied-



**Abbildung 9.7:** Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  (links) und  $\eta$  des Myons (rechts) für Ereignisse in der Kontrollregion mit einem SV0-b-tag-Schnitt von  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} > 5,85$  (heavy flavour, rot) und für Ereignisse mit einem SV0-b-tag-Schnitt von  $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} < 5,85$  für den Jet mit dem kleinsten Abstand  $\Delta R$  zum Myon (light flavour, schwarz).

lichen Fake-Kontrollregionen als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  des Myons. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Fake-Effizienz für Ereignisse mit heavy-flavour-Jets geringer ist, als für Ereignisse mit light-flavour-Jets. Es kann nun folgende Linearkombination der beiden oben beschriebenen Effizienzen bestimmt werden, um eine Fake-Effizienz zu erhalten, die in der Signalregion verwendet werden kann (extrapolierte Fake-Effizienz) und um ein Maß für den systematischen Fehler zu haben:

$$f_{ext} = x \cdot f_{HF} + y \cdot f_{LF} \quad (9.10)$$

Der Parameter  $x$  gibt dabei den in der Signalregion zu erwartenden Bruchteil der Loose-Myonen, die von einem heavy-flavour-Jet kommen, an. Der Parameter  $y$  gibt den Bruchteil der Loose-Myonen in der Signalregion an, die aus dem Zerfall von light-flavour-Jets stammen. Die Bruchteile  $x$  und  $y$  wurden in [62] für eine dimyonische  $t\bar{t}$ -Signatur mittels MC-Daten bestimmt. Man erhält  $x = 0,53$  und  $y = 0,47$  für die gesamte Signalregion. Verwendet man b-Tagging in der Signalregion, so erhält man die Werte  $x = 0,75$  und  $y = 0,25$ .

Tabelle 9.3 zeigt die Fake-Effizienz  $f_{ext}$  für die Signalregion mit und ohne b-Tagging für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche des Myons. Angegeben sind auch der systematische und statistische Fehler. Der systematische Fehler für die Effizienz  $f_{ext}$  verursacht durch Kontamination der b-tag-Fake-Kontrollregion mit Ereignissen, die ein light-flavour-Jet in der Nähe des Myons haben und umgekehrt, wird mittels

$$\sigma_{sys1} = |f_{LF} - f_{HF}| \cdot 1/2 \quad (9.11)$$



für jeden  $p_T$  und  $\eta$  Bereich abgeschätzt. Des Weiteren erhält man einen systematischen Fehler, der durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Bruchteile  $x$  und  $y$  verursacht wird. Diese Unsicherheit wurde in [61] jeweils für  $x$  und  $y$  zu 40% bestimmt. Den dadurch verursachten systematischen Fehler für  $f_{ext}$  erhält man dann durch Fehlerfortpflanzung ( $\sigma_{sys2}$ ).

Der statistische Fehler für  $f_{ext}$  ermittelt sich gemäß Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_{stat} = \sqrt{(x \cdot \sigma_{f_{HF}})^2 + (y \cdot \sigma_{f_{LF}})^2} \quad (9.12)$$

Dabei sind  $\sigma_{f_{HF}}$  und  $\sigma_{f_{LF}}$  die statistischen Fehler für  $f_{HF}$  und  $f_{LF}$ .

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	$f_{raw}$	$f_{ext,nobtag}$	$f_{ext,btag}$
20→30	0→1,0	0,375 ± 0,002	0,348 ± 0,007 ± 0,125	0,336 ± 0,010 ± 0,130
30→40	0→1,0	0,421 ± 0,005	0,370 ± 0,024 ± 0,154	0,348 ± 0,034 ± 0,155
40→∞	0→1,0	0,773 ± 0,006	0,704 ± 0,041 ± 0,266	0,674 ± 0,058 ± 0,274
20→30	1,0→1,6	0,420 ± 0,002	0,390 ± 0,010 ± 0,138	0,378 ± 0,014 ± 0,145
30→40	1,0→1,6	0,462 ± 0,007	0,373 ± 0,032 ± 0,192	0,335 ± 0,045 ± 0,184
40→∞	1,0→1,6	0,768 ± 0,008	0,766 ± 0,055 ± 0,227	0,765 ± 0,077 ± 0,234
20→30	1,6→2,5	0,390 ± 0,002	0,376 ± 0,009 ± 0,119	0,370 ± 0,012 ± 0,129
30→40	1,6→2,5	0,442 ± 0,006	0,388 ± 0,024 ± 0,161	0,363 ± 0,031 ± 0,161
40→∞	1,6→2,5	0,779 ± 0,008	0,694 ± 0,056 ± 0,276	0,635 ± 0,077 ± 0,271

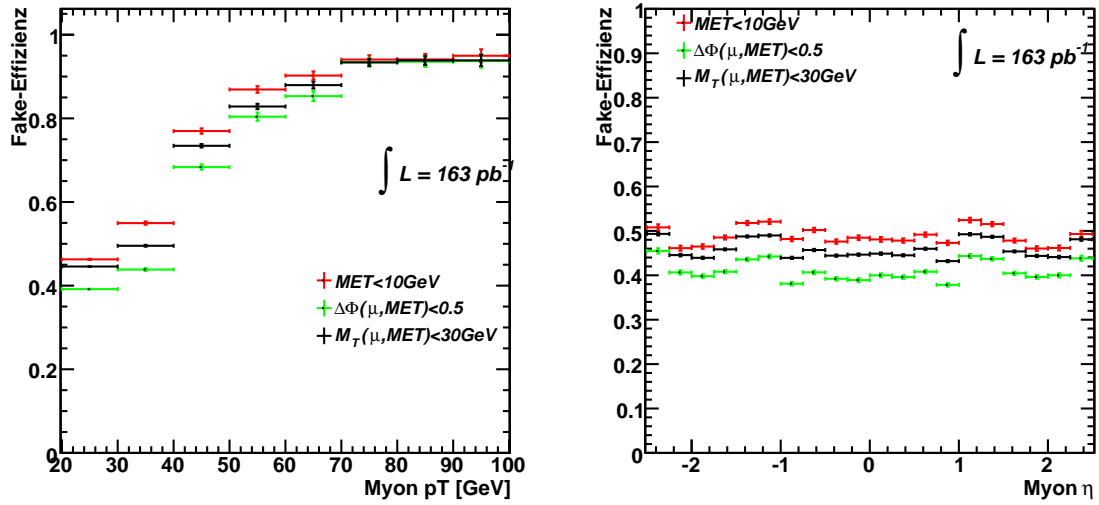
**Tabelle 9.3:** Fake-Effizienzen für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche. Dabei ist  $f_{raw}$  die Effizienz (mit statistischem Fehler), die berechnet wurde wie in Kapitel 9.3 beschrieben.  $f_{ext,nobtag}$  ist die in die Signalregion extrapolierte Fake-Effizienz mit statistischem und systematischem Fehler, der sich aus  $\sigma_{sys2}$  und  $\sigma_{sys1}$  zusammensetzt.  $f_{ext,btag}$  ist die in die Signalregion, in der b-Tagging angewandt wurde, extrapolierte Effizienz mit statistischem und systematischem Fehler.

## 9.5 Fake-Effizienzen für verschiedene Fake-Kontrollregionen

Wie in den vorherigen Kapiteln bereits beschrieben wurde, wird die Fake-Effizienz in einer Kontrollregionen für Fake-Myonen bestimmt. Um diese Kontrollregionen zu erhalten, wurde in den Kapiteln 9.3 und 9.4 der kinematische Schnitt  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$  gesetzt. Es besteht die Möglichkeit andere Schnitte zu verwenden um eine Kontrollregion zu erhalten, die ebenfalls mit Fake-Myonen angereichert ist. So erhält man zwei weitere Fake-Kontrollregionen, indem man nur Ereignisse mit lediglich einem Loose-Myon betrachtet und zusätzlich verlangt, dass

- die fehlende transversale Energie pro Ereignis kleiner als 10 GeV ist und mindestens ein Jet im Ereignis mit einem Abstand von  $\Delta R > 0,7$  zum Myon vorhanden ist oder
- die transversale Masse  $M_T(W) = \sqrt{2E_T^\mu \cdot E_T^{miss} \cdot (1 - \cos(\phi_\mu - \phi_{E_T^{miss}}))}$  des Myons und fehlender transversaler Energie kleiner als 30 GeV ist.

