

**Messung des Wirkungsquerschnitts
der assoziierten Produktion
eines W -Bosons mit einem charm-Jet
am ATLAS Experiment**

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

Hannah Arnold

1. August 2012



Prof. Dr. Karl Jakobs

Fakultät für Mathematik und Physik der

Albert-Ludwigs-Universität

Freiburg im Breisgau

**Messung des Wirkungsquerschnitts
der assoziierten Produktion
eines W -Bosons mit einem charm-Jet
am ATLAS Experiment**

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

Hannah Arnold

1. August 2012

Prof. Dr. Karl Jakobs

Fakultät für Mathematik und Physik der

Albert-Ludwigs-Universität

Freiburg im Breisgau

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	5
2.1.1. Das Teilchenspektrum	6
2.1.2. Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre mathematische Beschreibung	8
2.2. Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen	15
3. Hintergründe und Strategie der Messung des $W + \text{charm-Jet}$ Wirkungsquerschnitts	21
3.1. Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem charm-Quark	21
3.2. Fragmentation des charm-Quarks	22
3.3. Zerfall des W -Bosons und des c -Hadrons	26
3.4. Strategie der Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts	29
3.5. Untergrundprozesse	33
3.6. Vorangegangene Messungen des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts	38
4. Das ATLAS-Experiment am <i>Large Hadron Collider</i>	41
4.1. Der <i>Large Hadron Collider</i>	41
4.2. Das ATLAS-Experiment	42
4.2.1. Der innere Detektor	43
4.2.2. Das Kalorimetersystem	45
4.2.3. Das Myonspektrometer	47
4.2.4. Das Triggersystem	49
5. Rekonstruktion und Identifikation physikalischer Objekte	51
5.1. Spur- und Primärvertexrekonstruktion	51
5.2. Rekonstruktion und Identifikation von Leptonen und Jets	52
5.2.1. Elektronrekonstruktion und -identifikation	52
5.2.2. Myonrekonstruktion	54
5.2.3. Isolation von Leptonen	55
5.2.4. Rekonstruktion von Jets	56
5.3. Skalierung und Auflösungskorrektur der gemessenen Energien	58
5.4. Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie	60
6. Verwendete Datensätze	63
6.1. Eigenschaften der aufgezeichneten Daten	63
6.2. Eigenschaften der Monte Carlo-Simulationen	64

6.2.1.	<i>Pile-Up</i> -Simulation und Korrektur	68
6.2.2.	Korrektur der z -Position des Signalvertex	69
6.2.3.	Gewichtung der Triggerentscheidung	70
6.2.4.	Effizienzkorrekturen durch Anwendung von Skalierungsfaktoren	72
7.	Selektion der Ereignisse und Untergrundabschätzung	77
7.1.	Selektion von $W + c$ -Ereignissen	78
7.1.1.	Selektion der Objekte: Elektronen, Myonen und Jets	78
7.1.2.	Selektion der $W + c$ -Kandidaten	81
7.2.	Abschätzung des QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes	95
7.2.1.	Abschätzung der Asymmetrie des QCD-Untergrundes mit Hilfe der <i>Template Fit</i> -Methode	96
7.2.2.	Abschätzung der Asymmetrie des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes	104
7.2.3.	Bestimmung der Normierung und der systematischen Unsicherheiten des QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes	109
8.	Bestimmung des $W + c$-Wirkungsquerschnitts	117
8.1.	Definition des experimentellen $W + c$ -Wirkungsquerschnitts	117
8.2.	Bestimmung der Faktoren zur Effizienzkorrektur und Extrapolation	118
8.3.	Systematische Unsicherheiten der Korrekturfaktoren	121
8.4.	Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung	130
8.5.	Ausblick	132
9.	Zusammenfassung	137
A.	Zwischenergebnisse der Untergrundabschätzung im $W + c + 1$ Jet-Kanal	141
	Literaturverzeichnis	149
	Danksagung	157

Die Elementarteilchenphysik widmet sich der Erforschung der Bausteine der Materie und ihren Wechselwirkungen. In den 1960er und 1970er Jahren wurden eine Reihe von Theorien entwickelt, die heute im sog. *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* zusammengefasst werden und die, basierend auf zwei Klassen elementarer Materieteilchen, den *Quarks* und den *Leptonen*, alle bisher bekannten fundamentalen Wechselwirkungen zwischen diesen - mit Ausnahme der Gravitation - sehr erfolgreich beschreiben. Bei den im Standardmodell mit Hilfe von Quantenfeldtheorien beschriebenen Wechselwirkungen handelt es sich um die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die sich beispielsweise im Kern- β -Zerfall manifestiert, und die starke Wechselwirkung, die z.B. Quarks zu *Hadronen* - zu denen auch das Proton gehört - bindet. Vermittelt werden diese Wechselwirkungen jeweils durch den Austausch von Teilchen einer weiteren Sorte, *Vektorbosonen*, die daher auch als *Austauschteilchen* bezeichnet werden. Konnten die meisten Vorhersagen des Standardmodells experimentell bestätigt werden, bleibt die Existenz eines letzten Teilchens, des *Higgs-Bosons*, welches bei der Beschreibung, wie Teilchen Masse erhalten, eine wichtige Rolle spielt, noch heute eindeutig nachzuweisen. Insbesondere zur Entdeckung dieses fehlenden Puzzle-Teils, aber auch zur Suche nach *neuer* Physik jenseits des Standardmodells, wurde bereits in den 1980er Jahren ein Hochenergiephysik-Experiment geplant, das schließlich im Jahr 2009 seinen Betrieb aufgenommen hat: der *Large Hadron Collider* (LHC) am Teilchenforschungszentrum CERN¹ bei Genf. Und in der Tat konnte im Juli 2012 die Entdeckung eines neuen Teilchens vermeldet werden [1, 2], wobei noch abzuwarten bleibt, ob es sich dabei tatsächlich um das gesuchte Higgs-Boson des Standardmodells handelt.

Beim LHC handelt es sich um einen Ringbeschleuniger, der entgegengesetzt umlaufende Protonen bei bisher unerreichten Energien zur Kollision bringt. Bei diesen Kollisionen entstehen durch die Wechselwirkungen der *Partonen*, aus denen die Protonen aufgebaut sind, nämlich den Quarks und den zwischen diesen ausgetauschten *Gluonen*, andere, meist kurzlebige Teilchen. Diese können dann direkt oder über ihre Zerfallsprodukte mit Hilfe eines der insgesamt sechs Detektoren, die entlang des Rings platziert sind, nachgewiesen und identifiziert werden. Zwei dieser Detektoren, zu denen auch das ATLAS-Experiment gehört, sind nicht spezialisiert auf die Beobachtung bestimmter Phänomene, sondern darauf ausgerichtet für so viele physikalische Prozesse wie möglich sensitiv zu sein. Die hohen Energien und beeindruckenden Ereignisraten, die der LHC liefert, ermöglichen es, dass mit dem ATLAS-Experiment, neben der Suche nach neuer Physik, Prozesse des Standardmodells mit höherer Präzision gemessen werden können, als dies zuvor der Fall war. Gerade im Hinblick auf neue Entdeckungen ist es von großer Bedeutung, dass Vorhersagen des Standardmodells wiederholt und mit höherer Genauigkeit bestätigt werden können. Dies dient nicht nur einer Überprüfung der Gültigkeit des Modells bei so hohen Energien, sondern zeigt auch die Leistung des Detektors und stellt einen Test für die Interpretation der aufgezeichneten Daten dar. Darüberhinaus können auch eine Reihe von Messungen im Rahmen des Standardmodells

¹franz.: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

weiteren Aufschluss über die innere Struktur der Protonen geben, deren präzise Kenntnis eine wichtige Voraussetzung dafür darstellt, dass theoretische Vorhersagen für die am LHC zu erwartenden Kollisionen gemacht werden können.

Ein wichtiger Prozess des Standardmodells, dessen Untersuchung diesen Zwecken dient, ist die Produktion eines W -Bosons, eines Austauschteilchens der schwachen Wechselwirkung, in Verbindung mit einem charm-Quark. Laut Standardmodell erfolgt dieser Prozess in Proton-Proton-Kollisionen vorherrschend durch die Wechselwirkung eines Gluons aus dem einen kollidierenden Proton mit einem strange-Quark aus dem zweiten an der Kollision beteiligten Proton. Da Quarks jedoch nicht als freie Teilchen existieren können, sondern stets nach ihrer Erzeugung in Hadronen gebunden werden, wird nicht das charm-Quark selbst im Detektor beobachtet, sondern ein Schauer von Teilchen - ein *Jet* -, der nach dem ursprünglichen Quark als *charm-Jet* bezeichnet wird. Die Untersuchung des Prozess $W + \text{charm-Jet}$ bietet daher eine ausgezeichnete Gelegenheit die Kenntnis über die Verteilung von strange-Quarks im Proton zu verbessern. Der Wirkungsquerschnitt für dessen Produktion, das heißt die Wahrscheinlichkeit mit der in einer Proton-Proton-Kollision der Prozess beobachtet werden kann, ist direkt sensitiv auf den strange-Quark-Gehalt des Protons.

In der vorliegenden Arbeit wird die erste Messung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion eines W -Bosons in Verbindung mit einem charm-Jet mit dem ATLAS-Experiment vorgestellt. Insbesondere werden die Fälle untersucht, in denen neben dem charm-Jet kein weiterer bzw. genau ein weiterer Jet im Ereignis vorliegt. Da sowohl das W -Boson als auch das Teilchen in das das charm-Quark gebunden wird, das c -Hadron, kurzlebig sind, können beide nur mit Hilfe ihrer Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Stehen beiden prinzipiell mehrere Endzustände zur Verfügung, ist die vorliegende Analyse auf die Untersuchung jener beschränkt, in denen Leptonen vorkommen, da diese eine klare Signatur im Detektor hinterlassen. So werden Ereignisse betrachtet, in denen das W -Boson in ein Elektron und ein Anti-Elektron-Neutrino zerfällt und aus dem Zerfall des c -Hadrons ein Myon hervorgeht. Infolge der Ladungserhaltung kommen nur die Kombinationen W^-c und $W^+\bar{c}$ vor - das Anti-charm-Quark (\bar{c}) trägt mit $-2/3$ die entgegengesetzte Ladung des charm-Quarks. Daraus folgt wiederum, dass auch die Ladungen der Zerfallsleptonen, Elektron und Myon, stets entgegengesetztes Vorzeichen tragen. Diese Korrelation zwischen den Leptonladungen wird ausgenutzt, um Untergrundprozesse fast vollständig zu eliminieren.

Die vorliegende Analyse nutzt den vollständigen Datensatz, den das ATLAS-Experiment im Jahr 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ aufgezeichnet hat, was einer integrierten Luminosität von 4.7 fb^{-1} entspricht. Dieser umfassende zur Verfügung stehende Datensatz ermöglicht es, die statistische Limitierung vorangegangener Messungen des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts zu überwinden. Da es auch gelungen ist, die systematischen Unsicherheiten weiter zu senken, können Ergebnisse präsentiert werden, deren Unsicherheiten um mehr als die Hälfte gegenüber den vorherigen Messungen reduziert sind. So hatte die CDF²-Kollaboration am Teilchenbeschleuniger Tevatron³ im Jahr 2008 eine Messung des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts veröffentlicht [4]. In dem selben Jahr hatte die Kollaboration des D0-Experiments, das ebenfalls am Tevatron angesiedelt ist, Ergebnisse der Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\sigma(Wc)/\sigma(W + \text{Jets})$ publiziert [5]. Dieses

²engl.: The Collider Detector at Fermilab

³Proton-Antiproton-Beschleuniger am Forschungszentrum für Teilchenphysik Fermilab (**Fermi** National Accelerator **Laboratory**) in Batavia (Illinois, USA) [3], der im September 2011 abgeschaltet wurde.

Verhältnis wurde auch durch die CMS⁴-Kollaboration am LHC mit den in 2010 aufgezeichneten Daten bestimmt, die darüberhinaus auch Ergebnisse der Messung des Verhältnisses $\sigma(W^+\bar{c} + X)/\sigma(W^-c + X)$ präsentiert hat [6].

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung in das Standardmodell, die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen, sowie in die Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen in Kapitel 2. In Kapitel 3 werden zunächst ausführlich die theoretischen Grundlagen im Zusammenhang mit der Produktion von W -Bosonen in Assoziation mit c -Jets und den anschließenden Zerfällen diskutiert und auf diesen aufbauend die Strategie der vorliegenden Messung erläutert. An die Beschreibung des Atlas-Experiments am LHC in Kapitel 4 schließt sich in Kapitel 5 ein kurzer Überblick über die Rekonstruktionsalgorithmen an, mit denen die aufgezeichneten Daten für die anschließende Analyse aufbereitet werden. Die Eigenschaften der gemessenen Daten und darüberhinaus die der verwendeten Simulationen werden in Kapitel 6 beschrieben. Kapitel 7 widmet sich ausführlich der Erläuterung der Extraktion der $W+c$ -Ereignisse, basierend auf den Überlegungen in Kapitel 3. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf der Diskussion der Abschätzung der zwei wichtigsten beitragenden Untergründe aus den Daten, Multi-Jet-Ereignisse infolge von QCD-Prozessen sowie Ereignisse mit der assoziierten Produktion von W -Bosonen und Jets aus leichten Quarks. In Kapitel 8 erfolgt zunächst eine detaillierte Beschreibung der Bestimmung der $W+c$ -Wirkungsquerschnitte und insbesondere der systematischen Unsicherheiten, mit denen diese behaftet sind. Nach der Präsentation und Diskussion der auf die beschriebene Weise erzielten Ergebnisse, schließt das Kapitel mit einem kurzen Ausblick, der die Bedeutung der vorliegenden Messung unterstreicht.

⁴engl.: Compact Muon Solenoid

In diesem Kapitel wird zunächst das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* in seinen Grundzügen vorgestellt. Streuexperimente, wie sie am Beschleuniger *Large Hadron Collider* in Form von Proton-Proton-Kollisionen durchgeführt werden, stellen eine Möglichkeit dar, Vorhersagen des Standardmodells, aber auch seine Grenzen zu testen. Daher werden einige Aspekte der Beschreibung von Proton-Proton-Kollisionen, die insbesondere mit der Tatsache verbunden sind, dass es sich bei Protonen nicht um elementare Teilchen handelt, im letzten Abschnitt 2.2 dieses Kapitels erörtert.

2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* ist eine Sammlung von Theorien, die in den 1960er und 1970er Jahren entwickelt wurden und die, basierend auf der Annahme zweier Klassen elementarer Materieteilchen - *Quarks* und *Leptonen* -, drei der bisher vier bekannten Wechselwirkungen¹ zwischen diesen zu beschreiben vermag. Dabei werden die Wechselwirkungen vermittelt durch den Austausch von *Vektorbosonen*, die daher auch als *Austauschteilchen* bezeichnet werden.

Die mathematische Formulierung des Standardmodells erfolgt als eine Quantenfeldtheorie im Lagrangeformalismus, aus der die fundamentalen Wechselwirkungen von einem gemeinsamen Prinzip, der *lokalen Eichinvarianz* oder -symmetrie, abgeleitet werden können. Diese Forderung nach der Invarianz unter lokalen, d.h. ortsabhängigen Operationen, - nach einer Symmetrie - schränkt die Gestalt der zu konstruierenden Lagrangedichten stark ein und führt nach dem Noether-Theorem zu Erhaltungsgrößen, den verallgemeinerten Ladungen, die den verschiedenen Wechselwirkungen zugrunde liegen. Da die mathematische Behandlung von Symmetrien mit Hilfe der Gruppentheorie erfolgt, kann die Symmetrie, aus der die Prinzipien des Standardmodells abgeleitet werden, geschrieben werden als $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Dabei beschreibt $SU(3)$ die Symmetrie, auf der die Ableitung der starken Wechselwirkung beruht, und $SU(2) \times U(1)$ jene der vereinheitlichten Theorie der elektromagnetischen und der schwachen Kraft.

Beim Standardmodell handelt es sich um eine sehr erfolgreiche Theorie, deren Vorhersagen mit den experimentellen Befunden sehr gut übereinstimmen. Bisher unbestätigt bleibt allein der *Higgs-Mechanismus*, mit dessen Hilfe erklärt werden kann, wie die Teilchen des Standardmodells die experimentell beobachteten Massen erhalten. Seit Juli 2012 gibt es jedoch erste Hinweise für die Existenz eines Teilchens, das womöglich mit dem im Rahmen dieses Mechanismus vorhergesagten *Higgs-Bosons* identifiziert werden kann [1, 2].

Der im Folgenden gegebene Überblick über das Standardmodell orientiert sich an den detaillierteren Darstellungen in den Ref. [7–10].

¹Ausgenommen ist lediglich die Gravitation, die jedoch im Gültigkeitsbereich des Standardmodells zu schwach ist, um Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen merklich zu beeinflussen.

	el. Ladung [e]	Generation		
		I	II	III
Leptonen	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	1	e	μ	τ
Quarks	$+2/3$	u	c	t
	$-1/3$	d	s	b

Tabelle 2.1.: Einteilung der Quarks und Leptonen in Generationen, unter Angabe der jeweiligen elektrischen Ladung. Die verwendeten Abkürzungen sind im Text eingeführt.