Abbildung 9.8 zeigt die Fake-Effizienzen als Funktion von  $p_T$  und Pseudorapidität  $\eta$  des Myons für die drei verschiedenen Fake-Kontrollregionen. Es ist zu erkennen, dass beinahe



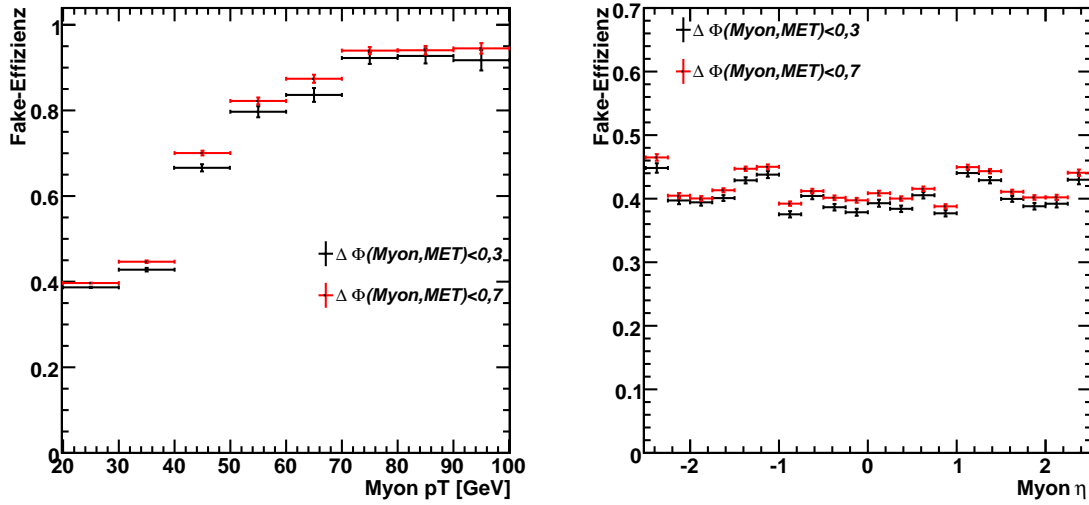
**Abbildung 9.8:** Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  des Myons für verschiedene Definitionen der Fake-Kontrollregion für Myonen.

in jedem Bin der Parametrisierungen ein Unterschied zwischen den Fake-Effizienzen der drei unterschiedlichen Definition der Kontrollregionen besteht. Der Verlauf der Parametrisierungen ist jedoch identisch. Ergebnisse der zwei neu eingeführten Fake-Kontrollregionen sind dem Anhang beigefügt.

Ein möglicher Grund für die beobachteten Unterschiede kann in einer unterschiedlichen Zusammensetzung der Fake-Quellen liegen (siehe Kapitel 9.4). Falls in einer Kontrollregion häufiger Ereignisse mit heavy-flavour-Jets in der Nähe des Myons vorhanden sind, so erhält man eine niedrigere Fake-Effizienz im Vergleich zu den Effizienzen, die in Kontrollregionen bestimmt wurden, in denen weniger Ereignisse mit heavy-flavour-Jets in der Nähe des Myons vorhanden sind.

Außerdem besteht die Möglichkeit, dass in den drei Kontrollregionen die Kontamination mit Real-Myonen unterschiedlich ist. Eine Fake-Kontrollregion, die stark mit Real-Myonen kontaminiert ist, liefert höhere Fake-Effizienzen, als eine Kontrollregion, in der die Kontamination geringer ist, da Real-Myonen den Isolationsschnitt häufiger passieren als Fake-Myonen (siehe Kapitel 9.2). Um den systematischen Fehler zu bestimmen, der durch die Kontamination mit Real-Myonen in der Kontrollregion, die durch den Schnitt  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$  definiert ist, wird wie folgt vorgegangen:

Es werden zwei weitere Kontrollregionen definiert. Für die Definition der einen Kontrollregion wird der Schnitt gelockert, indem man  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,7$  setzt. Für die Definition der anderen Kontrollregion wird der Schnitt verstärkt, indem man  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,3$  setzt. Man erhält dadurch eine Kontrollregion, in der die Kontamination mit Real-Myonen größer ist als in der ursprünglichen ( $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$ ) und eine, in der die Kontamination niedriger ist. Anschließend werden die Fake-Effizienzen für beide Kontrollregion bestimmt. Die erhaltenen Fake-Effizienzen werden dann von der ursprünglichen subtrahiert. Die größere der beiden Betragsdifferenzen wird als Maß für den systematischen Fehler



**Abbildung 9.9:** Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  des Myons für eine Kontrollregion, die eine höhere Kontamination mit Real-Myonen besitzt (rot) und für eine Kontrollregion, die eine niedrigere Kontamination mit Real-Myonen (rot) als die ursprüngliche ( $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$ ).

$\sigma_{sys3}$ , verursacht durch die Kontamination mit Real-Myonen, verwendet.

Abbildung 9.9 zeigt die Fake-Effizienzen als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  des Myons für die Fake-Kontrollregion mit höherer Kontamination ( $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,7$ ) und für die Kontrollregion mit niedrigerer Kontamination ( $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,3$ ) mit Real-Myonen. Tabelle 9.4 zeigt die Fake-Effizienzen ( $f_{raw}$ ,  $f_{ext,nobtag}$ ,  $f_{ext,btag}$ ) für die Kontrollregion, die durch  $\Delta\phi(\mu, E_T^{miss}) < 0,5$  definiert ist, diesmal ist jedoch der systematische Fehler, verursacht durch die Kontamination mit Real-Myonen, berücksichtigt worden.

In [61] wird zudem eine iterative Methode vorgestellt, die MC-Daten verwendet, um die Kontamination zu verringern und eine reinere Fake-Kontrollregion für Myonen zu erhalten. Die Anwendung dieser Methode geht jedoch über das Ziel der hier vorgestellten Analyse hinaus.