2.1.1. Das Teilchenspektrum

Bei beiden Arten elementarer Materieteilchen, den Leptonen und Quarks, handelt es sich um Fermionen, da sie Spin $1/2$ tragen. Die Austauschteilchen hingegen tragen ganzzahlige Spins und sind demnach Bosonen. Bei beiden Sorten geht man davon aus, dass sie keine weitere Unterstruktur besitzen, weswegen sie als „elementar“ bezeichnet werden.

Es liegen jeweils sechs Leptonen und sechs Quarks vor, die sich bei entsprechender Paarung in drei *Familien* oder *Generationen* aufteilen lassen, wobei sich die zweite und dritte Generation nur durch zunehmend schwerere Massen der Teilchen von der ersten unterscheiden. Eine Ausnahme stellen hier lediglich die Neutrinos dar, die im Standardmodell als masselos angenommen werden.² Die nach diesem Schema angeordneten Fermionen des Standardmodells sind in Tabelle 2.1 zu sehen. Die erste Generation besteht bei den Leptonen aus dem wohl bekannten Elektron (e) und seinem zugeordneten Neutrino (ν_e), bei den Quarks aus dem *up* (u) und dem *down* (d), aus denen sich die Nukleonen - Neutron und Proton - formieren. Folglich ist die gesamte sichtbare Materie aus den Teilchen der ersten Generation aufgebaut. In der zweiten und dritten Generation findet man die Paare Myon (μ) und Myon-Neutrino (ν_μ) bzw. Tauon (τ) und dessen zugeordnetes Neutrino (ν_τ) bei den Leptonen und bei den Quarks *charm* (c) und *strange* (s) sowie *bottom* (b) und *top* (t). Insbesondere bei den Quarks ist es üblich die Sorte auch als *Flavour* (engl. für Geschmack) zu bezeichnen. Zu jedem dieser aufgeführten Teilchen gibt es ein korrespondierendes Anti-Teilchen, das zwar identische Masse und Spin besitzt, alle weiteren Quantenzahlen jedoch entgegengesetztes Vorzeichen tragen (sofern sie von Null verschieden sind).

Zwar nehmen alle Fermionen an der schwachen Wechselwirkung teil, aber nur Quarks tragen *Farbladung* und wechselwirken daher auch über die starke Kraft. Der elektromagnetischen Wechselwirkung sind die geladenen Leptonen und alle Quarks unterworfen, allein die Neutrinos sind elektrisch neutral.

Anders als Leptonen können Quarks als farbgeladene Teilchen nicht frei existieren, sondern treten stets in gebundenen, farblosen Zuständen auf. Die Farbladung kann drei Werte annehmen, *rot*, *grün* und *blau*, die entweder in der Kombination mit ihrer jeweiligen Anti-Farbe *anti-rot*, *anti-grün* und *anti-blau* oder aber in ihrer Summe einen farblosen Zustand ergeben. Daher sind Quarks eingeschlossen in zusammengesetzten Teilchen, *Hadronen*, die entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen und als *Mesonen* bezeichnet werden oder aber

²Es gibt jedoch Beobachtungen von *Neutrinooszillationen* [11–13], die Hinweise darauf geben, dass auch Neutrinos eine Masse ungleich Null besitzen, was jedoch die Gültigkeit des Standardmodells nicht beeinträchtigt.

Wechselwirkung	assoziierte Ladung	Austauschteilchen	el. Ladung [e]	Masse [GeV]
el. magn.	el. Ladung	Photon (γ)	0	0
starke	Farbladung	8 Gluonen (g)	0	0
schwache	schwache Ladung	W^\pm	± 1	80.4
		Z	0	91.2

Tabelle 2.2.: *Austauschteilchen des Standardmodells, die die elektromagnetische, starke bzw. schwache Wechselwirkung, zwischen Teilchen vermitteln, die die entsprechende Ladung tragen. Neben ihrer elektrischen Ladung ist noch ihre Masse aufgeführt [11].*

drei Quarks verschiedener Farbe enthalten und als *Baryonen*³ bezeichnet werden. Im Unterschied zu den Quarks, die entweder die elektrische Ladung $+2/3$ oder $-1/3$ - in Einheiten der elektrischen Ladung des Elektrons $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ - tragen,⁴ ergibt sich für Hadronen, dass sie stets ganzzahlige Werte der elektrischen Ladung annehmen. Aus den halbzahligen Spins der Quarks resultiert, dass Mesonen ausschließlich ganzzahligen Spin tragen und zwischen *pseudoskalaren Mesonen*, die Spin 0 besitzen und *Vektormesonen*, die Spin 1 tragen, unterschieden wird.⁵ Bei den Baryonen kombinieren sich die Spins der Quarks hingegen entweder zu $S = 1/2$ oder $S = 3/2$, sodass es sich bei diesen ebenfalls um Fermionen handelt. Neben diesen Quarks, die die Quantenzahlen der Hadronen bestimmen und daher als *Valenzquarks* bezeichnet werden, finden sich in den Hadronen zusätzlich virtuelle Quark-Antiquark-Paare, *Seequarks*, und die zwischen den Quarks ausgetauschten Gluonen (s.u.). Verschwinden zwar die Quantenzahlen der Seequarks im Mittel, wodurch hier alle Quark-*Flavour* auftreten können, so haben sie doch ebenso wie die Gluonen Einfluss auf Wechselwirkungen zwischen Hadronen, da sie beispielsweise einen Teil des Hadronimpulses tragen (vgl. Abschnitt 2.2). Wie Tabelle 2.2 zu entnehmen,⁶ wird jede der im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen durch jeweils ein oder mehrere Austauschteilchen vermittelt. Wie zuvor erwähnt, handelt es sich bei allen um Bosonen, genauer *Vektorbosonen*, da sie Spin 1 tragen. Anders als die masselosen Austauschteilchen Photon und Gluonen, die die elektromagnetische und starke Wechselwirkung vermitteln, besitzen die Austauschteilchen W^\pm und Z eine sehr hohe Masse. Nur W^\pm -Bosonen sind elektrisch geladen und unterliegen damit der elektromagnetischen Kraft. Da Gluonen als Austauschteilchen der starken Kraft selbst farbgeladen sind - sie tragen stets eine Farbe und eine Anti-Farbe, die sich nicht kompensieren - treten auch Selbstwechselwirkungen zwischen ihnen auf. Dies resultiert darin, dass nicht nur Quarks, sondern auch Gluonen nicht als freie Teilchen beobachtet werden können. Diese bereits zuvor erwähnte Eigenschaft wird als *Confinement* (engl. für Einspernung) bezeichnet.

Auch die Bosonen W^\pm und Z tragen die Ladung der Wechselwirkung, die sie vermitteln, die schwache Ladung, sodass nicht nur Selbstkopplungen, sondern auch Kopplungen zwischen

³Analog werden Hadronen bestehend aus drei Antiquarks als *Anti-Baryonen* bezeichnet.

⁴In der vorliegenden Arbeit wird die anglo-amerikanische Schreibweise für Zahlen und daher als Dezimaltrennzeichen ein Punkt verwendet.

⁵Diese Angaben beziehen sich auf Fälle, in denen der Bahndrehimpuls Null ist.

⁶An dieser Stelle sei darauf aufmerksam gemacht, dass in der vorliegenden Arbeit der in der ATLAS-Kollaboration üblichen Konvention gefolgt wird $\hbar = c = 1$ zu setzen, was darin resultiert, dass Impulse, Energien und Massen dieselbe Einheit GeV haben.

den drei Austauschteilchen beobachtet werden können.

Alle der bisher vorgestellten Teilchen konnten auch zweifelsfrei experimentell nachgewiesen werden, allein der experimentelle Beweis für die Existenz des vom Standardmodell vorhergesagten Higgs-Bosons, das insbesondere im Rahmen der Erklärung der Massen der Austauschteilchen W^\pm und Z postuliert wurde, konnte noch nicht eindeutig erbracht werden.

2.1.2. Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre mathematische Beschreibung

Wie bereits erwähnt, wird das Standardmodell mathematisch durch eine Eichtheorie oder genauer -theorien beschrieben. Die älteste der im Modell vereinten Quantenfeldtheorien ist die zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung, die als Quantenelektrodynamik (QED) bezeichnet wird. Die starke Kraft, die zwischen farbgeladenen Teilchen wirkt, wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die schwache Wechselwirkung erfährt ihre Beschreibung gemeinsam mit der elektromagnetischen in der elektroschwachen Theorie des Glashow-Salam-Weinberg-Modells (GSW).

Formuliert sind die Theorien im Lagrange-Formalismus, der den Zusammenhang zwischen Symmetrien, d.h. der Invarianz unter einer bestimmten Operation und Erhaltungssätzen, in besonderem Maße sichtbar macht. So konnten die Bewegungsgleichungen eines Teilchens in der klassischen Mechanik mit Hilfe der Euler-Lagrange-Gleichung

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (2.1)$$

abgeleitet werden, wobei die Lagrange-Funktion L definiert ist als

$$L = T - V, \quad (2.2)$$

und T und V die kinetische bzw. potenzielle Energie des Systems ist.

In der Quantenfeldtheorie hingegen werden Teilchen als Anregungszustände von quantisierten Feldern interpretiert, wobei die Entstehung und Vernichtung von Teilchen durch Anwendung von Operatoren realisiert wird. Folglich wird in der Quantenfeldtheorie von einer *Lagrangedichte* ausgegangen, die eine Funktion der Felder ϕ_i und ihrer räumlichen und zeitlichen Ableitungen ist, wobei $\partial_\mu \phi_i = \partial \phi_i / \partial x_\mu$:

$$\mathcal{L}(\phi_i, \partial_\mu \phi_i, x_\mu) \quad (2.3)$$

Wie ausgehend von der Lagrangedichte \mathcal{L} zur Beschreibung eines freien Teilchens durch die Forderung nach Invarianz von \mathcal{L} unter einer lokalen Eichtransformation die Wechselwirkungen, denen die betrachteten Felder unterworfen sind, abgeleitet werden, wird beispielhaft anhand der QED erläutert und anschließend auf die QCD und die GSW-Theorie übertragen.

Die elektromagnetische Wechselwirkung und QED

Die elektromagnetische Kraft wirkt zwischen allen elektrisch geladenen Teilchen und wird vermittelt durch den Austausch von Photonen. Um nun die Lagrangedichte \mathcal{L} der QED abzuleiten, die beispielsweise die elektromagnetische Wechselwirkung eines Elektrons beschreibt, geht man zunächst aus von der Lagrangedichte \mathcal{L} eines sich frei bewegenden Fermions der Masse m

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (2.4)$$

die über die Euler-Lagrange-Gleichung auf die Dirac-Gleichung führt. Dabei bezeichnet ψ ein Spin- $1/2$ -Feld (Dirac-Spinor) und $\bar{\psi}$ das dazu adjungierte Feld sowie γ^μ die Dirac-Matrizen, die beispielsweise in Ref. [8] zu finden sind. Darüber hinaus ist \mathcal{L} per Konstruktion invariant unter *globalen* Phasentransformationen der Form

$$\psi \longrightarrow e^{i\alpha} \psi, \text{ wobei } \alpha \in \mathbb{R} \quad (2.5)$$

die die unitäre abelsche Gruppe $U(1)$ bilden.⁷ Aus dieser Invarianz folgt mit dem Noether Theorem direkt die Erhaltung der elektrischen Ladung.

Lässt man zu, dass α für verschiedene Raum-Zeit-Punkte x_μ variiert, so findet man, dass die Lagrangedichte unter einer solchen *lokalen* Phasentransformationen

$$\psi \longrightarrow e^{i\alpha(x)} \psi, \text{ wobei } \alpha(x) \in \mathbb{R} \quad (2.6)$$

keineswegs invariant ist, da durch die Ableitung $\partial_\mu \psi$ ein Term hinzukommt, der nicht kompensiert werden kann. Zu diesem Zweck kann jedoch ein zusätzliches Feld A_μ eingeführt werden, das sich folgendermaßen unter der Transformation in Gl. 2.6 verhält

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \quad (2.7)$$

und durch Definition der *kovarianten* Ableitung

$$\partial_\mu \longrightarrow \partial_\mu - ieA_\mu, \quad (2.8)$$

Eingang in die Lagrangedichte erhält

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m \right) \psi + e\bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu. \quad (2.9)$$

Diese ist nun, wie gefordert, ebenfalls invariant unter der lokalen Phasentransformation aus Gl. 2.6. Der gegenüber Gl. 2.4 hinzugekommene letzte Term beschreibt die Kopplung des Vektorfeldes A_μ , des *Eichfeldes*, an das Fermion (in Form von ψ), was die Interpretation von A_μ als Photonfeld und e als Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung nahe legt. Um jedoch A_μ vollständig mit diesem identifizieren zu können, muss ein weiterer „freier“ Term hinzugefügt werden, der die kinetische Energie von diesem korrekt berücksichtigt und gleichzeitig die lokale Eichinvarianz aufrecht erhält. Dies kann mit Hilfe des Feldstärketensors $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, der bereits aus der klassischen Elektrodynamik bekannt ist, erreicht werden

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m \right) \psi + e\bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.10)$$

Bei Betrachtung der so erhaltenen Lagrangedichte der QED fällt auf, dass kein Massenterm der Form $m^2 A_\mu A^\mu$ auftaucht. Ein solcher würde auch die hergestellte lokale Eichinvarianz wieder zerstören und ist daher verboten. Dieser Umstand muss daher so interpretiert werden, dass das vermittelnde Austauscheteilchen, das Photon, masselos sein muss, was mit den experimentellen Beobachtungen im Einklang steht.

⁷Die Transformation kann formuliert werden als die Multiplikation mit einer unitären 1×1 -Matrix U , da gilt $U^\dagger U = 1$.

Die starke Wechselwirkung und QCD

Die starke Wechselwirkung zwischen farbgeladenen Teilchen, die beispielsweise für den Zusammenhalt der Quarks in den Nukleonen und derer im Atomkern verantwortlich ist, wird beschrieben durch die Quantenchromodynamik (QCD), deren Lagrangedichte in ganz analoger Weise hergeleitet werden kann wie die der QED. Da es sich bei den Quarks, die als Farbe tragende Teilchen der starken Wechselwirkung unterworfen sind, auch um Fermionen handelt, kann bei der Herleitung ebenfalls von der Lagrangedichte aus Gl. 2.4 für ein freies Fermionfeld ausgegangen werden. Nun steht jedoch, da jeder Quark-*Flavour* in drei verschiedenen Farbzuständen vorkommen kann, ψ für einen dreikomponentigen Spaltenvektor

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_b \\ \psi_g \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

dessen Einträge selbst wiederum Dirac-Spinoren sind, sodass die Lagrangedichte der QCD \mathcal{L} unter *globalen* Phasentransformationen der Gruppe $SU(3)$ invariant ist. $SU(3)$ ist die nicht-abelsche Gruppe der unitären 3×3 -Matrizen mit Determinante 1 (dafür steht „S“). Aus der Symmetrie der Lagrangedichte bezüglich dieser Gruppe folgt die Erhaltung der Farbladung. Um auch hier die Forderung nach Invarianz unter lokalen Phasentransformationen zu erfüllen, müssen nicht nur ein, sondern acht Eichfelder G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$) eingeführt werden, die wiederum durch Ersetzen der Ableitung durch die entsprechende kovariante Ableitung Eingang in die Lagrangedichte erhalten. Hinzufügen kinetischer Terme für jedes der acht Eichfelder resultiert in folgender zur QED analogen Lagrangedichte der QCD

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - g \left(\bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} \psi \right) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.12)$$

die invariant unter lokalen Phasentransformationen der $SU(3)$ -Gruppe ist. Dabei bezeichnet g die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, λ_a sind die acht Gell-Mann-Matrizen und $G_{\mu\nu}^a$ ist der Feldstärketensor, der sich schreiben lässt als

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \quad (2.13)$$

f_{abc} sind die Strukturkonstanten der $SU(3)$ -Gruppe, für die gilt: $\left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2} \right] = if_{abc} \frac{\lambda_c}{2}$.

Die Lagrangedichte aus Gl. 2.12 beschreibt also die Wechselwirkung zwischen farbgeladenen Quarks (in Form von ψ) und acht Gluonen (in Form von G_μ^a), deren Kopplung durch g beschrieben ist. Analog zur QED erfordert die Erhaltung der lokalen Eichinvarianz, dass die Gluonen masselos sind. Der Feldstärketensor der QCD $G_{\mu\nu}^a$ hat gegenüber jenem der QED $F_{\mu\nu}$ einen zusätzlichen Term $gf_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$, der daher resultiert, dass bei Hinzufügen der kinetischen Terme der Eichfelder zusätzlich auch Selbstkopplungsterme zwischen den Bosonen hinzugenommen wurden, um die lokale Eichinvarianz aufrechtzuerhalten. Dieser Kopplungsterm bedeutet, dass auch Gluonen miteinander wechselwirken, was voraussetzt, dass sie ebenfalls Farbladung tragen. Dies stellt einen großen Unterschied zur QED dar und ist darauf zurückzuführen, dass die Gruppe $SU(3)$ nicht abelsch ist.