## 9.6 Abhängigkeit der Fake-Effizienz von der Anzahl der Primärvertizes

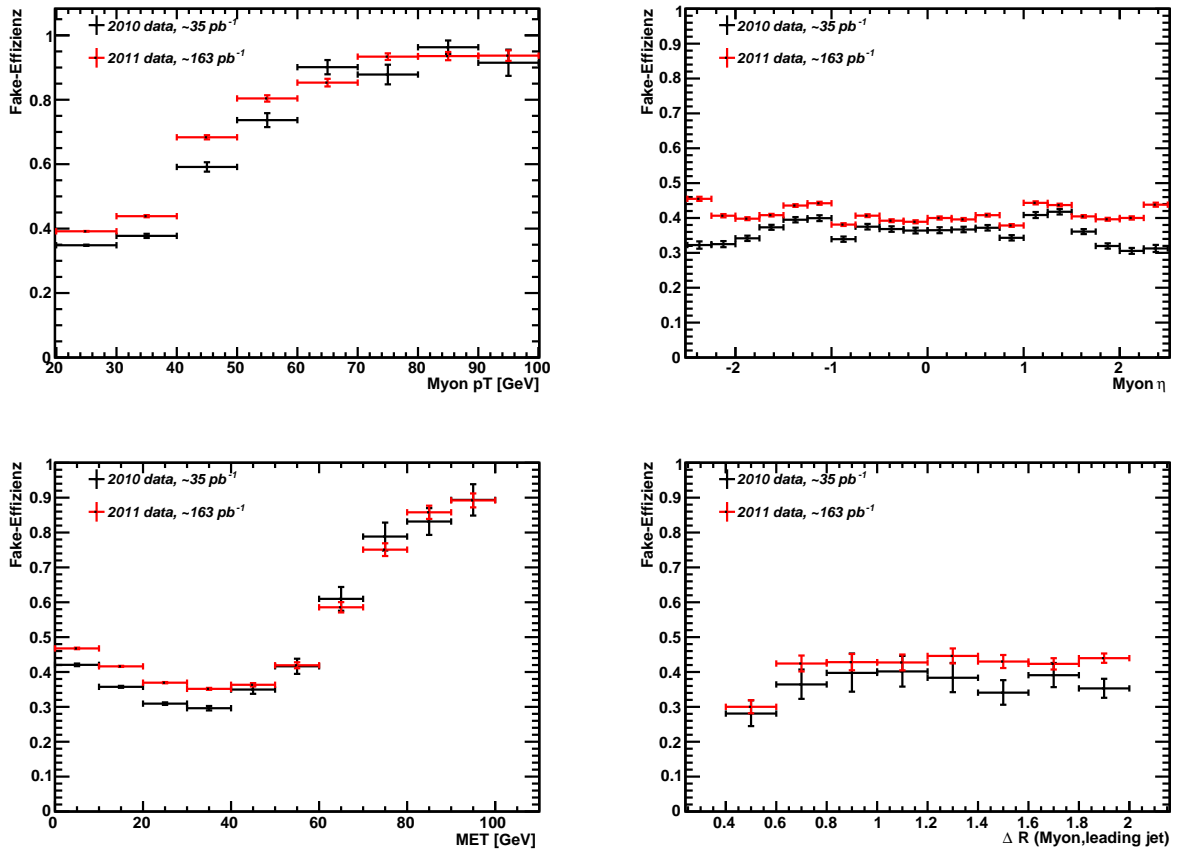
In diesem Unterkapitel werden zuerst die Fake-Effizienzen verglichen, die man für den  $163 \text{ pb}^{-1}$  Datensatz aus 2011 und den  $35 \text{ pb}^{-1}$  Datensatz aus 2010 erhält. Abbildung 9.10 zeigt die 2010 und 2011 Fake-Effizienzen als Funktion von  $p_T$  des Myons,  $\eta$  des Myons, fehlender transversaler Energie und  $\Delta R$  zwischen Myon und dem Jet mit höchstem transversalem Impuls in dem Ereignis. Es kann ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Fake-Effizienzen beobachtet werden. Fast in jedem Bin der einzelnen Parametrisierungen ist die Fake-Effizienz aus dem 2011 Datensatz höher als die Fake-Effizienz des Datensatzes, der 2010 aufgenommen wurde. Insbesondere für hohe  $|\eta|$  ist der Unterschied groß. Tabelle 9.5

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	$f_{raw}$	$f_{ext,nobtag}$	$f_{ext,btag}$
20→30	0→1,0	0,375 ± 0,002	0,348 ± 0,007 ± 0,007	0,336 ± 0,010 ± 0,006
30→40	0→1,0	0,421 ± 0,005	0,370 ± 0,024 ± 0,008	0,348 ± 0,034 ± 0,016
40→∞	0→1,0	0,773 ± 0,006	0,704 ± 0,041 ± 0,064	0,674 ± 0,058 ± 0,082
20→30	1,0→1,6	0,420 ± 0,002	0,390 ± 0,010 ± 0,006	0,378 ± 0,014 ± 0,005
30→40	1,0→1,6	0,462 ± 0,007	0,373 ± 0,032 ± 0,004	0,335 ± 0,045 ± 0,007
40→∞	1,0→1,6	0,768 ± 0,008	0,766 ± 0,055 ± 0,049	0,765 ± 0,077 ± 0,062
20→30	1,6→2,5	0,390 ± 0,002	0,376 ± 0,009 ± 0,008	0,370 ± 0,012 ± 0,009
30→40	1,6→2,5	0,442 ± 0,006	0,388 ± 0,024 ± 0,011	0,363 ± 0,031 ± 0,016
40→∞	1,6→2,5	0,779 ± 0,008	0,694 ± 0,056 ± 0,099	0,635 ± 0,077 ± 0,117

**Tabelle 9.4:** Fake-Effizienzen  $f_{raw}$ ,  $f_{ext,nobtag}$  und  $f_{ext,btag}$  für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche. Diesmal ist der systematische Fehler für  $f_{ext,nobtag}$  und  $f_{ext,btag}$  angegeben, der durch die Kontamination der Fake-Kontrollregion mit Real-Myonen verursacht wird.

zeigt die Fake-Effizienzen  $f_{raw2010}$  und  $f_{raw2011}$  für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Regionen.

Für den beobachteten Unterschied kann es nun mehrere Ursachen geben. Zum einen wurden unterschiedliche ATHENA-Versionen zur Rekonstruktion des 2010 und des 2011



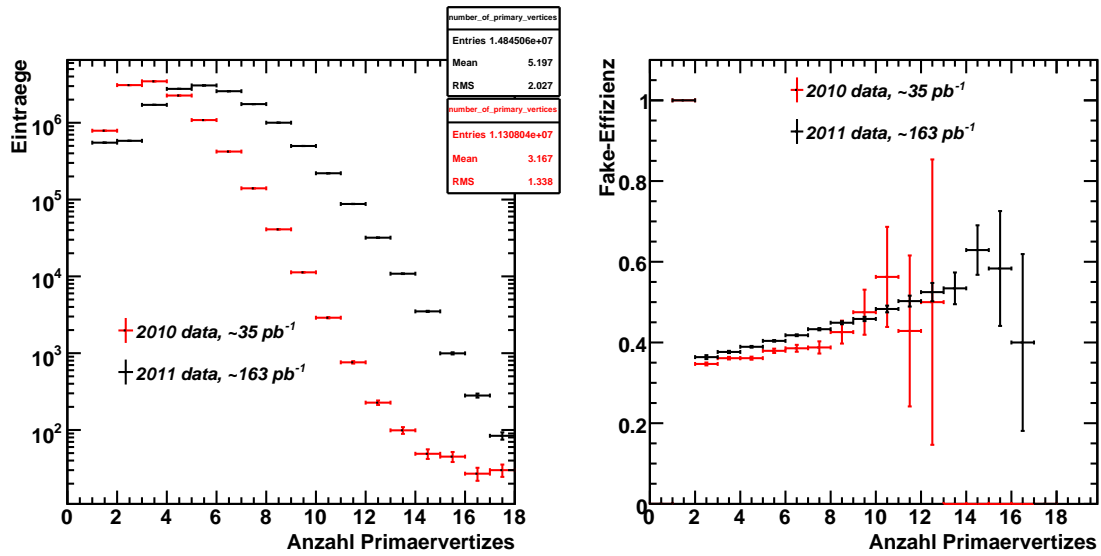
**Abbildung 9.10:** Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  des Myons, fehlender transversaler Energie und  $\Delta R$  zwischen Myon und Jet mit höchstem transversal Impuls in dem Ereignis für den 2010 (schwarz) und 2011 (rot) Datensatz.

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	$f_{raw2010}$	$f_{raw2011}$
20→30	0→1,0	0,347 ± 0,003	0,375 ± 0,002
30→40	0→1,0	0,380 ± 0,010	0,421 ± 0,005
40→∞	0→1,0	0,715 ± 0,015	0,773 ± 0,006
20→30	1,0→1,6	0,388 ± 0,004	0,420 ± 0,002
30→40	1,0→1,6	0,411 ± 0,013	0,462 ± 0,007
40→∞	1,0→1,6	0,723 ± 0,019	0,768 ± 0,008
20→30	1,6→2,5	0,317 ± 0,003	0,390 ± 0,002
30→40	1,6→2,5	0,348 ± 0,011	0,442 ± 0,006
40→∞	1,6→2,5	0,694 ± 0,017	0,779 ± 0,008

**Tabelle 9.5:**  $f_{raw}$  für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche für den 2010 und den 2011 Datensatz. Angegeben ist jeweils nur der statistische Fehler.

Datensatzes verwendet (2010: 16.0.3.3.3, TopPhys , 2011: 16.6.3.5.1, TopPhys). D.h. eine mögliche Änderung bestimmter Rekonstruktionsalgorithmen könnte eine Änderung der beobachteten Isolationseffizienzen für Fake-Myonen verursacht haben. Außerdem sind die Definitionen der fehlenden transversalen Energie für die Objektselektion 2010 und 2011 unterschiedlich (siehe Kapitel 7). In Abbildung D.1 im Anhang D sind die Fake-Effizienzen aus 2010 und 2011 abgebildet, bei deren Bestimmung jeweils die gleiche Definition von  $E_T^{miss}$  verwendet wurde. Hier ist zu erkennen, dass die Fake-Effizienzen sich zwar annähern, es jedoch immer noch einen Unterschied zwischen den beiden Effizienzen gibt.

Ein weiterer möglicher Grund könnte in Pile-Up-Ereignissen liegen, die bei der Datennahme 2011 weit häufiger zu erwarten sind als 2010. Pile-Up entsteht, wenn es zu mehr als nur einer Proton-Proton-Kollision in zwei kollidierenden Protonpaketen kommt (in-time Pile-Up). D.h., dass falls ein interessantes Ereignis die Datenaufzeichnung ausgelöst hat, können Spuren, Kalorimetereinträge usw. aufgezeichnet werden, die durch andere Proton-Proton-Kollisionen im Protonpaket ausgelöst wurden und nicht zum Ereignis gehören, welches den Trigger ausgelöst hat. Eine andere Form des Pile-Up ist der out-of-time Pile-Up. Dieser entsteht, falls Spuren aufgezeichnet werden, die durch Proton-Proton-Kollisionen erzeugt wurden, die von benachbarten Protonpaketen stammen. Pile-Up hängt stark von der Luminosität ab und somit von der Anzahl der im LHC kollidierenden Protonpakete und deren zeitlichen Abstand. 2010 sind maximal 295 Protonenpakete in den LHC injiziert worden. In den Datennahmeperioden B bis D des Jahres 2011 waren es maximal 598. Ein Maß für Pile-Up ist die Anzahl der detektierten Primärvertizes pro Ereignis. Abbildung 9.11 (links) zeigt die Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für 2010 und 2011 Datensätze, wobei nur Ereignisse mit einem Muid Myon mit  $p_T > 15$  GeV betrachtet werden. Man sieht, dass 2011 die Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis durchschnittlich höher ist als 2010 (Verschiebung des Maximums der Verteilung nach rechts). Nun kann man Überprüfen, ob eine Abhängigkeit der Fake-Effizienz von der Anzahl der Primärvertizes vorhanden ist, um den Einfluss von Pile-Up zu untersuchen. In Abbildung 9.11 (rechts) ist die Fake-Effizienz als Funktion von der Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis zu sehen. Erhöht sich die Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis, so steigt die Fake-Effizienz. D.h.



**Abbildung 9.11:** Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für 2010 (schwarz) und 2011 (rot) Datensätze, wobei nur Ereignisse mit einem Muon mit  $p_T > 15$  GeV betrachtet werden (links). Fake-Effizienz als Funktion von der Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für 2010 (schwarz) und 2011 (rot) Datensätze (rechts).

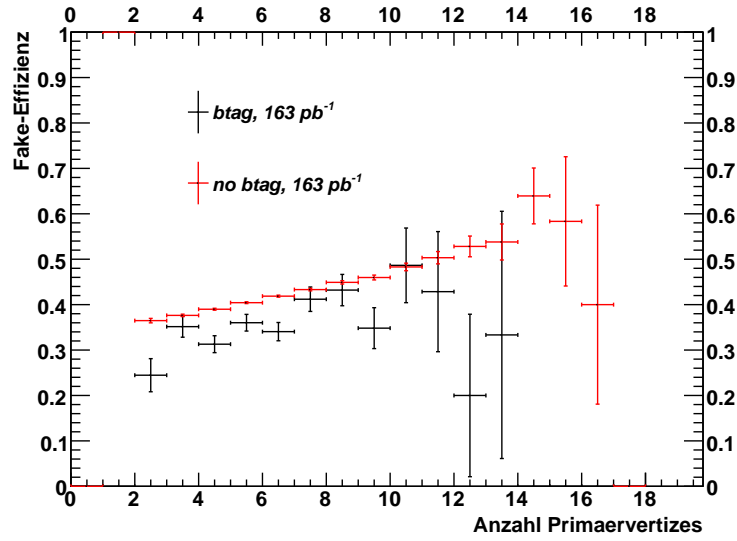
im Endeffekt, dass Pile-Up zur Erhöhung der Isolationseffizienz der Fake-Myonen führt. Steigt die Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis, so steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Fake-Myon den Isolationsschnitt passiert.

Erklären lässt sich die Beobachtung wie folgt: Es ist möglich, dass man einen Anstieg der Anzahl der Fake-Myonen sieht, die von light-flavour Jets stammen. Diese werden bei vielen zusätzlichen Primärvertizes pro Ereignis häufiger produziert [66]. Fake-Myonen, die von light-flavour-Jets stammen, passieren den Isolationsschnitt häufiger, als Myonen von einem heavy-flavour-Jet (siehe Kapitel 9.4). Deshalb kann der Anstieg der Fake-Effizienz beobachtet werden. Die Isolationseffizienz eines Myons in Ereignissen in der Fake-Kontrollregion mit einem heavy-flavour-Jet in der Nähe des Myons müsste somit nicht ansteigen, falls die Anzahl der Primärvertizes sich erhöht. Abbildung 9.12 zeigt die Fake-Effizienz als Funktion von der Anzahl der Primärvertizes für b-tag und no-btag-Ereignisse in der Fake-Kontrollregion. Leider reicht die Statistik nicht aus, um eine Aussage machen zu können.

Der beobachtete Unterschied zwischen den 2010 und 2011 Fake-Effizienzen hat jedoch keinen Effekt auf die Fake-Untergrundbestimmung mittels der Matrix Methode, da diese in demselben Datensatz angewandt wird, in der auch die Fake-Effizienz bestimmt worden ist. Für die Effizienz des Isolationsschnittes für Fake-Myonen ist die Beobachtung allerdings von Bedeutung.

## 9.7 Endergebnis

Tabelle 9.6 zeigt zusammenfassend die Fake-Effizienzen  $f_{raw}$ ,  $f_{ext,nobtag}$  und  $f_{ext,btag}$  für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche, wobei diesmal der gesamte systematische Fehler angegeben



**Abbildung 9.12:** Fake-Effizienz als Funktion von der Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis für b-tag (schwarz) und no-btag-Ereignisse (rot) in der Fake-Kontrollregion.

ist, der sich aus  $\sigma_{sys1}$ ,  $\sigma_{sys2}$  (siehe Kapitel 9.4) und  $\sigma_{sys3}$  (siehe Kapitel 9.5) zusammensetzt.

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	$f_{raw}$	$f_{ext,nobtag}$	$f_{ext,btag}$
20→30	0→1,0	0,375 ± 0,002	0,348 ± 0,007 ± 0,131	0,336 ± 0,010 ± 0,136
30→40	0→1,0	0,421 ± 0,005	0,370 ± 0,024 ± 0,162	0,348 ± 0,034 ± 0,171
40→∞	0→1,0	0,773 ± 0,006	0,704 ± 0,041 ± 0,330	0,674 ± 0,058 $^{+0,326}_{-0,356}$
20→30	1,0→1,6	0,420 ± 0,002	0,390 ± 0,010 ± 0,143	0,378 ± 0,014 ± 0,150
30→40	1,0→1,6	0,462 ± 0,007	0,373 ± 0,032 ± 0,196	0,335 ± 0,045 ± 0,191
40→∞	1,0→1,6	0,768 ± 0,008	0,766 ± 0,055 $^{+0,234}_{-0,276}$	0,765 ± 0,077 $^{+0,235}_{-0,296}$
20→30	1,6→2,5	0,390 ± 0,002	0,376 ± 0,009 ± 0,126	0,370 ± 0,012 ± 0,137
30→40	1,6→2,5	0,442 ± 0,006	0,388 ± 0,024 ± 0,172	0,363 ± 0,031 ± 0,177
40→∞	1,6→2,5	0,779 ± 0,008	0,694 ± 0,056 $^{+0,306}_{-0,375}$	0,635 ± 0,077 $^{+0,365}_{-0,388}$

**Tabelle 9.6:** Endergebnis für die Fake-Effizienzen  $f_{raw}$ ,  $f_{ext,nobtag}$  und  $f_{ext,btag}$  für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche. Angegeben ist der systematische Fehler, der sich aus  $\sigma_{sys1}$ ,  $\sigma_{sys2}$  und  $\sigma_{sys3}$  zusammensetzt.