Die schwache Wechselwirkung und die GSW-Theorie

An der schwachen Wechselwirkung, die sich beispielsweise im Kern- β -Zerfall manifestiert, nehmen alle Sorten Leptonen und Quarks teil. Vermittelt wird sie durch den Austausch der

(elektrisch) geladenen W^\pm -Bosonen oder des elektrisch neutralen Z -Bosons. Die Wechselwirkung vermittelt durch die geladenen W^\pm -Bosonen, die üblicherweise als *geladener Strom* bezeichnet wird, hebt sich in besonderer Weise von allen bisher diskutierten Wechselwirkungen ab: sie allein kann die Identität der beteiligten Leptonen und Quarks und gleichzeitig deren Ladung um $\pm 1e$ verändern. Auch bei der Wechselwirkung vermittelt durch den Austausch des neutralen Z -Bosons, bei der die elektrische Ladung der beteiligten Teilchen unverändert bleibt und der daher als *neutraler Strom* bezeichnet wird, ändert sich der *Flavour* der beteiligten Teilchen, zumindest in führender Ordnung, nicht.

Werden durch die Emission oder Absorption von W^\pm -Bosonen ausschließlich die massiven und masselosen Leptonen derselben Generation (vgl. Tabelle 2.1) ineinander übergeführt, beispielsweise $e^- \leftrightarrow \nu_e$, gilt dies nicht für die Quarks. Zwar treten Umwandlungen zwischen Quarks derselben Generation bevorzugt auf, jedoch beobachtet man in geringerem Maße auch Übergänge zwischen den Generationen. In Bezug auf die schwache Wechselwirkung lassen sich daher folgende abgewandelte Paarungen vornehmen:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Dabei stellen die d', s', b' die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung dar, die sich als Linearkombinationen der „ungestrichenen“ Partner d, s, b der Masseneigenzustände der starken Wechselwirkung aus Tabelle 2.1, schreiben lassen. Deren Überführung kann mit Hilfe der *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* (CKM-Matrix) folgendermaßen ausgedrückt werden,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Somit ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines Quarks i in ein Quark j infolge der schwachen Wechselwirkung proportional zum Betragsquadrat des entsprechenden Matrixelements $|V_{ij}|^2$. Sind zwar die Matrixelemente infolge der Unitarität der CKM-Matrix V_{CKM} korreliert, müssen die einzelnen Beträge dennoch experimentell bestimmt werden und belaufen sich auf [11]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97425 \pm 0.00022 & 0.2252 \pm 0.0009 & (3.89 \pm 0.44) \times 10^{-3} \\ 0.230 \pm 0.011 & 1.023 \pm 0.036 & (40.6 \pm 1.3) \times 10^{-3} \\ (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-3} & (38.7 \pm 2.1) \times 10^{-3} & 0.88 \pm 0.07 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Experimentell findet man weiterhin, dass die geschilderte Darstellung der Übergänge zwischen Leptonen verschiedener *Flavour* infolge des geladenen Stromes nur auf linkshändige Fermionen⁸ zutrifft und der geladene Strom daher maximal die Parität⁹ verletzt. Für den neutralen Strom vermittelt durch das Z -Boson beobachtet man hingegen auch Kopplungen an rechtshändige Fermionen.

Diese experimentell beobachteten Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung lassen sich

⁸*Chiralität* lässt sich bei masselosen Fermionen mit der *Helizität* $h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|}$ identifizieren.

⁹Parität bezeichnet die Symmetrie unter Punktspiegelungen des Raumes.

zusammen mit denen über die elektromagnetische Kraft in der elektroschwachen Theorie, begründet durch Glashow, Salam und Weinberg [14–16], gemeinsam beschreiben. Verknüpft werden die beiden Wechselwirkungen über die Definition einer Quantenzahl, der *Hyperladung* Y , die über folgende als Gell-Mann-Nishijima-Formel bezeichnete Relation mit der elektrischen Ladung Q zusammenhängt:

$$Q = I_3 + Y \quad (2.17)$$

Dabei bezeichnet I_3 die dritte Komponente des *schwachen Isospins* I , die für die Komponenten der linkshändigen Dubletts $I_3 = \pm 1/2$ annehmen, da diesen $I = 1/2$ zugewiesen ist und für die rechtshändigen Fermionen $I = I_3 = 0$. An dieser Gleichung lässt sich somit ablesen, dass rechtshändige Neutrinos, da sie weder elektrisch geladen sind noch schwachen Isospin tragen, keiner der im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen unterworfen sind. I_3 und Y ergeben sich als Erhaltungsgrößen aus der Invarianz der Lagrangedichte aus Gl. 2.4 für zunächst masselos angenommenen Fermionen

$$\mathcal{L} = i\bar{\chi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \chi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R \quad (2.18)$$

unter globalen Phasentransformation der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, wobei $SU(2)$ die Gruppe der unitären 2×2 -Matrizen mit Determinante 1 ist und „L“ dabei für linkshändig steht. Darüber hinaus lassen sich die Felder für Leptonen beispielsweise schreiben als

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \text{mit } I = \frac{1}{2}, Y = -1 \quad (2.19)$$

$$\psi_R = e_R^- \quad \text{mit } I = 0, Y = -2 \quad (2.20)$$

und für Quarks

$$\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \text{mit } I = \frac{1}{2}, Y = \frac{1}{3} \quad (2.21)$$

$$\psi_R = u_R \text{ oder } \psi_R = d_R \quad \text{mit } I = 0, Y = \frac{4}{3} \text{ bzw. } -\frac{2}{3}. \quad (2.22)$$

Die Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Phasentransformationen der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ kann mit Hilfe der Einführung von drei Eichfeldern W_μ^a ($a = 1, 2, 3$), die an die Fermionen mit Kopplungskonstante g koppeln und eines vierten Eichfeldes B_μ mit Kopplungskonstante g' erfüllt werden, sodass sich die modifizierte Lagrangedichte (d.h. ∂_μ steht für die kovariante Ableitung) schreiben lässt als

$$\mathcal{L} = i\bar{\chi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \chi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.23)$$

wobei die letzten beiden Terme den kinetischen Energien der eingeführten Felder Rechnung tragen. Dabei lassen sich die Feldtensoren folgendermaßen ausdrücken

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \varepsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (2.24)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.25)$$

Während das Eichfeld B_μ ausschließlich an die Fermionen koppelt, ist der letzte Term in Gl. 2.24 als eine Selbstkopplung zwischen den Eichfeldern W_μ^a zu interpretieren, da die $SU(2)_L$ -Gruppe nicht abelsch ist. Die physikalischen Felder, die mit den Austauschteilchen W^\pm , Z und Photon identifiziert werden können, ergeben sich schließlich als Linearkombinationen aus den eingeführten Eichfeldern zu:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (2.26)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cdot \cos\theta_W - B_\mu \cdot \sin\theta_W, \quad (2.27)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \cdot \sin\theta_W + B_\mu \cdot \cos\theta_W. \quad (2.28)$$

Somit stellen das Feld Z_μ und das Photonfeld A_μ zueinander orthogonale Linearkombinationen der Felder W_μ^3 und B_μ dar, die als Drehung um den experimentell zu bestimmenden *schwachen Mischungswinkel* θ_W ausgedrückt sind. Dabei gilt $\cos\theta_W = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$ und $\sin\theta_W = g'/\sqrt{g^2 + g'^2}$, woraus sich aus dem Vergleich von A_μ mit dem in der QED-Herleitung erhaltenen Ausdruck folgender Zusammenhang zwischen den Ladungen der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung ergibt:

$$e = g \cdot \sin\theta_W = g' \cdot \cos\theta_W. \quad (2.29)$$

Liefert zwar die Forderung nach lokaler Eichinvarianz und korrekte Mischung der Eichfelder die experimentell beobachteten Felder, so hat die Herleitung jedoch zwei Makel: weder die Massen der Fermionen konnten korrekt berücksichtigt werden ohne die lokale Eichinvarianz unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ zu zerstören (vgl. Gl. 2.18), noch enthält die Lagrangedichte aus Gl. 2.23 Terme, die dazuführen würden, dass die den Austauschteilchen W^\pm und Z zugeordneten Felder in Übereinstimmung mit der experimentellen Beobachtung eine Masse ungleich Null tragen. Bereits bei der Herleitung der Lagrangedichten der QED und der QCD nach demselben Konzept konnten keine Massenterme für die Austauschteilchen hinzugefügt werden ohne die hergestellte lokale Eichinvarianz wieder zu zerstören, jedoch dort im Einklang mit experimentellen Befunden. Ein Ausweg, der die lokale Eichinvarianz aufrecht erhält und gleichzeitig dafür sorgt, dass Fermionen und die Austauschteilchen W^\pm und Z Massen zugesprochen bekommen, stellt der *Higgs-Mechanismus* dar.

Der Higgs-Mechanismus¹⁰

Mit *Higgs-Mechanismus* wird ein Konzept bezeichnet, mit Hilfe dessen die Forderung nach lokaler Eichinvarianz erfüllt werden kann und gleichzeitig massive Austauschteilchen und Fermionen eingeführt werden können. Er basiert auf der Idee der *spontanen Symmetriebrechung*, die aus der Physik der Phasenübergänge stammt und das Phänomen eines unsymmetrischen Grundzustandes beschreibt. Wie die schweren Eichbosonen W^\pm und Z mit Hilfe des Higgs-Mechanismus Masse zugeschrieben bekommen, soll im Folgenden kurz skizziert

¹⁰Genauer: Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus, da gleichzeitig neben P. Higgs zwei weitere Gruppen aus F. Englert und R. Brout sowie T.W.B. Kibble, C.R. Hagen und G. Guralnik unabhängig voneinander den im Folgenden beschriebenen Mechanismus gefunden haben.

werden.

Ausgangspunkt ist, dass ein weiteres Feld Φ eingeführt wird, das ein Dublett aus zwei komplexen skalaren Feldern bezüglich des schwachen Isospins darstellt

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

und dessen zugehörige Lagrangedichte invariant unter globalen Phasentransformationen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - V(\Phi). \quad (2.31)$$

Die Forderung nach Invarianz unter lokalen Phasentransformationen derselben Gruppe macht es, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, notwendig vier Eichfelder W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) und B_μ einzuführen, die über die Ableitung ∂_μ Eingang in die folglich modifizierte Lagrangedichte finden

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ig W_\mu^a \frac{\tau_a}{2} + ig' B_\mu \frac{Y}{2}, \quad (2.32)$$

das Potenzial $V(\Phi)$ aber unverändert lassen. Dieses wird durch folgenden Ausdruck beschrieben

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.33)$$

mit $\lambda > 0$. Für $\mu^2 > 0$ lässt sich der erste Term als Massenterm von vier skalaren Teilchen in Form der ϕ_i (aus Gl. 2.30) der Masse μ interpretieren. Der zweite Term zeigt, dass es sich bei diesen um mit sich selbst wechselwirkende Felder mit Kopplungskonstante λ handelt. Betrachtet man hingegen den Fall $\mu^2 < 0$, lässt sich der erste Term nicht mehr als Massenterm deuten und das Potenzial zeigt ein Maximum bei $\Phi = 0$ und wird minimiert für

$$\Phi^\dagger \Phi = (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (2.34)$$

Dies bedeutet, dass für $\mu^2 < 0$ das Feld einen Vakuumerwartungswert ungleich Null annimmt und dass durch Wahl eines Grundzustandes beispielsweise durch

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \quad \text{und} \quad \phi_3 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.35)$$

sodass

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad \text{mit } v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \quad (2.36)$$

die Symmetrie unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ spontan gebrochen wird. Kann Φ durch störungstheoretische Entwicklung um diesen Grundzustand bestimmt werden, genügt es jedoch Φ_0 in die Lagrangedichte einzusetzen, um Massenterme für die physikalischen Felder W_μ^\pm , Z_μ und A_μ zu erhalten, aus denen sich ablesen lässt:

$$m_W = \frac{1}{2}vg, \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad \text{und} \quad m_A = 0. \quad (2.37)$$

Dabei gilt $m_W/m_Z = \cos \theta_W$, was tatsächlich eine Vorhersage darstellt, im Unterschied zu $m_A = 0$, da das Modell mit der Forderung nach einem masselosen Photon konstruiert wurde. Die Entwicklung um Φ_0 führt auf

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

was bedeutet, dass von den ursprünglich vier skalaren Feldern ϕ_i nur eines übrig geblieben ist, das Higgs-Feld $h(x)$. Die drei anderen skalaren Felder, die den masselosen *Goldstone-Bosonen* entsprechen, wurden zu longitudinalen Polarisierungen der nunmehr massiven Eichbosonen. Einsetzen dieser Parametrisierung in die Lagrangedichte liefert Terme für ein weiteres skalares Boson, das *Higgs-Boson*, mit Masse

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2}, \quad (2.39)$$

das nicht nur mit den massiven Austauscheteilchen, sondern auch mit sich selbst wechselwirkt. Wie bereits erwähnt, konnte ein Teilchen mit solchen Eigenschaften bis heute noch nicht eindeutig nachgewiesen werden, jedoch haben die Experimente ATLAS und CMS am Teilchenbeschleuniger LHC seit Juli 2012 Hinweise auf die Existenz eines bis dahin unbekanntes Bosons mit einer Masse von $m = 126 \text{ GeV}$, das möglicherweise mit diesem identifiziert werden kann [1, 2].

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, verbot lokale Eichinvarianz unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ auch einen Massenterm für die Fermionen in der Lagrangedichte von Gl. 2.18. Jedoch können durch eine ähnliche Vorgehensweise, wie eben beschrieben, ausgehend von dem eingeführten Higgs-Dublett aus Gl. 2.30, Massenterme für die Fermionen generiert werden, sofern der Lagrangedichte ein weiterer Term hinzugefügt wird der unter lokalen Transformationen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Gruppe invariant ist. Die Kopplung der Fermionen an das Higgs-Feld wird als *Yukawa-Kopplung* bezeichnet, deren Kopplungskonstante experimentell bestimmt werden muss. Ist es auf diese Weise also möglich, Fermionmassen einzuführen, macht das Standardmodell jedoch über die Werte genauso wenig eine Vorhersage wie über die Masse des Higgs-Bosons. Sie verbleiben stattdessen als experimentell zu bestimmende Parameter der Theorie.

2.2. Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen

Um die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen zu untersuchen und Vorhersagen des Standardmodells (oder weiterer Theorien jenseits des Standardmodells) zu testen, stellen Streuexperimente, wie sie am Teilchenbeschleuniger *Large Hadron Collider* (LHC) in Form von Kollisionen im Kreis umlaufender hochenergetischer Protonstrahlen durchgeführt werden, eine wichtige Methode dar. Von besonderem Interesse sind dabei *inelastische* Streuungen, in denen bei der Reaktion der Strahlteilchen miteinander neue hochenergetische Teilchen erzeugt werden. Diese können dann direkt oder über ihre Zerfallsprodukte mit einem entsprechenden Detektor (vgl. Abschnitt 4) nachgewiesen und ihre Rate und Eigenschaften wie Energie oder Winkelverteilung gemessen werden.

Eine Größe, die in besonderem Maße zur Beschreibung und Interpretation der Wechselwirkungen zwischen den kollidierenden Teilchen herangezogen wird, ist der *Wirkungsquerschnitt* σ , der ein Maß für die Reaktionswahrscheinlichkeit darstellt. Stellt die naive Vorstellung des Wirkungsquerschnitts als effektive Querschnittsfläche der wechselwirkenden Teilchen in vielen Fällen bereits eine gute Näherung dar, ist er doch vielmehr bestimmt durch die Form und Reichweite des Wechselwirkungspotenzials und der Stärke der Wechselwirkung [10]. Nichtsdestotrotz ist seine Dimension eine Fläche, die in der Einheit *barn*

angegeben wird: $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$. Experimentell bestimmt werden kann der Wirkungsquerschnitt über die Rate R , mit der ein bestimmter Prozess auftritt, sofern die Anzahl der pro Zeiteinheit und pro Flächeneinheit streuenden Teilchen, die als *instantane Luminosität* \mathcal{L} bezeichnet wird, bekannt ist:

$$\sigma = \frac{R}{\mathcal{L}}. \quad (2.40)$$

Da R gerade die Anzahl der detektierten Ereignisse pro Zeiteinheit $R = dN/dt$ ist, lässt sich der Wirkungsquerschnitt bestimmen durch

$$\sigma = \frac{N}{\int \mathcal{L} \cdot dt} = \frac{N}{L_{\text{int}}}, \quad (2.41)$$

wobei N die Anzahl beobachteter Ereignisse während der Dauer der Datennahme ist und $L_{\text{int}} = \int \mathcal{L}$ als totale integrierte Luminosität bezeichnet wird. Die Größe \mathcal{L} hängt dabei nur von Parametern des Beschleunigers ab und kann für den Fall n_b frontal zusammenstoßender Pakete mit N_1 bzw. N_2 Teilchen geschrieben werden als [11]

$$\mathcal{L} = f_r \frac{n_b N_1 N_2}{A}, \quad (2.42)$$

wobei f_r die Umlauffrequenz und A der Strahlquerschnitt im Kollisionspunkt ist. Nimmt man an, dass die Strahlteilchen in der Ebene senkrecht zum Strahl in beiden Richtungen gaußförmig um die Strahlmitte verteilt sind mit Standardabweichungen σ_x und σ_y und sich in den umlaufenden Paketen gleich viele Teilchen $N_p = N_1 = N_2$ befinden, folgt

$$\mathcal{L} = f_r n_b \frac{N_p^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (2.43)$$

Umgekehrt lässt sich aus Gl. 2.40 bei bekanntem totalem inelastischem Wirkungsquerschnitt σ_{inel} die Luminosität bestimmen [17]:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{\text{inel}}}{\sigma_{\text{inel}}} = \frac{\mu n_b f_r}{\sigma_{\text{inel}}}, \quad (2.44)$$

wobei μ die mittlere Anzahl der inelastischen Wechselwirkungen pro Strahlkreuzung darstellt.