# Kapitel 10

## Zusammenfassung

Die datengestützte Matrix Methode wird von diversen Analysegruppen der Arbeitsgruppe der Top-Quark-Physik am ATLAS-Experiment verwendet, um ein Maß für den Fake-Untergrund von dileptonischen Top-Quark Ereignissen zu erhalten. Der Fake-Untergrund wird hauptsächlich durch Ereignisse mit missrekonstruierten oder von Jets stammenden Leptonen (vorgetäuschte Leptonen) verursacht. Hierfür werden zwei Selektionskriterien für die Leptonen definiert, genannt Loose und Tight, dabei bilden die Tight-Leptonen eine Untergruppe der Loose-Leptonen. Die Effizienz eines echten Leptons (Real-Lepton), welches vom Zerfall eines W-Bosons stammt, und eines vorgetäuschten (Fake-Lepton) Leptons die Tight-Selektionskriterien zu passieren, werden zur Durchführung der Matrix Methode benötigt. Diese Effizienzen werden Real- bzw. Fake-Effizienzen genannt. Die Tight-Selektionskriterien für Myonen entsprechen den Loose-Kriterien, jedoch wird zusätzlich ein Isolationsschnitt hinzugefügt (siehe Kapitel 7), der zur Unterdrückung der Fake-Myonen in der Signalregion verwendet wird. Die Real- bzw. Fake-Effizienz der Myonen ist somit die Effizienz des Isolationsschnitts angewandt auf echte bzw. vorgetäuschte Myonen. Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand die Bestimmung der Real- und Fake-Effizienzen der Myonen und die Untersuchung ihrer Abhängigkeit von einer kinematischen oder ereignisspezifischen Variable.

Die Isolationseffizienz für Real-Myonen wurde mittels einer Kontrollregion bestimmt, die mit Ereignissen angereichert ist, die Myonen vom Zerfall  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  enthalten. Die Kontrollregion wurde dabei in einem Datensample mit einer integrierten Luminosität von  $163 \text{ pb}^{-1}$  definiert. Es wurde ermittelt, dass die Real-Effizienz sehr hoch ist und für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche der Myonen zwischen 98% und 100% liegt. Eine Abhängigkeit von einer kinematischen oder ereignisspezifischen Variable wurde nicht beobachtet.

Die Isolationseffizienz für Fake-Myonen ist in einer Fake-Kontrollregion bestimmt worden, die mit Ereignissen, die vorgetäuschte Myonen enthalten, angereichert ist. Diese ist in demselben Datensatz definiert worden, wie die Kontrollregion der Real-Myonen. Zur Definition der Kontrollregion für Fake-Myonen wird ein kinematischer Schnitt verwendet, der den Anteil der Myonen, die vom W-Bosonzerfall stammen, verringert. Die Fake-Effizienz liegt für verschiedene  $p_T$ - und  $\eta$ -Bereiche zwischen ca. 37% und 78%, wobei die Fake-Effizienz für hohe transversale Impulse des Myons zunimmt. Um ein Maß für den systematischen Fehler



für die Matrix Methode zu haben, verursacht durch eine unterschiedliche Zusammensetzung der Prozesse in der Kontrollregion (Di-Jet-Ereignisse) und in der Signalregion, ist die Fake-Effizienzen für verschiedene Fake-Quellen (heavy-flavour- und light-flavour-Jets) bestimmt worden. Die so bestimmten Fake-Effizienzen sind entsprechend dem zu erwartenden Anteil der Fake-Quellen in der Signalregion gewichtet und zu einer extrapolierten Fake-Effizienz zusammengefasst worden.

Die Fake-Effizienzen sind für zwei weitere Definition der Kontrollregion bestimmt und miteinander verglichen worden. Es wurden Unterschiede beobachtet, die auf eine unterschiedliche Zusammensetzung der Fake-Quellen und auf eine unterschiedliche Kontamination mit Real-Myonen in der jeweiligen Kontrollregion zurückgeführt werden können. Der systematische Fehler, der durch die Kontamination mit Real-Myonen entsteht wurde durch Variation des kinematischen Schnittes, der die Fake-Kontrollregion definiert, abgeschätzt.

Im letzten Teil der Analyse wurde ein Vergleich zwischen den Fake-Effizienzen durchgeführt, die mit einem Datensatz mit einer integrierten Luminosität von  $35 \text{ pb}^{-1}$  aus Datennahmeperioden des Jahres 2010 und einem Datensatz von 2011 mit einer integrierten Luminosität von  $163 \text{ pb}^{-1}$  bestimmt wurden. Die Fake-Effizienzen für den 2011 Datensatz sind dabei höher als die Effizienzen für den 2010 Datensatz. Dies kann durch eine beobachtete Abhängigkeit der Fake-Effizienz von der Anzahl der Primärvertizes pro Ereignis erklärt werden. Im Datensatz aus 2011 treten aufgrund der gestiegenen Luminosität häufiger Ereignisse mit vielen Primärvertizes auf.

# Anhang A

## D3PDs 2010

Komplette Liste der verwendeten D3PDs des  $35pb^{-1}$  Datensatzes aus dem Jahr 2010. Verwendet wurden nur Daten des “MuonStreams”:

data10\_7TeV.00160899.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00160953.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00160954.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00160958.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00160963.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00160975.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00160980.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00161379.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00161118.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00161520.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00161407.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00161562.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00161948.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162576.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162577.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162347.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162526.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162620.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162623.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162764.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162843.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162882.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00162690.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165591.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165632.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165703.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165732.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/

data10\_7TeV.00165815.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165767.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165818.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165817.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166143.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166142.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166097.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166094.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165956.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165954.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00165821.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1647\_p306\_p307\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166198.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166305.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166383.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166658.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166466.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166850.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166786.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166924.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166925.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166856.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166964.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00166927.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167575.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167576.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167607.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167661.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167680.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167776.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/  
data10\_7TeV.00167844.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r1774\_p327\_p333\_p380\_p405/

# Anhang B

## D3PDs 2011

Komplette Liste der verwendeten D3PDs des  $163,4\text{pb}^{-1}$  Datensatzes aus dem Jahr 2011.  
Verwendet wurden nur Daten des “MuonStreams”:

data11\_7TeV.00178109.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r2276\_p516\_p523\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00178047.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r2276\_p516\_p523\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00178044.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.r2276\_p516\_p523\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179710.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f361\_m796\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179725.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f361\_m796\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179739.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f361\_m796\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179771.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f362\_m801\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179804.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f363\_m801\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179938.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f365\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179939.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f366\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00179940.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f366\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180122.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f367\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180139.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180124.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180149.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180144.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180153.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180212.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180164.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m806\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180242.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m812\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180225.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m812\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180241.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f368\_m812\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180448.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f369\_m812\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180400.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f369\_m812\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180309.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f369\_m812\_p530\_p532/  
data11\_7TeV.00180481.physics\_Muons.merge.NTUP\_TOP.f369\_m812\_p530\_p532/

## Anhang C

# Fake-Effizienzen für andere Definitionen der Kontrollregion

### C.1 Ein Loose-Myon und $\text{MET} < 10 \text{ GeV}$

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	$f_{raw}$	$f_{ext,nobtag}$	$f_{ext,btag}$
20→30	0→1,0	$0,458 \pm 0,002$	$0,397 \pm 0,009 \pm 0,171$	$0,371 \pm 0,012 \pm 0,171$
30→40	0→1,0	$0,544 \pm 0,006$	$0,488 \pm 0,035 \pm 0,191$	$0,465 \pm 0,049 \pm 0,195$
40→ $\infty$	0→1,0	$0,837 \pm 0,006$	$0,821 \pm 0,038 \begin{smallmatrix} +0,179 \\ -0,248 \end{smallmatrix}$	$0,814 \pm 0,053 \pm \begin{smallmatrix} +0,186 \\ -0,271 \end{smallmatrix}$
20→30	1,0→1,6	$0,493 \pm 0,002$	$0,460 \pm 0,012 \pm 0,162$	$0,446 \pm 0,016 \pm 0,170$
30→40	1,0→1,6	$0,576 \pm 0,008$	$0,480 \pm 0,035 \pm 0,230$	$0,439 \pm 0,049 \pm 0,224$
40→ $\infty$	1,0→1,6	$0,836 \pm 0,008$	$0,772 \pm 0,064 \begin{smallmatrix} +0,228 \\ -0,280 \end{smallmatrix}$	$0,745 \pm 0,091 \pm \begin{smallmatrix} +0,255 \\ -0,291 \end{smallmatrix}$
20→30	1,6→2,5	$0,445 \pm 0,002$	$0,409 \pm 0,010 \pm 0,150$	$0,394 \pm 0,014 \pm 0,156$
30→40	1,6→2,5	$0,535 \pm 0,007$	$0,433 \pm 0,033 \pm 0,215$	$0,398 \pm 0,048 \pm 0,211$
40→ $\infty$	1,6→2,5	$0,827 \pm 0,007$	$0,732 \pm 0,061 \begin{smallmatrix} +0,268 \\ -0,298 \end{smallmatrix}$	$0,692 \pm 0,087 \pm 0,301$

**Tabelle C.1:** Ergebnisse für die Fake-Effizienzen für eine Fake-Kontrollregion, die durch  $\text{MET} < 10 \text{ GeV}$  definiert ist. Der systematische Fehler, der durch Kontamination der Fake-Kontrollregion mit Real-Myonen verursacht wird, ist hier nicht berücksichtigt worden.

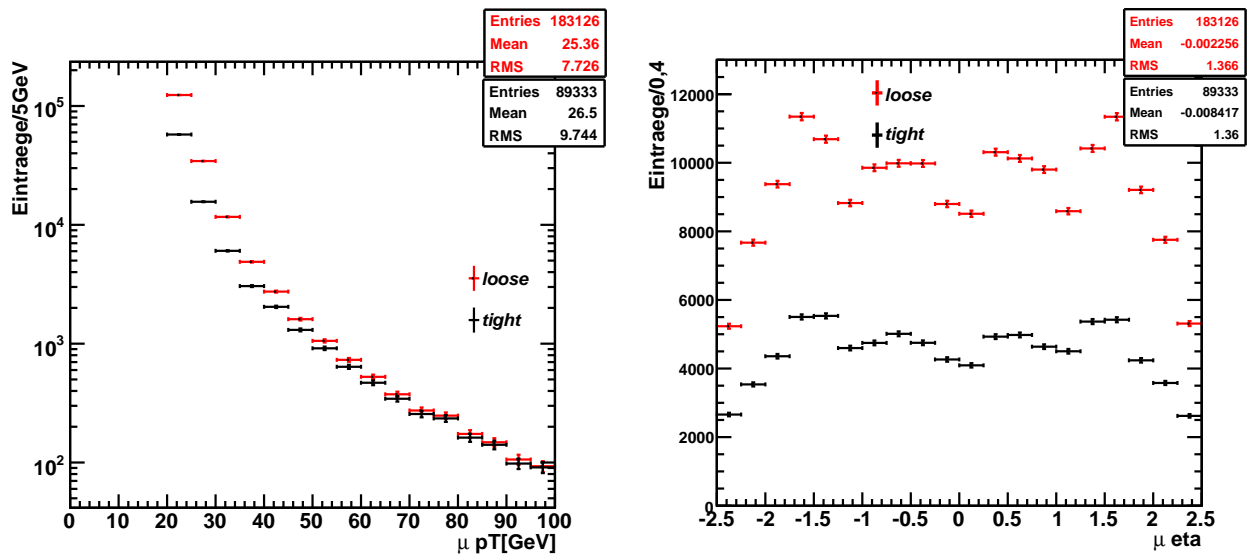


Abbildung C.1:  $p_T$ - (links) und  $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Myonen (schwarz) in der Fake-Kontrollregion, die definiert ist durch  $MET < 10$  GeV.

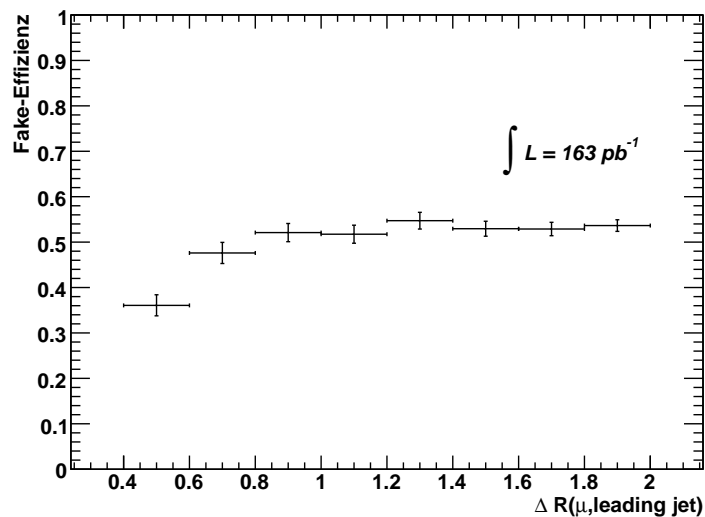
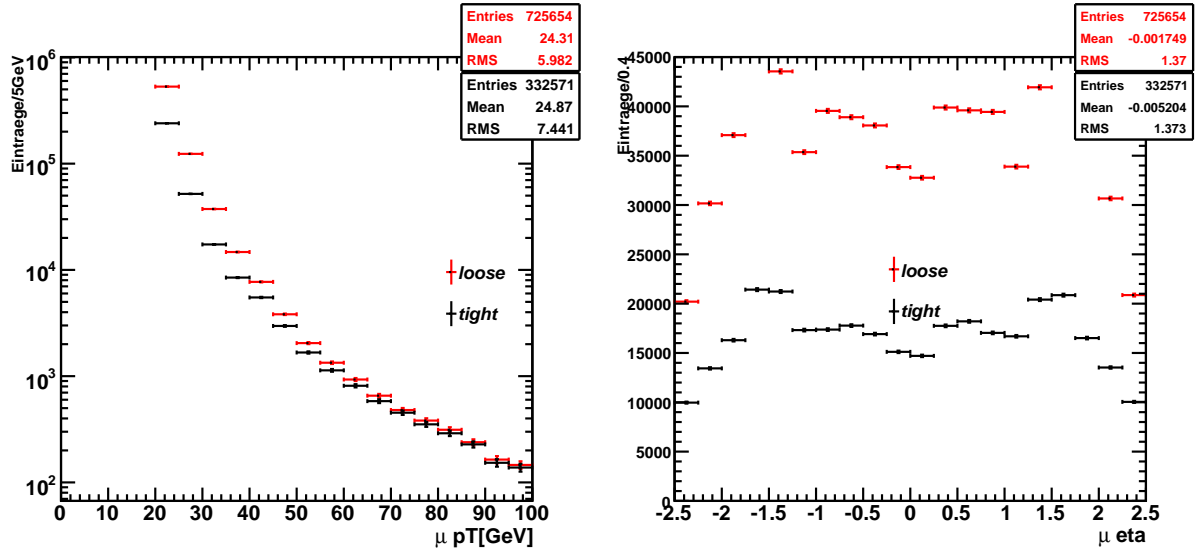


Abbildung C.2: Fake-Effizienz als Funktion von  $\Delta R$  zwischen Myon und Jet mit höchstem transversalen Impuls im Ereignis, für eine Fake-Kontrollregion, die durch  $MET < 10$  GeV definiert ist.