Um aus einem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt Aussagen über die zugrundeliegende Wechselwirkung abzuleiten oder für einen bestimmten Prozess die erwartete Anzahl von Ereignisse nach Gl. 2.41 $N = \sigma \cdot \int \mathcal{L} \cdot dt$ vorherzusagen, bedarf es einer theoretischen Definition des Wirkungsquerschnitts. Dabei ist zu bedenken, dass das Standardmodell Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen beschreibt, wohingegen es sich bei den am LHC kollidierenden Protonen um zusammengesetzte Teilchen handelt. Wie in Abschnitt 2.1.1 bereits erwähnt, sind Protonen, die zu den Baryonen gehören, zunächst aufgebaut aus drei Valenzquarks (*uud*), die ihre Eigenschaften wie Ladung $-1e$ oder halbzahligen Spin bestimmen. Darüber hinaus enthalten sie jedoch auch noch Seequarks nahezu beliebigen *Flavours*, deren Quantenzahlen (im Mittel) keinen Einfluss auf die des Protons haben, da sie stets in Paaren aus Quarks und Antiquarks auftauchen, in die die zwischen den Quarks ausgetauschten Gluonen fluktuieren. Daher kann die Zusammensetzung des Protons nicht

störungstheoretisch berechnet werden, sondern lediglich Wahrscheinlichkeitsverteilungen in Form von sogenannten *Partonverteilungsfunktionen* (PDFs) zur Beschreibung herangezogen werden. Die experimentell zu bestimmenden PDFs $f_{q_i}(x_i, Q^2)$ geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass in dem betreffenden Proton ein Parton q_i - ein Quark eines bestimmten *Flavours* oder ein Gluon - mit Impulsanteil x_i des Protonimpulses bei Impulsübertrag Q^2 zwischen den an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen, zu finden ist.¹¹ Die Q^2 -Abhängigkeit ist anschaulich so zu interpretieren, dass bei wachsenden Werten bei der Untersuchung der Zusammensetzung zunehmend mehr Details aufgelöst werden können: sind bei niedrigen Werten von Q^2 nur die Valenzquarks zu sehen, können bei hohen Werten auch die ausgetauschten Gluonen und die verschiedenen Seequarks sichtbar gemacht werden. Eine Reihe von Gruppen hat es sich zur Aufgabe gemacht aus den Daten unterschiedlichster Experimente, die sensitiv auf die Zusammensetzung des Protons sind, Sätze von PDFs durch Fits zu extrahieren. Dabei macht man sich zunutze, dass eine bei einem bestimmten Q_0^2 gemessene PDF mit Hilfe der DGLAP-Entwicklungsfunktionen¹² zu beliebigen Q^2 extrapoliert werden können und daher eine Übertragbarkeit auf andere Experimente bei anderen Energien möglich ist. In Abbildung 2.1 sind beispielhaft für zwei verschiedene Q^2 -Werte die PDFs des Protons, die von der MSTW-Gruppe bestimmt wurden, zu sehen. An diesen ist zu erkennen, dass insbesondere die Valenzquarks u und d infolge ihrer Dominanz bei hohen x -Werten den Protonimpuls ausmachen.

Kommt es bei Kollision zweier Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von \sqrt{s} daher zu einem harten Streuprozess, d.h. zu einer Wechselwirkung mit hohem Impulsübertrag, liegt diesem die Wechselwirkung zweier Partonen¹³ q_i und q_j zugrunde, die bei einer entsprechend reduzierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_i x_j s}$ abläuft. Mit Hilfe des *Faktorisierungstheorems* lässt sich demzufolge der *hadronische* Wirkungsquerschnitt einer solchen Proton-Proton-Wechselwirkung, die zu einem Endzustand Y führt, schreiben als die Faltung des Wirkungsquerschnitts der Parton-Parton-Wechselwirkung und der PDFs [19]:

$$\sigma(pp \rightarrow Y) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j f_{q_i}(x_i, Q^2) f_{q_j}(x_j, Q^2) \hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow Y). \quad (2.45)$$

Dabei bezeichnet $\hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow Y)$ den *partonischen* Wirkungsquerschnitt für die zugrundeliegende harte Streuung der Partonen q_i und q_j in einen Zustand Y und die PDFs $f_{q_i}(x_i, Q^2)$ und $f_{q_j}(x_j, Q^2)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, dass die Partonen mit Impulsbruchteil x_i bzw. x_j in einem der beiden Protonen vorliegen, bei Impulsübertrag $Q^2 = \hat{s}$. Die Summe läuft dabei über alle Parton-Kombinationen, die entsprechend des Standardmodells zu dem betrachteten Prozess Y führen können. In Abbildung 2.2 ist schematisch die Wechselwirkung zweier Partonen infolge eines harten Streuprozesses zweier Protonen am Beispiel der Produktion eines Vektorbosons V , das in ein Leptonpaar $\bar{l}l$ zerfällt, dargestellt. Für diesen Prozess, der als *Drell-Yan-Prozess* bezeichnet wird, wurde zuerst die Gültigkeit des Faktorisierungstheorems gezeigt, bevor dieses auf alle harten Streuprozesse verallgemeinert wurde [20, 21].

Der partonische Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ lässt sich desweiteren schreiben als [7]

¹¹Strenggenommen ist x_i nur im sog. *Breit-System* mit dem Impulsanteil des Partons am Protonimpuls zu identifizieren. Gleiches gilt für die anschauliche Deutung von Q^2 als Maß für die räumliche Auflösung.

¹²DGLAP steht für die Anfangsbuchstaben der theoretischen Physiker Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi, die zum Teil unabhängig voneinander diese Funktionen aufgestellt haben.

¹³Es können in seltenen Fällen auch mehrere Partonen beteiligt sein, man spricht dann von *multiple parton interaction* (MPI). Dieser Fall wird hier aber nicht betrachtet.

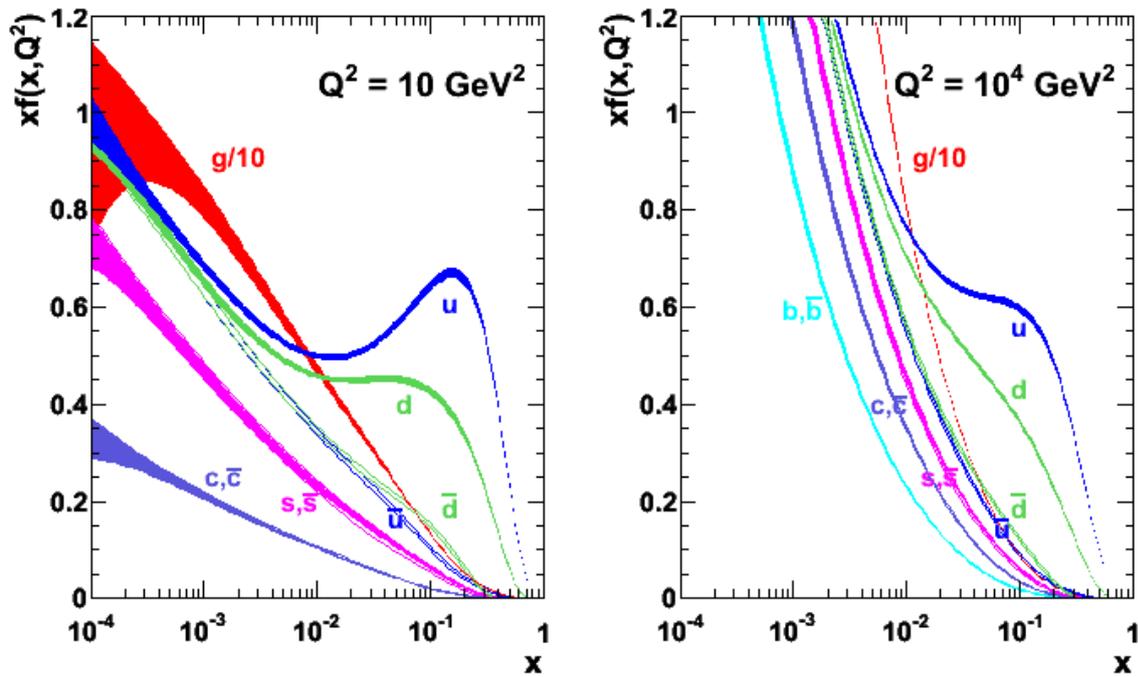


Abbildung 2.1.: Partonverteilungsfunktionen des Protons aus dem PDF-Satz MSTW 2008 NNLO für $Q^2 = 10 (\text{GeV})^2$ (links) und $Q^2 = 10^4 (\text{GeV})^2$ (rechts), (nach Ref. [18]).

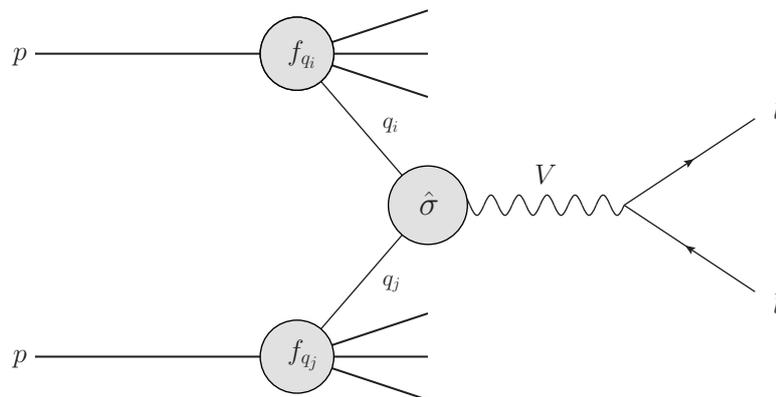


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung eines harten Streuprozesses einer Proton-Proton-Kollision (pp). In diesem Beispiel geht aus der Wechselwirkung der Partonen q_i und q_j ein Vektorboson V hervor, das in ein Lepton-Antilepton-Paar ($l\bar{l}$) zerfällt.

$$\hat{\sigma} = \int \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} dQ, \quad (2.46)$$

wobei \mathcal{M} das aus der Quantenmechanik bekannte Übergangsmatrixelement für den Übergang eines Anfangs- in einen Endzustand darstellt, gegeben, dass eine bestimmte Wechselwirkung vorliegt. $|\mathcal{M}|^2$ bezeichnet dann gerade die Wahrscheinlichkeitsamplitude. F steht für den Fluss der einfallenden Teilchen und dQ wird als Phasenraumfaktor bezeichnet, der die mögliche Anzahl zur Verfügung stehender Endzustände angibt, basierend auf den kinematischen Eigenschaften der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen.

\mathcal{M} kann mit Hilfe der Störungstheorie aus den Lagrangedichten der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Wechselwirkungen bestimmt werden. Der partonische Wirkungsquerschnitt lässt sich somit als eine Störungsreihe in der starken Kopplungskonstanten α_s ausdrücken gemäß

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_0 [1 + c_1 \alpha_s + c_2 \alpha_s^2 + \dots + c_n \alpha_s^n], \quad (2.47)$$

wobei $\hat{\sigma}_0$ die führende Ordnung darstellt.¹⁴

In Abbildung 2.3 sind die für Proton-(Anti-)Proton-Kollisionen vorhergesagten Wirkungsquerschnitte einiger Prozesse und die für diese erwarteten Ereignisraten (vgl. Gl. 2.40) bei einer instantanen Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} zu sehen. Daran ist beispielsweise abzulesen, dass der gesamte inelastische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot} \approx 70 \text{ mb}$ viele Größenordnungen über den Wirkungsquerschnitten für die Produktion der W - und Z -Bosonen liegt. Der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für das Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 120 \text{ GeV}$ liegt nochmals weit darunter.

Die weiteren Partonen der an der Kollision beteiligt Protonen, die nicht an der harten Streuung teilgenommen haben, können ebenso wie unter Umständen in der Wechselwirkung entstandene Quarks und Gluonen als farbgeladene Teilchen gemäß des *Confinements* nicht frei existieren, sondern werden in einem Prozess, der als *Hadronisierung* oder *Fragmentation* bezeichnet wird, in Hadronen gebunden.¹⁵ Hadronen, die aus den initialen Partonen, die nicht am harten Streuprozess beteiligt waren, entstanden sind, bilden das sog. *Underlying Event*.

Die Beschreibung der Fragmentation erfolgt analog zu den PDFs mit Hilfe sog. *Fragmentationsfunktionen* $D_{p \rightarrow h}(z, \tilde{\mu}_F)$, die die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, dass ein Parton p in ein Hadron h fragmentiert, das den Impulsbruchteil z des ursprünglichen Partonimpulses trägt. Die $D_{p \rightarrow h}(z, \tilde{\mu}_F)$ können ebenfalls nicht störungstheoretisch berechnet werden, sondern werden basierend auf Modellen, die den Hadronisierungsprozess beschreiben, experimentell bestimmt. Gängige Modelle stellen das Modell der „Cluster-Fragmentation“ [22] sowie der „String-Fragmentation“ [23, 24] dar. In letzterem, das auf der Annahme eines linearen *Confinements* beruht, lässt sich der Fragmentationsprozess anschaulich folgendermaßen beschreiben: Entfernen sich zwei Partonen q und \bar{q} voneinander, wächst die Energie in dem zwischen ihnen gespannten „Feldschlauch“, des *Strings*, linear an. An einem gewissen Punkt, wenn die gespeicherte Energie groß genug ist, reißt der *String* unter Bildung eines neuen Quark-Antiquark-Paares $q'\bar{q}'$, wobei die Energie zu den Teilen x und $1-x$ auf die beiden Systeme $q\bar{q}'$

¹⁴Rechnungen in führender Ordnung werden häufig nach dem engl. Ausdruck *leading order* mit „LO“ bezeichnet. Analog werden solche in nächst führender Ordnung und der darauf folgenden (α_s^2) als „NLO“ (*next-to-leading order*) und „NNLO“ (*next-to-next-to-leading order*), respektive, charakterisiert.

¹⁵Eine Ausnahme davon stellt das *top*-Quark dar, dessen Lebensdauer wesentlich kürzer ist als die Zeitskala der Fragmentation.

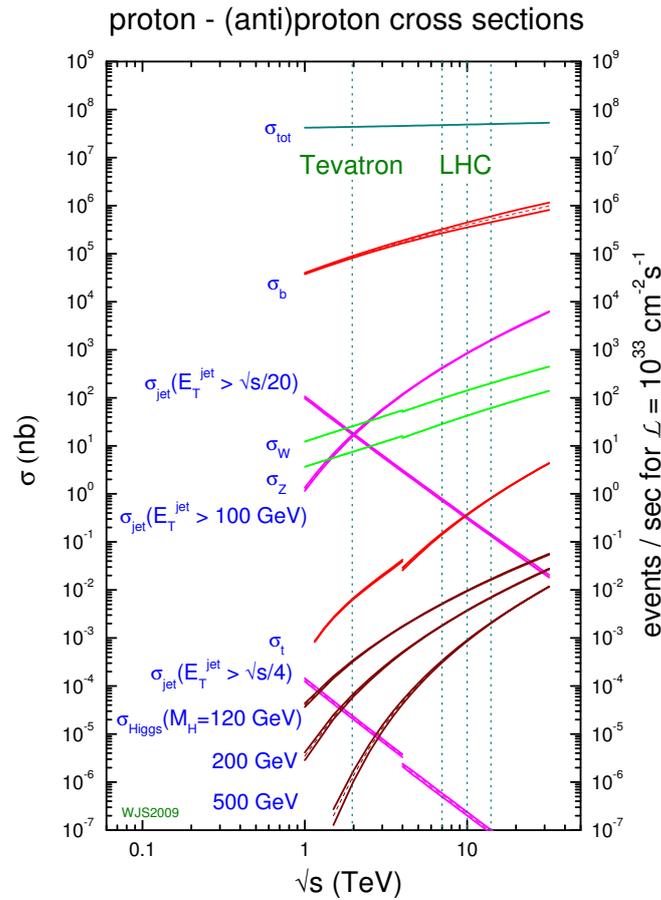


Abbildung 2.3.: Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte (linke Achse) und Ereignisraten (rechte Achse) einiger wichtiger Standardmodell-Prozesse in Proton-(Anti-)Proton-Kollisionen als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} für eine instantane Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die gestrichelten Linien deuten die Schwerpunktsenergien zum einen des Beschleunigers Tevatron bei 1.96 TeV und zum anderen des LHC bei 7 TeV, - der Schwerpunktsenergie bei der Datennahme 2010/2011 -, 10 TeV und der angestrebten Schwerpunktsenergie von 14 TeV an [19].

und $q'\bar{q}$ übergeht. Reicht schließlich die verbleibende Energie zu einem weiteren Durchlauf dieses Prozesses nicht mehr aus, bilden sich Hadronen. Genau genommen beschreibt dies die Produktion von Mesonen, Hadronen bestehend aus einem Quark und einem Antiquark, die Erzeugung von Baryonen, Zuständen aus drei Quarks bzw. Antiquarks, ist komplizierter. Realisiert wird sie in ihrer einfachsten Form durch die Produktion von Diquark-Paaren beim Aufbrechen des *Strings*, basierend auf der Annahme, dass q ebenso ein Antidiquark $\bar{q}\bar{q}$ darstellen könnte. Am Ende des Fragmentationsprozesses stehen eine Vielzahl von Hadronen, die sich entlang der Flugrichtung des ursprünglichen Quarks im Detektor ausbreiten, was in Form von Energiedepositionen als *Jet* beobachtet werden kann (vgl. Abschnitt 5.2.4).