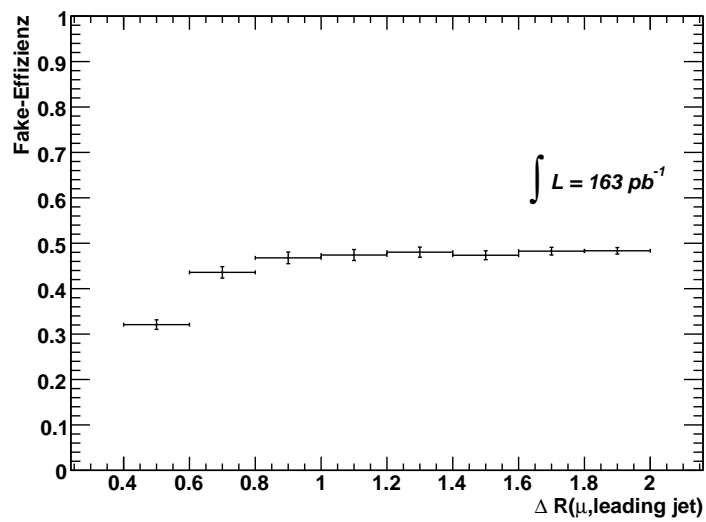
## C.2 Ein Loose-Myon und $M_T(W) < 30$ GeV

$p_T$ [GeV]	$ \eta $	$f_{raw}$	$f_{ext,nobtag}$	$f_{ext,btag}$
20→30	0→1,0	0,434 ± 0,001	0,378 ± 0,007 ± 0,161	0,355 ± 0,010 ± 0,161
30→40	0→1,0	0,482 ± 0,003	0,405 ± 0,025 ± 0,188	0,373 ± 0,035 ± 0,185
40→∞	0→1,0	0,783 ± 0,001	0,721 ± 0,040 ± 0,262	0,696 ± 0,057 ± 0,273
20→30	1,0→1,6	0,474 ± 0,001	0,428 ± 0,010 ± 0,166	0,408 ± 0,014 ± 0,170
30→40	1,0→1,6	0,521 ± 0,004	0,420 ± 0,033 ± 0,215	0,378 ± 0,046 ± 0,207
40→∞	1,0→1,6	0,782 ± 0,006	0,783 ± 0,053 <sup>+0,217</sup> <sub>-0,224</sub>	0,784 ± 0,075 <sup>+0,216</sup> <sub>-0,248</sub>
20→30	1,6→2,5	0,437 ± 0,001	0,396 ± 0,009 ± 0,151	0,379 ± 0,012 ± 0,155
30→40	1,6→2,5	0,490 ± 0,004	0,406 ± 0,028 ± 0,195	0,371 ± 0,034 ± 0,190
40→∞	1,6→2,5	0,807 ± 0,005	0,748 ± 0,053 <sup>+0,252</sup> <sub>-0,265</sub>	0,724 ± 0,075 ± 0,276

**Tabelle C.2:** Ergebnisse für die Fake-Effizienzen für eine Fake-Kontrollregion, die durch  $M_T(W) < 30$  GeV definiert ist. Der systematische Fehler, der durch Kontamination der Fake-Kontrollregion mit Real-Myonen verursacht wird, ist hier nicht berücksichtigt worden.



**Abbildung C.3:**  $p_T$ - (links) und  $\eta$ -Verteilung (rechts) der Loose- (rot) und Tight-Myonen (schwarz) in der Fake-Kontrollregion, die definiert ist durch  $M_T(W) < 30$  GeV.

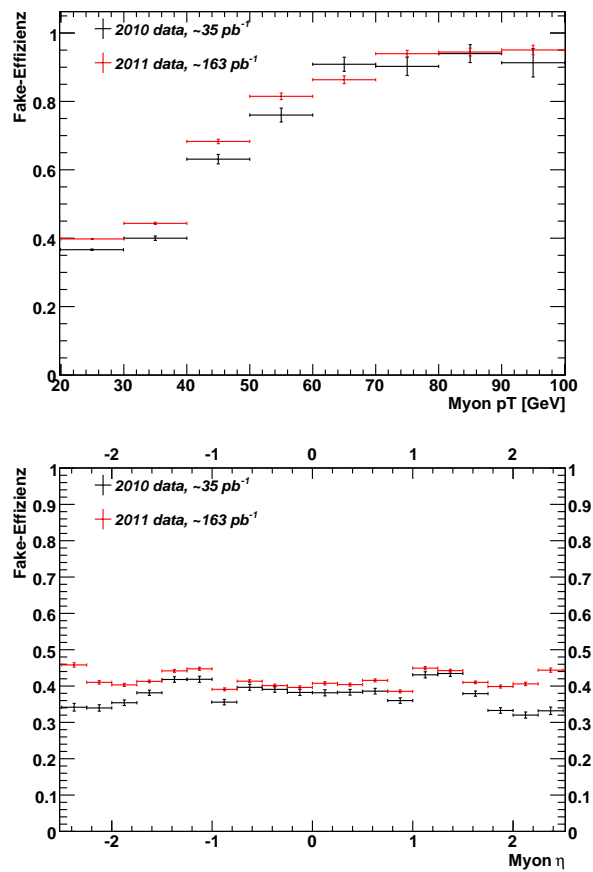


**Abbildung C.4:** Fake-Effizienz als Funktion von  $\Delta R$  zwischen Myon und Jet mit höchstem transversalen Impuls im Ereignis, für eine Fake-Kontrollregion, die durch  $M_T(W) < 30$  GeV definiert ist.



## Anhang D

# Fake-Effizienzen 2010 und 2011 mit gleicher $E_T^{miss}$ -Definition



**Abbildung D.1:** Fake-Effizienz als Funktion von  $p_T$  und  $\eta$  für den 2010 (schwarz) und 2011 (rot) Datensatz. Verwendet wurde hier in beiden Datensätzen die gleiche Definition der fehlenden transversalen Energie, `MET_RefFinal_em_phi` [43]

# Literaturverzeichnis

- [1] D. McGinnis: *FNAL Tevatron Operational Status*. Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, 2005.
- [2] The TOTEM Collaboration: *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. 2008 JINST 3 S08007.
- [3] ALICE Collaboration: *The ALICE experiment at the CERN LHC*. 2008 JINST 3 S08002.
- [4] The LHCb Collaboration: *The LHCb Detector at the LHC*. 2008 JINST 3 S08005.
- [5] The LHCf Collaboration: *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*. 2008 JINST 3 S08006.
- [6] CMS Collaboration: *The CMS experiment at the CERN LHC*. 2008 JINST 3 S08004.
- [7] ATLAS Collaboration: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. 2008 JINST 3 S08003.
- [8] CERN: *LHC structure*. LHC-PHO-1997-203, 1997.
- [9] *ATLAS inner detector: Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [10] G. Aad et al.: *Expected performance of the ATLAS experiment: detector, trigger and physics*. CERN, Geneva, 2009.
- [11] Mike Dornberger: *Studien zu Simulationen von Minimum-Bias-Ereignissen fuer den ATLAS-Detektor mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren*. Diplomarbeit, Humboldt-Universitaet zu Berlin, 2010.
- [12] I Efthymiopoulos: *Overview of the ATLAS detector at LHC*. oai:cds.cern.ch:409257. Technischer Bericht ATL-CONF-99-002. 7, CERN, Geneva, May 1999. version revised com-conf-99-002version1 on Tue Jun 22 21:18:36 MET DST 1999.
- [13] *ATLAS Trigger Performance: Status Report*. Technischer Bericht CERN-LHCC-98-015, CERN, Geneva, Jun 1998.
- [14] D. Griffiths: *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1987.