3 Hintergründe und Strategie der Messung des $W + \text{charm-Jet}$ Wirkungsquerschnitts

Dieses Kapitel widmet sich zunächst ausführlich den theoretischen Grundlagen, die bei der Untersuchung der Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem charm-Quark von Bedeutung sind. An die Diskussion der möglichen Prozesse, über die in Proton-Proton-Kollisionen $W + c$ -Ereignisse produziert werden, in Abschnitt 3.1, schließt sich die Beschreibung der Fragmentation des erzeugten c -Quarks in ein c -Hadron in Abschnitt 3.2 an. In Abschnitt 3.3 werden insbesondere jene Zerfälle des W -Bosons und des c -Hadrons vorgestellt, die in der vorliegenden Messung zu ihrer Rekonstruktion und Identifikation ausgenutzt werden. Auf die vorangegangenen Abschnitte aufbauend wird in Abschnitt 3.4 schließlich die Strategie erläutert, mit der die $W + c$ -Ereignisse in der vorliegenden Analyse aus den Daten extrahiert werden und wie daraus letztendlich die Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts erfolgt. Eine Diskussion der dabei zu berücksichtigenden Untergrundprozesse findet sich in Abschnitt 3.5. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Vorstellung vorangegangener Messungen des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts in Abschnitt 3.6.

3.1. Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem charm-Quark

Laut Standardmodell wird die Produktion eines W -Bosons zusammen mit einem einzelnen c -Quark in führender Ordnung der Störungstheorie durch die Streuung eines d -, s - oder b -Quarks mit einem Gluon g beschrieben, wie es in den sog. *Feynmangraphen*¹ in Abbildung 3.1 veranschaulicht ist.²

An einem Proton-Proton-Beschleuniger wie dem LHC stammt je eines der beiden am Prozess beteiligten Partonen aus je einem der in der Kollision aufeinander treffenden Protonen. Somit zählt allein das d -Quark von den möglichen initialen Partonen auch zu den Valenzquarks des Protons, selbst sein Antiteilchen, das \bar{d} , gehört ausschließlich zu den Seequarks. Dennoch trägt der Prozess $dg \rightarrow Wc$ wegen des kleinen CKM-Matrixelements $V_{cd} \approx 0.2$ nur mit etwa 10 % zur Erzeugung von $W + c$ -Ereignissen bei³. Der Prozess $bg \rightarrow Wc$ ist noch um ein Vielfaches stärker unterdrückt, da nicht nur das CKM-Matrixelement mit $V_{cb} \approx 0.04$ sehr klein ist, sondern auch die b -Quark-Dichte im Proton nur gering ist, wie anhand ihrer PDF in Abbildung 2.1 zu erkennen ist. Daraus lässt sich schließen, dass die Produktion eines W -Bosons zusammen mit einem c -Quark in fast 90 % der Fälle auf die Fusion eines s -Quarks

¹Feynmangraphen veranschaulichen die einzelnen Beiträge, die in der störungstheoretischen Entwicklung des Matrixelements zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts eingehen.

²Genau genommen führt dies zur Produktion eines negativ geladenen W -Bosons W^- und eines c -Quarks. Analog führt die Streuung eines der Antiquarks \bar{d} , \bar{s} oder \bar{b} mit einem Gluon zur Entstehung eines positiv geladenen W -Bosons W^+ und einem \bar{c} -Antiquark. Infolge dieses analogen Prozesses soll nur ersterer zu Erläuterungen herangezogen werden und zweiterer nur dann explizit genannt werden, wenn es Unterschiede zwischen beiden gibt.

³Wovon nochmal infolge der sehr viel kleineren \bar{d} -PDF nur etwa $1/3$ \bar{d} induziert sind.

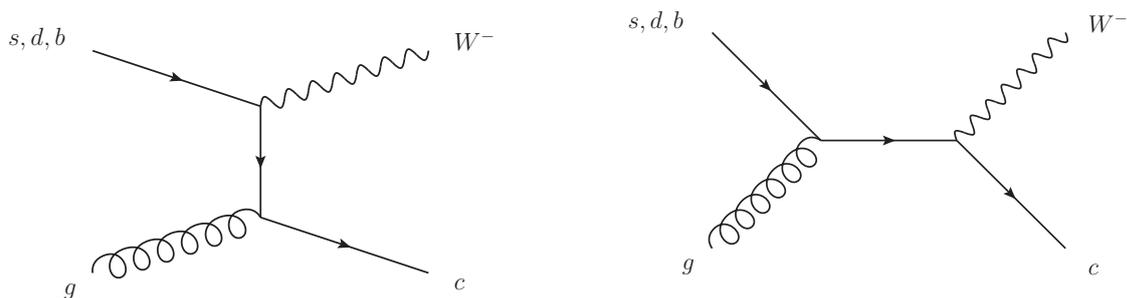


Abbildung 3.1.: Feynmangraphen der Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem c -Quark in führender Ordnung.

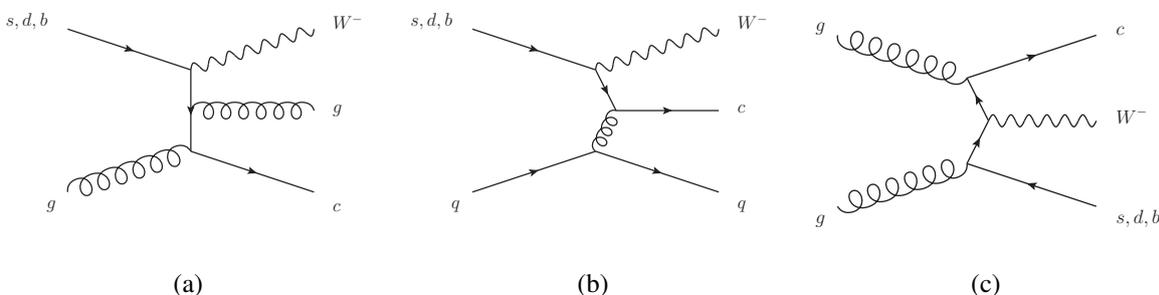


Abbildung 3.2.: Auswahl an Feynmangraphen der Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem c -Quark in der nächst führenden Ordnung.

mit einem Gluon zurückgeht, welches auch der durch das CKM-Matrixelement von $V_{cs} \approx 1$ favorisierte Prozess ist. Folglich kann die Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts über Gl. 2.45 Aufschluss über den s -Quark-Gehalt des Protons liefern.

Betrachtet man jedoch auch höhere Ordnungen der Störungstheorie und erlaubt weitere Partonen im Endzustand, so sieht man, dass die Dominanz des s -Quark-Gluon induzierten Prozesses stetig abnimmt. Dies ist bereits in der nächst führenden Ordnung zu beobachten, in der nur ein weiteres Parton auftaucht, wie beispielhaft anhand der drei Prozesse in Abbildung 3.2 zu sehen ist. So kommt zu dem Prozess $sg \rightarrow Wcg$ mit einem abgestrahlten Gluon (Abbildung 3.2(a)) zwar noch ein weiterer Prozess mit einem s -Quark im Anfangszustand hinzu, nämlich $sq \rightarrow Wcq$ (3.2(b)), daneben tritt aber auch die Fusion zweier Gluonen $gg \rightarrow Wcq$ (3.2(c)) in Erscheinung. Durch ähnliche Feynmangraphen in höherer Ordnungen nimmt die Dominanz s -Quark-Gluon induzierten Prozesses zunehmend ab. Welche Konsequenzen dies für die Messung des Wirkungsquerschnitts hat, wird in Abschnitt 3.4 erläutert.

3.2. Fragmentation des charm-Quarks

Quarks können als farbgeladene Teilchen nicht frei existieren und werden nach ihrer Entstehung direkt im Prozess der Fragmentation zu Hadronen gebunden. Wie in Abschnitt

2.2 erwähnt, ist eine Beschreibung dieses Prozesses im Rahmen der Störungstheorie nicht möglich, jedoch existieren verschiedene phänomenologische Modelle, die dazu herangezogen werden können. Anhand des sehr erfolgreichen „String-Modells“, das bereits gewählt wurde, um den Prozess der Fragmentation anschaulich zu erläutern, sollen nun auch hier einige daraus resultierende Folgerungen für die Fragmentation des c -Quarks abgeleitet werden.

Da im Rahmen des „String-Modells“ die Wahrscheinlichkeit mit der ein Quark-Antiquark-Paar eines bestimmten *Flavours* beim Aufbrechen eines *Strings* erzeugt wird, mit Hilfe des quantenmechanischen Tunnelprozesses beschrieben wird, ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass in der Fragmentation die schweren c - und b -Quarks entstehen, sehr gering. Stattdessen stammen sie fast ausschließlich direkt aus dem harten Streuprozess bzw. der Gluonspaltung ($g \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$). c -Quarks können darüberhinaus auch in einem schwachen Zerfall ($b \rightarrow c$) entstehen. Da darüberhinaus auch eine Unterdrückung der s -Quark-Produktion beobachtet werden kann [25], werden in der Fragmentation vor allem die leichten Quarks u und d produziert, die sich dann an die ursprünglichen Quarks anlagern, wodurch Hadronen gebildet werden. Somit können jene Hadronen, die ein schweres Quark enthalten, entsprechend ihres Ursprungsquark als c - oder b -Hadronen bezeichnet werden.⁴ Zu welchem Hadron-Typ sich die Quarks jedoch bei den ihnen zur Verfügung stehenden Möglichkeiten formieren, d.h. ob sie in einem angeregten Zustand oder direkt in einem Grundzustand entstehen, darüber macht das Modell keine genauen Vorhersagen. Als Grundzustand bezeichnet man in diesem Rahmen jenen Zustand, der ausschließlich über die schwache Wechselwirkung zerfällt. Nimmt man also an, dass infolge der Spinzustände pseudoskalare Mesonen (Spin = 0) zu Vektormesonen (Spin = 1) im Verhältnis 1:3 produziert werden, bei gleichzeitiger Bevorzugung von leichten Zuständen, hat sich jedoch gezeigt, dass der Anteil der geladenen D-Mesonen⁵ D^{+*} , die in einem angeregten Zustand produziert werden, nur etwa 60 % beträgt [25, 26]. Entsteht tatsächlich ein angeregtes D-Meson, geht dieses infolge einer ausreichend großen Massendifferenz zu den Grundzuständen nicht nur über elektromagnetische, sondern auch über starke Zerfälle in diese über [27]. Die wesentlichen zu beobachtenden Grundzustände der c -Hadronen sind die Mesonen D^0 , D^+ und D_s^+ sowie das Baryon Λ_c^+ . Ihre Quarkzusammensetzung, ihre Masse m und Lebensdauer τ sowie insbesondere ihr Anteil an der Fragmentation der c -Quarks $f(c \rightarrow h)$ sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Zusätzlich ist auch ihr Verzweigungsverhältnis in ein Myon $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$ ⁶ aufgeführt, dessen Bedeutung erst im nächsten Abschnitt thematisiert wird. So ist der Tabelle zu entnehmen, dass bei der Fragmentation des c -Quarks mit fast 55 % neutrale D^0 -Mesonen entstehen. Diese Dominanz gegenüber den geladenen D-Mesonen kann dadurch erklärt werden, dass einerseits angeregte, geladene D-Mesonen (D^{+*}) zu fast 70 % in D^0 und nur zu knapp 30 % in D^+ zerfallen und andererseits die angeregten, neutralen D-Mesonen (D^{0*}) ausschließlich in D^0 zerfallen, da der Zerfall $D^{0*} \rightarrow D^+\pi^-$ kinematisch verboten ist [11]:

⁴Ein Hadron, das sowohl c - und b -Quarks enthält, wird nach dem schwereren b -Quark b -Hadron genannt.

⁵Als *D-Mesonen* bezeichnet man alle Quark-Antiquark-Zustände, von denen das schwerere (Anti-)Quark ein charm ist.

⁶Genau genommen wurde unter Annahme von Leptonuniversalität das Verzweigungsverhältnis in ein Elektron angegeben, wenn die Messunsicherheit dabei geringer war oder ausschließlich gemessen wurde. Im Falle von D_s^+ berechnet sich das Verzweigungsverhältnis daher folgendermaßen: $BR(D_s^+ \rightarrow e\nu X) + BR(D_s^+ \rightarrow \tau\nu X) \cdot BR(\tau \rightarrow e\nu\nu) = (6.5 \pm 0.4) \% + (5.432 \pm 0.31) \% \cdot (17.39 \pm 0.04) \%$.

	$q\bar{q} / qq\bar{q}$	$m [\text{MeV} / c^2]$	$\tau [\text{fs}]$	$f(c \rightarrow h) [\%]$	$BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X) [\%]$
D^0	$c\bar{u}$	1864.91 ± 0.17	410.1 ± 1.5	$54.9 \pm 2.3 (\pm 1.3)$	6.49 ± 0.11
D^+	$c\bar{d}$	1869.5 ± 0.4	1040 ± 7	$23.2 \pm 1.0 (\pm 1.5)$	16.0 ± 0.3
D_s^+	$c\bar{s}$	1969.0 ± 1.4	500 ± 7	$10.1 \pm 0.9 (\pm 2.5)$	7.44 ± 0.4
Λ_c^+	udc	2286.46 ± 0.14	200 ± 6	$7.6 \pm 0.7 (\pm 2.0)$	4.5 ± 1.7

Tabelle 3.1.: Die wesentlichen im Grundzustand vorliegenden c -Hadronen mit ihrer Masse m , Lebensdauer τ sowie der Wahrscheinlichkeit ihrer Produktion in der Fragmentation des c -Quarks $f(c \rightarrow h)$ und ihr Verzweungsverhältnis für den Zerfall in ein Myon $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$. Bis auf die Werte für $f(c \rightarrow h)$ sind alle Angaben Ref. [11] entnommen. Die für $f(c \rightarrow h)$ angegebenen Werte wurden durch Mittelung von in e^+e^- -Streuung gewonnenen Ergebnissen der CLEO- und ARGUS-Kollaborationen sowie von LEP, erzielt [26]. Die in Klammern angegebenen Fehler gehen auf die Unsicherheit der Verzweungsverhältnisse der c -Hadronen zurück.

$$BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = (67.7 \pm 0.5) \% \quad BR(D^{0*} \rightarrow D^0\pi^0) = (61.9 \pm 2.9) \%$$

$$BR(D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0) = (30.7 \pm 0.5) \% \quad BR(D^{0*} \rightarrow D^0\gamma) = (38.1 \pm 2.9) \%$$

$$BR(D^{*+} \rightarrow D^+\gamma) = (1.6 \pm 0.4) \% \quad D^{0*} \rightarrow D^+\pi^-$$

Der geringe Anteil der D_s^+ in der c -Fragmentation ist auf die erwähnte Unterdrückung der s -Quark-Produktion zurückzuführen. In der Summe machen die vier aufgeführten c -Hadronen 95.8 % der in der Fragmentation entstehenden Grundzustände aus, in den restlichen 4.2 % der Fälle fragmentiert das c -Quark in die Baryonen Ξ_c und Ω_c^0 ,⁷ deren Produktionsraten ebenso infolge der s -Quark-Unterdrückung nur einen Bruchteil der des Λ_c betragen.

Bei allen für die Produktionsraten angegebenen Werten handelt es sich um Mittelungen von Ergebnissen, die in Messungen durch die CLEO- und ARGUS-Kollaborationen, sowie bei LEP in e^+e^- -Streuungen gewonnen wurden [26]. Neuere Ergebnisse der ZEUS-Kollaboration, die in ep -Streuungen am HERA-Ring produziert wurden, zeigen ein konsistentes Bild, wodurch die Hypothese gestützt wird, dass der Fragmentationsprozess unabhängig vom zugrundeliegenden harten Streuprozess ist [25].

Welchen Impulsbruchteil z des ursprünglichen Partonimpulses das in der Fragmentation entstandene Hadron h trägt, wird, wie in Abschnitt 2.2 erwähnt, durch die Fragmentationsfunktion $D_{p \rightarrow h}(z, \tilde{\mu}_F)$ beschrieben. Der Verlauf dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung wird durch das zur Beschreibung herangezogene Hadronisierungsmodell lediglich eingeschränkt und muss daher experimentell bestimmt werden. Im „String-Modell“ ist der Verlauf der Fragmentationsfunktionen durch die Annahme eingeschränkt, dass es für den Ablauf des Prozesses beliebig ist, an welchem Ende des *Strings* die Fragmentation beginnt. Die Funktion, die diesen Umstand korrekt berücksichtigt, ist die sog. „symmetrische LUND Funktion“ [24], die zwei aus Daten zu bestimmende Parameter a und b enthält:

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} \cdot \exp\left(\frac{-b \cdot m_\perp^2}{z}\right) \quad (3.1)$$

⁷ $\Xi_c^+ = ucs$, $\Xi_c^0 = dcs$ und $\Omega_c^0 = ssc$.

Die Abhängigkeit von der Masse $m_{\perp} = m^2 + p_{\perp}^2$ führt zu der Vorhersage, dass die Fragmentation bei den schweren Quarks *härter* verläuft als bei den leichten, womit gemeint ist, dass die Fragmentationsfunktion ihr Maximum nahe bei $z = 1$ erreicht. Tatsächlich ist es anschaulich plausibel, dass ein sich schnell fortbewegendes, schweres Quark bei der Aufnahme eines viel leichteren Quarks nur sehr wenig abgebremst wird und somit das daraus entstehende Meson fast den gesamten Anteil des ursprünglichen Impulses trägt. Dass diese Vorstellung nicht völlig abwegig ist, zeigen in Daten gemessene Verteilungen der c - und b -Fragmentation. Neben der „symmetrischen LUND Funktion“ wird zur Beschreibung der Fragmentationsfunktionen der schweren Quarks häufig auch die sog. „Peterson et al.“ Formel [28]

$$f(z) \propto \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z}\right)^2} \quad (3.2)$$

herangezogen, die nur einen einzigen anzupassenden Parameter ε_Q hat, der ebenfalls von der Masse des schweren Quarks abhängt: $\varepsilon_Q \propto 1/m_Q^2$.

In Abbildung 3.3 ist der qualitative Verlauf der Fragmentationsfunktionen $D_{p \rightarrow h}(z, \tilde{\mu}_F)$ für die verschiedenen Quark-*Flavour* zu sehen, wobei dieser bei den leichten Quarks (u, d, s) der „symmetrische LUND Funktion“ und bei den schweren Quarks der „Peterson et al.“ Formel folgt. Werden zwar die Fragmentationsfunktionen eigentlich in Abhängigkeit des jeweiligen Hadrons angegeben, können qualitative Unterschiede im Verlauf der Fragmentationsfunktionen jedoch gut in Abhängigkeit der ursprünglichen Quarks dargestellt werden, da die in der Fragmentation aufgenommenen Quarks nur geringen Einfluß auf den Verlauf haben.

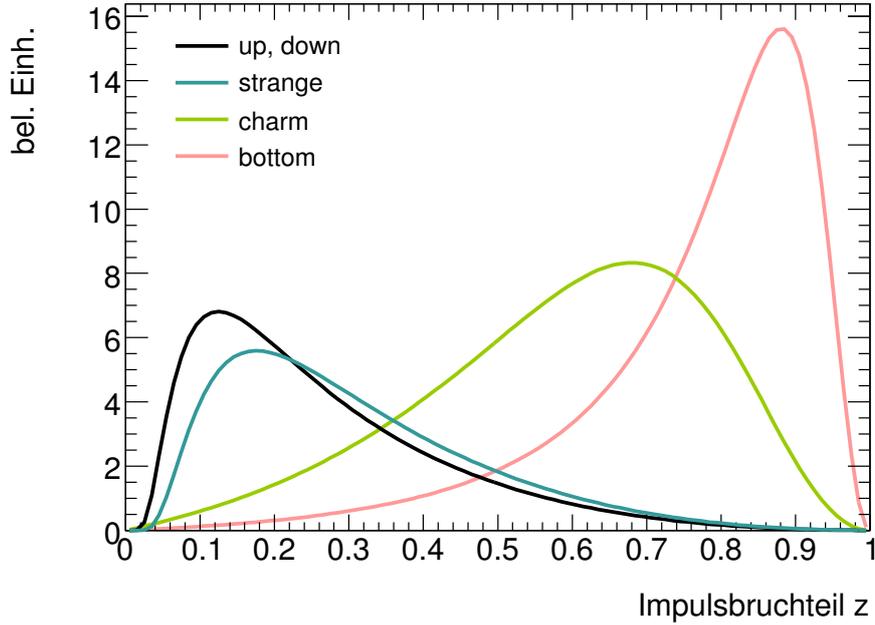


Abbildung 3.3.: Die Fragmentationsfunktionen $D_{p \rightarrow h}(z, \tilde{\mu}_F)$ für die verschiedenen Quark-Flavour p . Die zugrundeliegenden Funktionen sind im Falle von $up, down$ und $strange$ die „symmetrische LUND Funktion“ gemäß Gl. 3.1, im Falle von $charm$ und $bottom$ die „Peterson et al.“ Funktion nach Gl. 3.2. Die gezeigten Verläufe sind nur qualitativ, da nicht nur die fragmentierenden Quarks, sondern auch die in der Fragmentation aufgenommenen Quarks den Verlauf beeinflussen, der daher für die verschiedenen Hadronen unterschiedlich ist.

3.3. Zerfall des W -Bosons und des c -Hadrons

Sowohl das W -Boson als auch das c -Hadron, in das das c -Quark, wie im vorangegangenen Abschnitt ausgeführt, fragmentiert, zerfallen rasch, nachdem sie produziert wurden.

Das W -Boson zerfällt in ein Fermion-Antifermion-Paar $W \rightarrow f\bar{f}'$, was für den Fall des positiv geladenen W -Bosons W^+ entweder durch ein positiv geladenes Lepton l^+ und das entsprechende Neutrino ν_l oder aber durch ein Quark q_i der Ladung $+2/3$ und eines der Antiquarks \bar{q}_j mit Ladung $-1/3$ realisiert werden kann [29]. Da der Zerfall unter Beteiligung des top -Quarks aufgrund seiner hohen Masse ausgeschlossen ist, gilt für W^+ $q_i = \{u, c\}$ und $\bar{q}_j = \{\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}\}$.

Die sog. *Partialbreiten* $\Gamma(W \rightarrow f\bar{f}')$, die für die verschiedenen Zerfallskanäle zu erwarten sind, können in der führenden Ordnung der elektroschwachen Störungstheorie folgendermaßen berechnet werden:

$$\Gamma(W \rightarrow f\bar{f}') = C \frac{G_F m_W^3}{6\sqrt{2}\pi}. \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet m_W die Masse des W -Bosons, G_F ist die sog. *Fermi-Konstante* und C ein Farbfaktor, der für die Leptonen eins und für die Quarks, entsprechend der möglichen Farbzustände, drei annimmt. Im Falle der Quarks \bar{f}' berücksichtigt $\Gamma(W \rightarrow f\bar{f}')$ die Summe der Zerfälle in eines der beiden Quarks q_i und eines der drei möglichen Antiquarks \bar{q}_j , beispielsweise $W^+ \rightarrow u\bar{d} + u\bar{s} + u\bar{b}$. Für den individuellen Zerfallskanal $W^+ \rightarrow q_i\bar{q}_j$ wäre noch ein zusätzlicher Faktor $|V_{ij}|^2$ aus der CKM-Matrix hinzuzunehmen ist (vgl. Gl. 2.16). Die daraus

$f\bar{f}'$	$BR(W \rightarrow f\bar{f}') [\%]$
$e^+\nu_e$	10.75 ± 0.13
$\mu^+\nu_\mu$	10.57 ± 0.15
$\tau^+\nu_\tau$	11.25 ± 0.20
Hadronen	67.60 ± 0.27

Tabelle 3.2.: Verzweigungsverhältnisse des W -Bosons ($BR = \Gamma(W \rightarrow f\bar{f}')/\Gamma_W$) für die drei möglichen leptonischen Zerfälle sowie für den Zerfall in Hadronen [11].

abgeleitete Vorhersage, dass beim Zerfall des W -Bosons jedes Leptonpaar einen Zerfallsanteil von ca. $1/9$ hat und die hadronischen Zerfälle zu etwa $2/3$ auftauchen, konnte experimentell gut bestätigt werden, wie Tabelle 3.2 zu entnehmen ist.

Die gesamte Zerfallsbreite des W -Bosons, die sich aus der Summe der verschiedenen Partialbreiten ergibt, konnte zu $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042$ GeV [30] bestimmt werden. Über $\tau = 1/\Gamma$ kann dies in eine mittlere Lebensdauer von etwa 10^{-25} s übersetzt werden und hat damit zur Folge, dass die Detektion des W -Bosons lediglich über seine Zerfallsprodukte möglich ist. Auch wenn der hadronische Zerfall gegenüber den leptonischen verstärkt auftritt, können an einem Hadronbeschleuniger wie dem LHC in der Regel nur die Zerfälle in Leptonen zum Nachweis des W -Bosons genutzt werden. Die Ursache dafür liegt darin, dass Ereignisse mit zwei Jets, die über die starke Wechselwirkung produziert werden, in so reichlicher Zahl auftreten, dass die hadronischen Endzustände nur schwer von diesem auftretenden Multijet-Untergrund unterschieden werden können. Bei den leptonischen Zerfällen ist nur das geladene Teilchen direkt im Detektor sichtbar, das Neutrino hingegen entzieht sich als ausschließlich schwach wechselwirkendes Teilchen dem direkten Nachweis und ist daher nur indirekt über die Impulsbilanz nachzuweisen. Denn unter der Annahme, dass die kollidierenden Partonen keine Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung besitzen, müssen sich die Transversalimpulse aller Zerfallsprodukte zu Null addieren. Ist dies wie im leptonischen Zerfall des W -Bosons jedoch nicht der Fall, kann der „fehlende“ Transversalimpuls dem Neutrino zugeschrieben werden (vgl. Abschnitt 5.4).

Die sich im Grundzustand befindenden c -Hadronen, die unter Umständen am Ende einer Zerfallskette der ursprünglichen Hadronen, in die das c -Quark direkt nach seiner Entstehung fragmentiert, stehen, zerfallen ausschließlich über die schwache Wechselwirkung. Spielen allgemein die semileptonischen Zerfälle bei der Identifikation von schweren Hadronen eine herausragende Rolle, wird in der vorliegenden Analyse insbesondere der Zerfall in ein Myon zum Nachweis des c -Hadrons ausgenutzt. Denn die klare Signatur des Myons im Detektor - es durchdringt im Wesentlichen als einziges sichtbares Teilchen alle Detektorlagen - lässt sich auch noch in der Umgebung des durch die schauerartige Vervielfachung der Teilchen in der Fragmentation verursachten Jets erkennen (vgl. Kapitel 4 und 5).

Der einfachste Ansatz, um den semileptonischen Zerfall eines Hadrons aus schweren Quarks zu beschreiben, ist das sog. „*Spectator Model*“⁸ [29]. Hierbei wird angenommen, dass das schwere Quark zerfällt, unbeeinflusst der Tatsache, dass es mit einem leichten Quark in einem Hadron gebunden ist, wodurch das leichte Quark lediglich eine „Zuschau-

⁸engl. *spectator* = Zuschauer

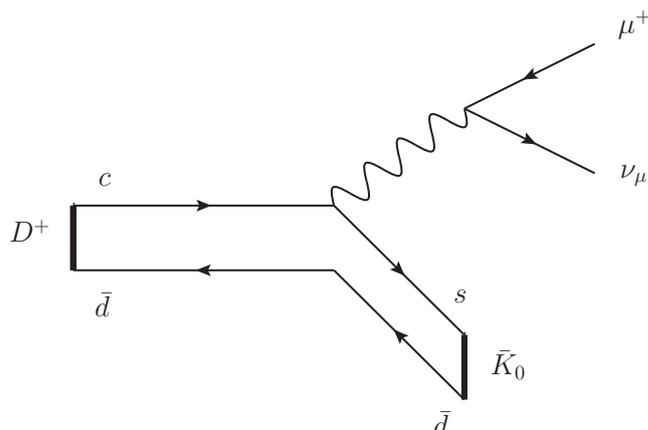


Abbildung 3.4.: Semileptonischer Zerfall des D^+ -Mesons im sog. „Spectator-Modell“. Das c -Quark zerfällt hier unter Abstrahlung eines W -Bosons in ein s -Quark, welches sich mit dem Zuschauer-Quark \bar{d} zum Meson \bar{K}_0 formiert. Das abgestrahlte W -Boson zerfällt weiter in ein positiv geladenes Myon und das zugehörige Neutrino.

er“-Rolle zugewiesen bekommt. Abbildung 3.4 veranschaulicht dieses Bild für den Fall des D^+ -Mesons, welches unter Aussendung eines W -Bosons in ein neutrales Kaon (\bar{K}_0) zerfällt und das W -Boson weiter in ein positiv geladenes Myon und das entsprechende Neutrino.

Die gesamte semileptonische Zerfallsbreite eines c -Hadrons kann in diesem Modell mit

$$\Gamma_c^{\text{sl}} = \Gamma(h \rightarrow l\nu_l X) = 1.1 \times 10^{-10} \text{ MeV} \quad (3.4)$$

angegeben werden, wobei hier auch der nach CKM ungünstige Zerfall $c \rightarrow d$ berücksichtigt wurde. Korrekturen durch die starke Wechselwirkung wurden jedoch vernachlässigt. Um schließlich die gesamte Zerfallsbreite Γ_c zu bestimmen sowie daraus die mittlere Lebensdauer τ_c , müssen auch die hadronischen Zerfälle, bei denen das W -Boson in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt, berücksichtigt werden. Geht man auch bei diesen vom „Spectator Modell“ aus und berücksichtigt dabei, dass die Quarks drei mögliche Farbzustände haben, so ergibt sich die gesamte Zerfallsbreite als das fünffache der semileptonischen:

$$\Gamma_c = 5 \times \Gamma_c^{\text{sl}}. \quad (3.5)$$

Daraus folgt direkt die Vorhersage, dass alle c -Hadronen eine mittlere Lebensdauer von $\tau_c \approx 1.2 \text{ ps}$ haben. Tabelle 3.1 ist hingegen zu entnehmen, dass diese Erwartung nicht mit den experimentellen Befunden im Einklang ist, da beispielsweise für das D^+ -Meson eine ungefähr 2.5-fache Lebensdauer des D^0 -Mesons gemessen wurde.

Dieses Versagen des „Spectator Modell“ ist wohl auf die Annahmen, die zur Bestimmung der hadronischen Zerfallsbreite gemacht werden, zurückzuführen, da die Annahme einer universellen semileptonischen Zerfallsbreite Γ_c^{sl} gut mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt. Können einige Gründe für das Scheitern des Modells bei der Vorhersage der hadronischen Zerfallsbreite gefunden werden, läuft es doch wohl darauf hinaus, dass die Annahme eines schweren Quarks, was die vereinfachte Darstellung des Zerfalls erlaubt, für das c -Quark nicht hinreichend erfüllt ist.

Hält man jedoch daran fest, dass für die c -Hadronen die semileptonische Zerfallsbreite uni-

versell ist, so kann man mit Hilfe der gemessenen Lebensdauern die zu erwartenden Verzweigungsverhältnissen zu Leptonen $BR(h \rightarrow l\nu X)$ vorhersagen. Gemäß

$$BR(h \rightarrow l\nu X) = \frac{\Gamma_c^{\text{sl}}}{\Gamma_c} = \Gamma_c^{\text{sl}} \times \tau_c \quad (3.6)$$

erwartet man somit für die langlebigeren c -Hadronen ein entsprechend größeres semileptonisches Verzweigungsverhältnis. Bei Betrachtung der experimentellen Ergebnisse in Tabelle 3.1 scheint diese Vorhersage sehr gut erfüllt zu sein. Werden also zur Identifikation der c -Hadronen ihre Zerfallsleptonen benutzt, wie in dieser Arbeit die Myonen, so führt dies dazu, dass die langlebigen D^+ -Mesonen bevorzugt selektiert werden.