- [15] D P Roy: *Basic Constituents of Matter and their Interactions: A Progress Report*. Technischer Bericht hep-ph/9912523. TIFR-TH-99-59, Tata Inst. Fundam. Res., Bombay, Dec 1999.
- [16] P. Azzi *et al.*: *Combination of CDF and D0 results on the top-quark mass*. arXiv:0903.2503v1, 2009.
- [17] Wikipedia: *Standardmodell*. <http://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>.
- [18] Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa: *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Progress of Theoretical Physics, 49(2):652–657, 1973. <http://ptp.ipap.jp/link?PTP/49/652/>.
- [19] Nicola Cabibbo: *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys.Rev.Lett., 10(12):531–533, Jun 1963.
- [20] K. Nakamura *et al.*: *Review of particle physics*. J. Phys., G37:075021, 2010.
- [21] Arnulf Quadt: *Top quark physics at hadron colliders*. Eur. Phys. J., C48:835–1000, 2006. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0507207>.
- [22] Wolfgang Wagner: *Top quark physics in hadron collisions*. Rept. Prog. Phys., 68:2409–2494, 2005.
- [23] H. L. Lai, J. Botts, J. Huston, J. G. Morfin, J. F. Owen, J. W. Qiu, W. K. Tung und H. Weerts: *Global QCD Analysis and the CTEQ Parton Distributions*. PHYS.REV.D, 51:4763, 1995. <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:hep-ph/9410404>.
- [24] Werner Bernreuther: *Top quark physics at the LHC*. J. Phys., G35:083001, 2008. <http://arxiv.org/abs/0805.1333>.
- [25] Y Okumura: *Top cross section measurements at ATLAS*. May 2011.
- [26] Almond *et al.*: *The measurement of  $t\bar{t}$  cross section in the dilepton decay channel with cut-and-count methods at 7 TeV with  $L = 163 \text{ 1/pb}$* . Technischer Bericht ATL-PHYS-INT-2011-707, CERN, Geneva, June 2011.
- [27] *Dimuon composition in ATLAS at 7 TeV*. Technischer Bericht ATLAS-CONF-2011-003, CERN, Geneva, Feb 2011.
- [28] T. et al. Aaltonen: *Evidence for a mass dependent forward-backward asymmetry in top quark pair production*. Phys. Rev. D, 83(11):112003, Jun 2011.
- [29] J. A. Aguilar-Saavedra und M. Perez-Victoria: *No like-sign tops at Tevatron: Constraints on extended models and implications for the  $t\bar{t}$  asymmetry*. Phys. Lett., B701:93–100, 2011.
- [30] Edmond L. Berger, Qing Hong Cao, Chuan Ren Chen, Chong Sheng Li und Hao Zhang: *Top Quark Forward-Backward Asymmetry and Same-Sign Top Quark Pairs*. Phys. Rev. Lett., 106:201801, 2011.

- [31] Jing Shu, Tim M. P. Tait und Kai Wang: *Explorations of the top quark forward-backward asymmetry at the Tevatron*. Phys. Rev. D, 81(3):034012, Feb 2010.
- [32] Ning Zhou und Daniel Whiteson: *Search for Same-Sign Top Pairs and Fourth Generation Bottom-like Quarks in Same-Sign Dilepton Final States with 1 1/fb of Data*. (ATL-COM-PHYS-2011-710), June 2011.
- [33] *ATLAS computing: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2005. revised version submitted on 2005-06-20 16:33:46.
- [34] B Resende: *Muon identification algorithms in ATLAS*. Technischer Bericht ATL-PHYS-PROC-2009-113, CERN, Geneva, Sep 2009.
- [35] Cornelissen et al.: *Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT)*. Technischer Bericht ATL-SOFT-PUB-2007-007. ATL-COM-SOFT-2007-002, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [36] Giacinto Piacquadio und Karl Jakobs: *Identification of b-jets and investigation of the discovery potential of a Higgs boson in the  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  channel with the ATLAS experiment*. Dissertation, Freiburg U., Freiburg, 2010. Presented on 11 Jan 2010.
- [37] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/StacoMuonCollection>.
- [38] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MuidMuonCollection>.
- [39] Delia Brueser: *Untersuchung der b-Tagging-Algorithmen des ATLAS-Experiments*. Diplomarbeit, Universitaet Siegen, 2005.
- [40] W et al. Lampl: *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*. Technischer Bericht ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [41] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez: *The anti- $k$   $t$  jet clustering algorithm*. Journal of High Energy Physics, 2008(04):063, 2008. <http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=04/a=063>.
- [42] *Performance of the ATLAS Secondary Vertex b-tagging Algorithm in 7 TeV Collision Data*. Technischer Bericht ATLAS-CONF-2010-042, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [43] *Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at 7 TeV*. Technischer Bericht ATLAS-CONF-2011-080, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [44] J et al. Adelman: *Technical aspects of the first top pair analyses*. Technischer Bericht ATL-PHYS-INT-2010-140, CERN, Geneva, Dec 2010.
- [45] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopPhysD2PDEventFilters>.
- [46] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopPhysD2PDEventFilters2010>.

- [47] *ROOT: A Data Analysis Framework*. <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [48] J et al. Knobloch: *LHC computing Grid: Technical Design Report. Version 1.06 (20 Jun 2005)*. Technical Design Report LCG. CERN, Geneva, 2005.
- [49] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/FullGangaAtlasTutorial>.
- [50] [https://atlddm10.cern.ch/tagservices/RunBrowser/runBrowserReport/rBR\\_Period\\_Report.php?pd=NONE](https://atlddm10.cern.ch/tagservices/RunBrowser/runBrowserReport/rBR_Period_Report.php?pd=NONE).
- [51] [https://atlas-top-grls.web.cern.ch/atlas-top-grls/xmlGRL/Moriond/top\\_allchannels\\_7TeV\\_Moriond.xml](https://atlas-top-grls.web.cern.ch/atlas-top-grls/xmlGRL/Moriond/top_allchannels_7TeV_Moriond.xml).
- [52] *Updated Luminosity Determination in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV using the ATLAS Detector*. Technischer Bericht ATLAS-CONF-2011-011, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [53] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [54] [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/TopGRLs/Top\\_GRL\\_D\\_hacked.xml](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/TopGRLs/Top_GRL_D_hacked.xml).
- [55] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopCommonObjects>.
- [56] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesRel16#AnchorSelections>.
- [57] K Nikolopoulos, D Fassouliotis, C Kourkoumelis und A Poppleton: *Muon Energy Loss Upstream of the Muon Spectrometer*. Technischer Bericht ATL-MUON-PUB-2007-002. ATL-COM-MUON-2006-019, CERN, Geneva, Sep 2006.
- [58] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopETmissLiaison16-6-2-6-1>.
- [59] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopETmissLiaison16-0-3-3-3>.
- [60] Abi et al.: *Mis-identified lepton backgrounds to top quark pair production: Supporting note 5*. Technischer Bericht ATL-COM-PHYS-2010-849, CERN, Geneva, Oct 2010. Supporting note for top observation paper.
- [61] Abi et al.: *Mis-identified lepton backgrounds to top quark pair production for Moriond 2011 analysis*. Technischer Bericht ATL-COM-PHYS-2011-144, CERN, Geneva, Feb 2011.
- [62] Becker et al.: *Mis-identified lepton backgrounds in top quark pair production studies for EPS 2011 analyses*. Technischer Bericht ATL-COM-PHYS-2011-768, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [63] Glen Cowan: *Error analysis for efficiency*. July 2008.
- [64] Diego Casadei: *Efficiency measurement: a Bayesian approach*. arXiv:0908.0130v5, 2010.

[65] <http://root.cern.ch/root/html/doc/TGraphAsymmErrors.html#TGraphAsymmErrors:BayesDivide>.

[66] *Private Communication with Giuseppe Salamanna.*

## Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Masterarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

.....

(Ort, Datum)

.....

(Unterschrift)