3.4. Strategie der Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts

Nach Gl. 2.41 kann der Wirkungsquerschnitt σ für das Auftreten eines bestimmten Prozesses in einer Kollision bei Kenntnis der totalen Luminosität durch Zählen der Ereignisse, in denen dieser Prozess zu beobachten ist, bestimmt werden. Ob in einem Ereignis der untersuchte Prozess tatsächlich stattgefunden hat, wird anhand der Signatur, die entsprechend seiner Eigenschaften im Detektor erwartet wird, entschieden. Um den Prozess von Interesse von anderen abzugrenzen, wird versucht, möglichst solche Eigenschaften zu nutzen, die besonders charakteristisch sind. Um welche es sich dabei im Falle der vorliegenden Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts handelt, wurde zu großen Teilen bereits in den vorangegangenen Abschnitten angedeutet, soll aber hier noch einmal zusammengefasst dargestellt und insbesondere durch wesentliche Punkte ergänzt werden.

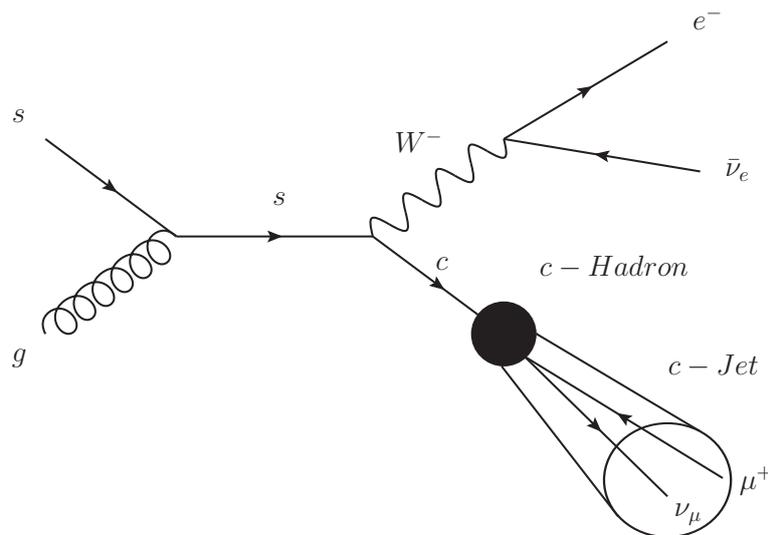


Abbildung 3.5.: Erzeugung eines $W+c$ -Ereignisses durch s -Quark-Gluon-Streuung mit anschließenden Zerfällen. Das W -Boson zerfällt leptonisch in ein Elektron (e^-) und das zugehörige Antineutrino ($\bar{\nu}_e$). Das c -Quark fragmentiert in ein c -Hadron bevor es semileptonisch in ein Myon (μ) zerfällt, welches sich demnach in einem Jet befindet.

Wie in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt, sollen solche Ereignisse selektiert werden, in denen das W -Boson leptonisch in ein Elektron und ein Neutrino zerfällt. Infolge der hohen Masse des W -Bosons von $m_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$ [30] erwartet man, dass beide Zerfallsprodukte hohe Impulse aufweisen, die sich im Ruhesystem des W -Bosons auf je $\frac{1}{2}m_W c^2$ belaufen [29]. Da sich jedoch das Neutrino dem direkten Nachweis entzieht, ist es schwer das Ruhesystem des W -Bosons zu rekonstruieren und man muss sich auf die Information über die Transversalimpulse, bzw. den fehlenden Transversalimpuls im Falle des Neutrinos, beschränken. Unter der Annahme, dass das W -Boson selbst keinen Transversalimpuls besitzt, lässt sich jedoch zeigen, dass die Transversalimpulsverteilung des Elektrons ihr Maximum ebenfalls bei $\frac{1}{2}m_W$ hat, welches als *Jacobisches Maximum* bezeichnet wird. Darüber hinaus lässt sich aus den Beträgen der beiden Transversalimpulse p_T^e und p_T^ν die sog. *transversale Masse* m_T definieren

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_T^e p_T^\nu \cdot (1 - \cos \Delta\phi_{e,\nu})}, \quad (3.7)$$

wobei $\Delta\phi_{e,\nu}$ der Winkel zwischen den Zerfallsleptonen in der transversalen Ebene ist. Sie zeigt ebenfalls ein Jacobisches Maximum, jedoch bei $m_T = m_W$.

Das c -Quark fragmentiert, wie erläutert, direkt nach seiner Entstehung in ein c -Hadron unter Beibehaltung eines Großteils des ursprünglichen Quarkimpulses. Da dieser Prozess von der Produktion vieler weiterer, jedoch meist leichter, Hadronen begleitet ist, befindet sich das c -Hadron in der Regel innerhalb eines Jets, der demnach als c -Jet bezeichnet wird. Wurde das c -Hadron in einem angeregten Zustand produziert, geht dieses zunächst über die elektromagnetische oder starke Wechselwirkung in einen Grundzustand über, der dann weiter über die schwache Wechselwirkung zerfällt. In der vorliegenden Arbeit wird der semileptonische Zerfall des c -Hadrons in ein Myon ausgenutzt, der wie Abbildung 3.5 illustriert, durch einen Jet, der ein niederenergetisches Myon enthält, nachgewiesen werden kann.

Wie in Abschnitt 3.1 erörtert und auch in Abbildung 3.5 angedeutet, ist insbesondere die führende Ordnung in der störungstheoretischen Entwicklung des $W + c$ -Prozesses bestimmt durch die Streuung eines s -Quarks und eines Gluons. Der zu messende Wirkungsquerschnitt kann über den Zusammenhang aus Gl. 2.45 in Form der PDFs Aufschluss über den s -Quark-Gehalt des Protons geben. Um daher die Sensitivität auf den s -Quark-Gehalt des Protons zu maximieren, werden exklusive Endzustände betrachtet. Dies bedeutet insbesondere, dass zwei Sorten von Ereignissen betrachtet werden, nämlich solche, in denen neben dem Jet, der über das enthaltene Myon als c -Jet identifiziert wird, kein weiterer und solche in denen genau ein weiterer Jet beliebigen *Flavours* zugelassen ist. Um einen qualitativen Eindruck zu gewinnen, in welcher Häufigkeit die möglichen Prozesse zur Produktion solcher $W + c + 0$ Jet bzw. $W + c + 1$ Jet-Ereignissen beitragen, sind diese mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation bestimmt worden und in Tabelle 3.3 aufgeführt. Dieser ist beispielsweise zu entnehmen, dass entgegen der Erwartung auch die Prozesse gg und s -Quark-Quark zur Produktion von $W + c + 0$ Jet-Ereignissen beitragen, was damit zu erklären ist, dass nicht jedes finale Parton als ein Jet rekonstruiert wird bzw. außerhalb der Akzeptanz des Detektors liegt. Solche und ähnliche Phänomene führen zu *Migrationen* von durch die ursprüngliche Anzahl der finalen Partonen zu erwartende Anzahl der Jets n zur tatsächlichen Anzahl der rekonstruierten Jets $n+1, 2$, usw. bzw. $n-1, -2$, usw.. Werden dadurch die zugrundeliegenden Prozesse vermischt, lässt sich dennoch deutlich erkennen, dass für den Fall keines bzw. eines zusätzlichen Jets die Dominanz der s -Quark-Gluon-Streuung immer noch gegeben ist, auch wenn insbesondere zu

Einlaufende Partonen	$W + c + 0 \text{ Jet}$	$W + c + 1 \text{ Jet}$
$sg, \bar{s}g$	81 %	56 %
$gd, g\bar{d}$	10 %	9 %
$sq, s\bar{q}, \bar{s}q, \bar{s}\bar{q}$	5 %	15 %
gg	3 %	20 %
sonstige $q\bar{q}, qq, \bar{q}\bar{q}$	0 %	1 %

Tabelle 3.3.: Vorhersage der ALPGEN+HERWIG Monte Carlo-Simulation (vgl. Abschnitt 6.2) über die Beiträge der verschiedenen Prozesse zur Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem c -Jet unter Ausschluß ($W + c + 0 \text{ Jet}$) bzw. bei Zulassen eines weiteren Jets ($W + c + 1 \text{ Jet}$). Aufgrund von Rundungseffekten addieren sich die angegebenen Zahlen jeweils nicht zu 100 %. Der gemeinsam für die Prozesse gd und $g\bar{d}$ angegebene Beitrag setzt sich im Verhältnis 2:1 aus gd und $g\bar{d}$ zusammen, was auf die höheren Wahrscheinlichkeit im Proton das Valenzquark d anzutreffen zurückgeht. Zur Gewinnung der Zahlen wurde eine ähnliche Selektion angewendet wie die in Abschnitt 8.2 beschriebene [31], was insbesondere bedeutet, dass es sich um wahre Jets, aus stabilen Teilchen rekonstruiert, mit $p_T > 25 \text{ GeV}$ handelt.

letzterem die gg - und s -Quark-Quark-Streuung zu einem nicht unwesentlichen Teil ebenso beitragen.

Wird gemäß dieser Überlegungen der Prozess $W + c$ in der vorliegenden Arbeit separat für den Fall keines bzw. genau eines weiteren Jets untersucht, lassen sich die zu beobachtenden Signaturen noch einmal folgendermaßen zusammenfassen:

- ein hochenergetisches Elektron,
- beträchtliche fehlende transversale Energie,
- ein niederenergetisches Myon, das sich innerhalb eines Jets befindet,
- kein ($W + c + 0 \text{ Jet}$) bzw. genau ein weiterer Jet ($W + c + 1 \text{ Jet}$).

Gibt es neben dem Signalprozess auch noch andere Prozesse, die zu einer ähnlichen Signatur führen und ausführlich in Abschnitt 3.5 als Untergrund erörtert werden, besitzt dieser jedoch eine weitere bisher noch nicht erwähnte Eigenschaft, die ausgenutzt werden kann, um diesen Untergrund fast vollständig zu eliminieren. Wie bereits erwähnt, geht man davon aus, dass das Myon stets aus dem Zerfall des c -Quarks im Hadron stammt, was zur Folge hat, dass das Myon dasselbe Ladungsvorzeichen trägt wie dieses Quark. Da hingegen das c -Quark und das W -Boson infolge der Ladungserhaltung immer ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen haben, gilt dies auch für das Myon und das Elektron. Bildet man somit aus den Ladungen der beiden Leptonen Q_e und Q_μ das sog. *Ladungsprodukt*

$$\text{Ladungsprodukt : } Q_e \cdot Q_\mu \quad (3.8)$$

erwartet man, dass dieses stets den Wert -1 hat. Nimmt man hingegen zunächst vereinfachend an, dass bei den Untergrundprozessen gar keine Korrelation zwischen den Ladungen der Zerfallsprodukte besteht und daher gleich viele Ereignisse mit gleichem wie entgegengesetztem Vorzeichen auftreten, beträgt das Ladungsprodukt hier zu gleichen Teilen -1 und +1. Was

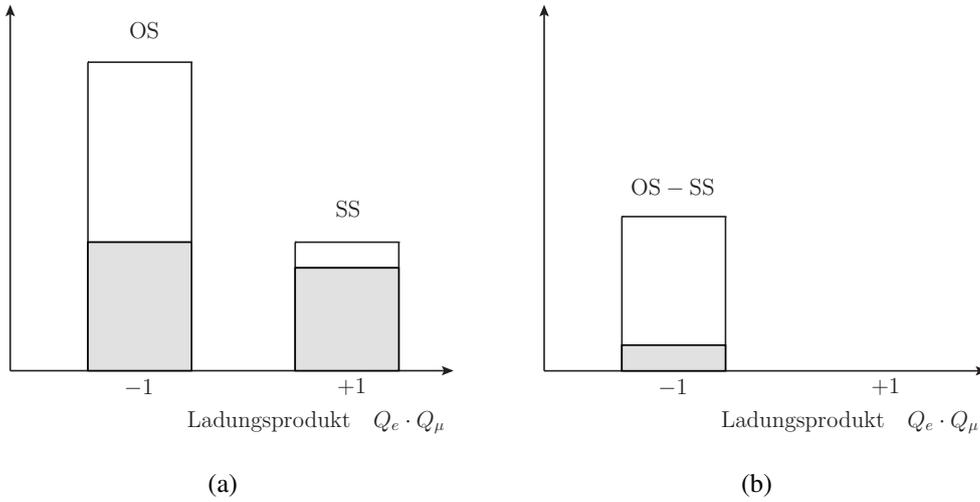


Abbildung 3.6.: (a) Qualitative Erwartung für das Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_\mu$ der Leptonladungen in Daten, unterteilt in den Signalanteil (weiß) und den Untergrund (grau). (b) Qualitative Erwartung für das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, nachdem die Anzahl der SS-Ereignisse von der OS-Ereignisse abgezogen wurde, wie im Text begründet.

dazu führt, dass wenn man in den Daten die Anzahl der Ereignissen mit gleichem Ladungsvorzeichen von denen mit entgegengesetztem abzieht, nur solche Ereignisse (mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen) übrig bleiben, die ausschließlich dem Signal zuzuschreiben sind. Auch wenn man berücksichtigt, dass die Untergrundprozesse nicht vollständig symmetrisch sind, wie sich später anhand der Betrachtung der beitragenden Prozesse zeigen wird und auch das Signal nicht als perfekt asymmetrisch gemessen werden kann, stellt dies eine sehr erfolgreiche Methode dar, um aus Daten Signalereignisse zu extrahieren. Denn nimmt man folglich an, dass das Signal nur einen kleinen Anteil an Ereignissen mit gleichem Vorzeichen aufweist und der Untergrund einen gewissen Überschuss an Ereignissen mit entgegengesetztem Vorzeichen hat, dann erwartet man eine Verteilung, wie sie in Abbildung 3.6(a) durch das Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_\mu$ qualitativ veranschaulicht ist. Diejenigen Ereignisse im Histogramm mit Ladungsprodukt -1 werden im Folgenden häufig nach der englischen Bezeichnung *opposite sign* für „entgegengesetztes Vorzeichen“ als *OS-Ereignisse* und ihre Anzahl als N_{OS} bezeichnet, analog werden Ereignisse mit Ladungsprodukt +1 nach *same sign* für „gleiches Vorzeichen“ als *SS-Ereignisse* und ihre Anzahl mit N_{SS} bezeichnet. Zieht man nun wieder die Anzahl der SS- von der OS-Ereignisse ab, so bleiben zwar nicht ausschließlich, jedoch überwiegend Signalereignisse übrig, wie in Abbildung 3.6(b) zu sehen ist. Daraus lässt sich die wesentliche Aussage ableiten, dass es nicht so sehr entscheidend ist, wie groß die Gesamtzahl an Untergrundereignissen ist, sondern vielmehr wie sie sich in OS- und SS-Ereignisse aufteilen. Um ein quantitatives Maß zu erhalten, wie groß der relative Überschuss an OS- gegenüber SS-Ereignissen für den Untergrund ist oder wie der Anteil an Signalereignissen mit gleichem Vorzeichen ist, kann die sog. *Ladungsproduktasymmetrie* oder kurz *Asymmetrie* definiert werden:

$$A = \frac{N_{OS} - N_{SS}}{N_{OS} + N_{SS}} \quad (3.9)$$

mit einer Unsicherheit gemäß

$$\sigma_A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial N_{OS}}\right)^2 \sigma^2(N_{OS}) + \left(\frac{\partial A}{\partial N_{SS}}\right)^2 \sigma^2(N_{SS})} \quad (3.10)$$

$$= \frac{2}{(N_{OS} + N_{SS})^2} \sqrt{N_{SS}^2 \cdot \sigma^2(N_{OS}) + N_{OS}^2 \cdot \sigma^2(N_{SS})} \quad (3.11)$$

$$= \frac{2}{(N_{OS} + N_{SS})^2} \sqrt{N_{SS}^2 \cdot N_{OS} + N_{OS}^2 \cdot N_{SS}}, \quad (3.12)$$

wobei N_{OS} und N_{SS} als unabhängige poissonverteilte Variablen betrachtet werden. Ist der Überschuss an OS-Untergrundereignissen, der nach der Subtraktion des Anteils der SS-Ereignissen noch bleibt, N_{OS-SS}^{Unt} bekannt, kann die Anzahl der Signalereignissen N_{Sig} aus Daten bestimmt werden, gemäß:

$$N_{Sig} := N_{OS-SS}^{Daten} - N_{OS-SS}^{Unt} \quad (3.13)$$

Ist somit ein genaues Verfahren bestimmt, mit dem jene $W+c$ -Ereignisse⁹, wie sie weiter oben charakterisiert wurden, aus Daten extrahiert werden können, lässt sich nun schlussendlich nach Gl. 2.41 eine Formel zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts angeben:

$$\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu) = \frac{N_{Sig}}{\varepsilon \int \mathcal{L} \cdot dt} = \frac{N_{OS-SS}^{Daten} - N_{OS-SS}^{Unt}}{\varepsilon \int \mathcal{L} \cdot dt} \quad (3.14)$$

Dabei steht ε zusammenfassend für Korrekturfaktoren, die angewendet werden, um Effizienzen oder experimentelle Einschränkungen durch die Anforderungen der Messung im Allgemeinen zu korrigieren. Näheres dazu, insbesondere im Hinblick auf die vorliegende Messung, wird in Abschnitt 8 erläutert.

Wie im Detail die Selektion der $W+c$ -Kandidaten¹⁰ aus Daten erfolgt und wie sich daraus nach Abschätzung des Untergrundbeitrages die Anzahl der Signalereignissen extrahieren lässt, ist Thema von Kapitel 7. Mit der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den Fall keines ($W+c+0$ Jet) und genau eines weiteren Jets ($W+c+1$ Jet) und insbesondere der sich ergebenden Unsicherheiten befasst sich daran anschließend Kapitel 8. Dabei sei noch einmal betont, dass das Verfahren zur Bestimmung des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts für die zwei Fälle absolut identisch ist. Lediglich ist infolge der unterschiedlichen Signatur die Zusammensetzung des Untergrundes eine andere, was sich jedoch nicht in der Art der Abschätzung der Untergrundbeiträge, wie in Abschnitt 7.2 dargestellt, niederschlägt. Um welche Untergrundprozesse es sich im einzelnen handelt, wird im folgenden Abschnitt erörtert.

3.5. Untergrundprozesse

In diesem Abschnitt sollen im einzelnen die verschiedenen Prozesse diskutiert werden, deren zu erwartende Signatur im Detektor der des Signalprozesses ähnelt und die daher in ihrer

⁹Die Bezeichnung $W+c$ wird im Folgenden übergreifend für $W+c$ Ereignisse mit keinem bzw. genau einem zusätzlichen Jet verwendet. Gleiches gilt für den Begriff „Signalprozess“.

¹⁰Es wird bevorzugt lediglich von *Kandidaten* gesprochen, da es bei einer Selektion entsprechend der beschriebenen zu erwartenden Signaturen keineswegs sicher ist, dass tatsächlich ein $W+c$ -Ereignis ausgewählt wurde, sondern es sich ebenso gut um ein Untergrundereignis handeln kann.

Summe den zuvor erwähnten Untergrund darstellen. Dabei gibt es zum einen Prozesse, deren Endzustände zu einer identischen Signatur führen und daher als irreduzibler Untergrund betrachtet werden müssen und zum anderen gibt es solche, deren Signatur sich durchaus von der des Signalprozesses unterscheidet, jedoch mit diesem verwechselt werden kann. Letztere reduzierbare Untergrundprozesse haben ihre Ursache darin, dass der Detektor nur eine endliche Auflösung und Ausdehnung hat sowie dass die zur Definition der Objekte herangezogenen Algorithmen die gelieferten Detektorinformationen fehlinterpretieren können (vgl. Kapitel 4 und 5). Zu welchen Fehlidentifikationen es dabei kommen kann, wird im Folgenden anhand der wesentlichen Untergrundprozesse im einzelnen diskutiert. Dazu ist anzumerken, dass auch der geringe Anteil an Signalereignissen mit positivem Ladungsprodukt, der auf falsche Zuordnungen der Objekte zurückgeht, als ein „Untergrund im Signal“ betrachtet werden kann, da er auch durch das Bilden der Differenz zwischen OS- und SS-Ereignissen de facto als solcher behandelt wird. Es ist nochmal zu betonen, dass die Bedeutung eines bestimmten Untergrundprozesses im Hinblick auf das im vorangegangenen Abschnitt erläuterte Verfahren nur abgeschätzt werden kann, wenn sowohl sein Anteil am gesamten Untergrund als auch die Asymmetrie im Ladungsprodukt erörtert wird.

„Untergrund im Signal“ Es gibt verschiedene Gründe dafür, dass auch Signalereignisse mit positivem Ladungsprodukt beobachtet werden. So kann es beispielsweise in seltenen Fällen geschehen, dass die Leptonladung falsch gemessen wird. Da diese aus der Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld bestimmt wird, kann dies bei sehr hochenergetischen Leptonen geschehen oder wenn versehentlich die Spur eines anderen Teilchens vermessen wird [32]. Bei Elektronen geschieht es insbesondere, dass ein von diesen hart abgestrahltes Photon in ein Elektron-Positron-Paar $e^- \rightarrow e^- + \gamma (\leftrightarrow e^+ e^-)$ übergeht und anstelle des ursprünglichen Elektrons eines aus dem Paarbildungsprozess selektiert wird, welches mit gleicher Wahrscheinlichkeit positiv oder negativ geladen ist. Auch kommt es vor, dass das c -Hadron eigentlich gar nicht semileptonisch in ein Myon zerfällt, aber eine beliebige Teilchenspur innerhalb des c -Jets irrtümlich für dieses gehalten wird (vgl. dazu die Erläuterungen zum $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund). Den größte Anteil tragen jedoch Ereignisse bei, bei denen das zu beobachtende Myon nicht aus dem Zerfall des c -Hadrons stammt, sondern aus einem Zerfall der Zerfallskette desselben. So zerfallen beispielsweise D -Mesonen häufig in Kaonen (Mesonen, die ein s -Quark enthalten) und Pionen, die beide weiter zerfallen und zwar bevorzugt in Myonen, deren Ladung jedoch häufig nicht mehr mit der des c -Hadrons übereinstimmt. Da jedoch sowohl die Kaonen als auch die Pionen große Lebensdauern haben, zerfallen sie in den meisten Fällen erst außerhalb des Detektors und der geringe verbleibende „Untergrund im Signal“ kann durch die Differenzbildung beseitigt werden.

$W+b$, $W+b\bar{b}$ & $W+c\bar{c}$ Stellt $W + b$ zwar einen Prozess mit praktisch derselben Signatur wie das Signal dar, ist er dennoch als Untergrundprozess zu vernachlässigen. Da der CKM-favorisierte Produktionsprozess $t\bar{g} \rightarrow Wb$ aufgrund der hohen Masse des t -Quarks nicht zugänglich ist, wird $W + b$ primär durch $c\bar{g} \rightarrow Wb$ erzeugt. Aber auch dieser Prozess ist zum einen infolge des kleinen CKM-Matrixelements $V_{cb} \approx 0.04$ und zum anderen auch des geringen Anteils an c -Quarks im Proton wegen stark unterdrückt. Beiträge durch Zerfälle schwerer Hadronen stammen daher viel eher aus dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow Wg$, in denen das Gluon sich in $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Paare aufspaltet. Der Feynmangraph für diese Prozesse in führender Ordnung ist am Beispiel des $b\bar{b}$ -Paares in Abbildung 3.7 zu sehen. Daran ist direkt abzulesen,

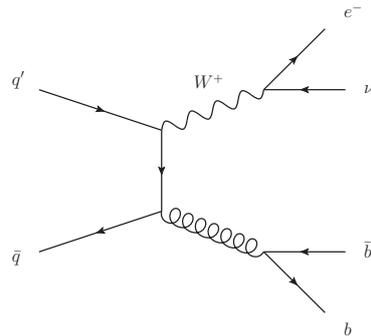


Abbildung 3.7.: Feynmangraph für die Produktion eines $W + b\bar{b}$ -Ereignisses in führender Ordnung: das $b\bar{b}$ -Paar entsteht aus der Aufspaltung des erzeugten Gluons.

dass ein selektiertes Myon mit gleicher Wahrscheinlichkeit aus dem Zerfall des Quarks wie dem des Antiquarks hervorgehen kann. Somit ist zu erwarten, dass beide Untergrundprozesse bezüglich des Ladungsprodukts vollständig symmetrisch sind, was bedeutet, dass sie bei der Differenzbildung komplett beseitigt werden können.

WW, WZ & ZZ Bei dem Untergrund bestehend aus paarweise produzierten Vektorbosonen, der demnach auch als *Diboson*-Untergrund bezeichnet wird, ist insbesondere WW zu beachten. Denn zwischen den Ladungen der Zerfallsleptonen besteht eine vollständige Korrelation, die sowohl beim doppelt leptonischen Zerfall $W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$ als auch beim gemischt leptonisch/hadronischen, wie z.B. $W^+W^- \rightarrow l^+\nu s\bar{c}$ ($\leftrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu + X$) oder gar rein hadronischen Zerfall zu einem Ladungsprodukt von -1, wie beim Signalprozess, führen kann. Bei erstgenanntem Prozess handelt es sich jedoch um ein isoliertes Myon, das irrtümlich für innerhalb eines Jets gehalten wird, damit die Signatur mit der des Signalprozesses verwechselt werden kann. Bei dem rein hadronischen Zerfall muss gerade der umgekehrte Fall eintreten, denn da kann das Elektron entweder ebenfalls aus dem Zerfall eines schweren Hadrons stammen und ist daher nicht isoliert oder aber der gesamte Jet wird fälschlicherweise als ein Elektron identifiziert.

Beim gemischt leptonisch/hadronischen Zerfall hingegen handelt es sich um einen irreduziblen Untergrund, der nicht nur dieselbe Signatur wie der Signalprozess hat, sondern auch die Asymmetrie im Ladungsprodukt zeigt. Diese große Asymmetrie wird bei WZ und ZZ nicht erreicht, da durch den ladungssymmetrischen Zerfall des Z -Bosons stets beide Kombinationen der Leptonladungen möglich sind. Trotz der insgesamt hohen Asymmetrie des Diboson-Untergrundes, trägt er wegen seines geringen Wirkungsquerschnitts kaum zum gesamten Untergrund bei.

Single Top & Top-Antitop Wie der Name schon sagt, bezeichnet man mit *Single Top* (engl. „einzelnes top (-Quark)“), solche Untergrundprozesse, die unter anderem ein einziges t -Quark im Endzustand haben. In führender Ordnung tragen dazu drei Prozesse bei: der sog. *s-Kanal*: $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$, der sog. *t-Kanal*: $qg \rightarrow q't\bar{b}$ und Wt : $gb \rightarrow Wt$, deren Feynmangraphen in Abbildung 3.8 zu sehen sind. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass das t -Quark nicht fragmentiert, sondern infolge seiner hohen Masse direkt zerfällt und zwar überwiegend in ein

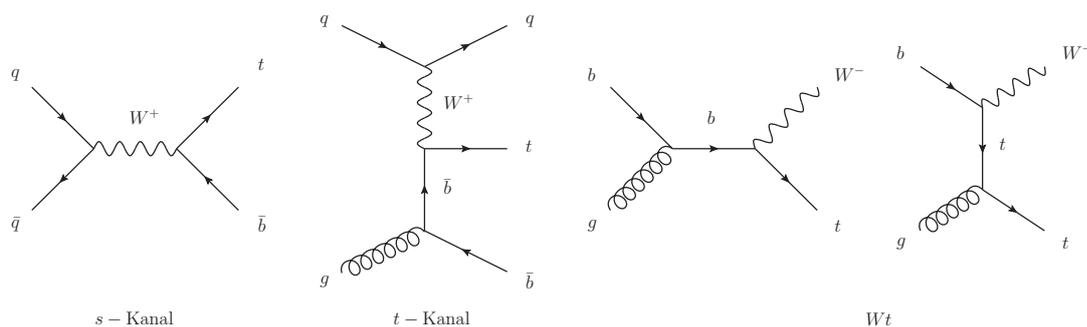


Abbildung 3.8.: Feynmangraphen der Single Top-Produktion in führender Ordnung: s -Kanal, t -Kanal und Wt .

b -Quark und ein reelles W -Boson. Das b -Quark im Hadron wiederum kann semileptonisch in ein c -Quark (analog zum semileptonischen Zerfall des in Abschnitt 3.3 beschriebenen c -Hadrons) zerfallen und das dabei abgestrahlte W -Boson weiter in ein Myon. Dieses Myon befindet sich dann nicht nur in einem Jet, sondern ist zudem ladungskorreliert mit dem W -Boson aus dem top -Zerfall. Jedoch kann auch das c -Hadron wie im Falle des Signalprozesses semileptonisch in ein Myon zerfallen, dessen Ladung aber antikorreliert ist. Dieser sukzessive semileptonische Zerfall des ursprünglichen b -Hadrons unter Aussendung von in Myonen zerfallender W -Bosonen ist in Abbildung 3.9 schematisch für das „Spectator-Model“ (vgl. Abschnitt 3.2) gezeigt. Somit gibt es immer die Möglichkeit, dass ein isoliertes Lepton aus dem Zerfall des W -Bosons auftritt und mindestens ein Myon in einem Jet aus einem der Zerfälle der b -Hadrons, wo jedoch die Wahrscheinlichkeit für ein positives oder ein negatives Ladungsprodukt recht ähnlich ist.

Der Top - $Antitop$ - oder in Kurzschreibweise $t\bar{t}$ -Untergrund, der beispielsweise über die starke Wechselwirkung in der Gluonspaltung entsteht und nach den obigen Überlegungen überwiegend in $W^+bW^-\bar{b}$ zerfällt, ist beinahe symmetrisch bezüglich des Ladungsprodukts. Denn so ist jeweils die Kombination der Leptonen des einen t -Quark-Zerfalls, d.h. ein Lepton aus dem W -Zerfall und eines aus dem Zerfall des b -Quarks, als auch die „überkreuzte,, Kombination möglich, wo je ein Lepton aus dem Zerfall des t -Quarks bzw. des t -Antiquarks stammt.

Insgesamt erwartet man also, dass der top -Untergrund nahezu symmetrisch ist, sein Anteil am Gesamtuntergrund und damit sein Einfluss variiert jedoch recht stark zwischen den beiden $W + c$ -Selektionen. Ist er für den Fall, dass kein Jet neben dem c -Jet zugelassen ist, sehr klein, wächst er im Fall, dass ein weiterer Jet zugelassen ist, zum dominanten Untergrund an, was aber infolge der kleinen Asymmetrie keinen Einfluss auf das beschriebene Verfahren zur Bestimmung des Signals hat.

$W + \text{light-Jet}$ Die Prozesse, die zu dem sog. $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund führen, werden zum einen durch Feynmangraphen analog zu dem des Signals beschrieben, wo jedoch das Quark im Endzustand zu einem der leichten Quarks u , d und s gehört oder aber anstelle des Quarks ein Gluon emittiert wird. Die leichten Quarks werden in der Fragmentation zu sog. leichten Hadronen gebunden, die sich innerhalb eines Jets befinden, der demnach als $light$ -Jet (engl. $light = \text{leicht}$) bezeichnet wird. Bei solchen $W + \text{light-Jet}$ -Ereignissen stammt das selektierte Myon in der Regel nicht aus dem Zerfall des ursprünglichen leichten Hadrons, da anders als

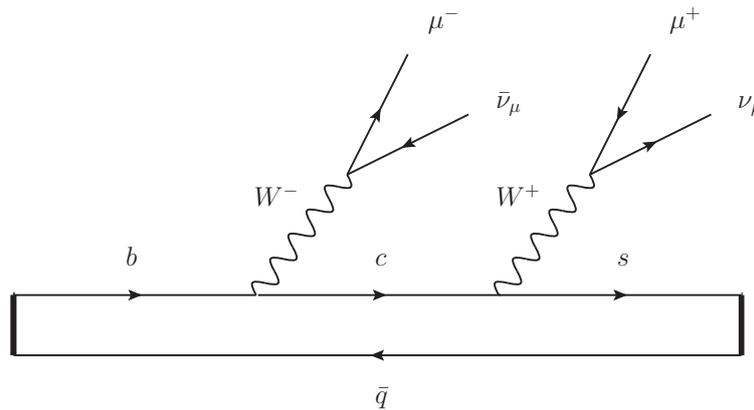


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des sukzessiven Zerfalls eines b -Quarks, das in einem Meson gebunden ist, im „Spectator-Model“ (vgl. Abschnitt 3.2). Das leptonisch zerfallende ursprünglichen b -Quark geht in ein c -Quark über, welches selbst leptonisch in ein s -Quark zerfällt. Die bei den Zerfällen ausgesendeten W -Boson haben entgegengesetzte Ladungen, was entsprechend für die aus ihrem Zerfall hervorgehenden Myonen gilt.

schwere Hadronen die leichten nur einen geringen Anteil des ursprünglichen Quarkimpulses tragen (vgl. Abschnitt 3.2) und daher weder sie selbst noch ihre Zerfallsprodukte notwendigerweise die Teilchen mit dem höchsten Impuls innerhalb des Jets darstellen. Stattdessen stammen die selektierten Myonen aus beliebigen in der Fragmentation entstandenen Hadronen innerhalb des Jets, bei denen es sich meistens um Kaonen und Pionen handelt. Zerfallen diese erst weiter außen im Detektor, kann es passieren, dass die Spur, die sie selbst im inneren Teil des Detektors hinterlassen, versehentlich für die des im äußeren Teil des Detektors nachgewiesenen Zerfallsmyons gehalten wird. Auch wenn, wie bereits bei der Erörterung des „Untergrunds im Signal“ erwähnt, sowohl Pionen als auch Kaonen häufig erst außerhalb des Detektors zerfallen, trägt der $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund infolge ihrer hohen Produktionsraten dennoch zu einem wesentlichen Anteil zum Gesamtuntergrund bei. Da jedoch das selektierte Myon meist nicht aus dem initialen leichten Hadron stammt, geht die anfänglich durchaus bestehende Ladungskorrelation in der überwiegenden Zahl der $W + \text{light-Jet}$ -Ereignisse verloren, sodass nur eine stark abgeschwächte Asymmetrie beobachten ist.

Multi-Jet Unter Multi-Jet-Untergrund sind all jene Prozesse zu verstehen, die über die starke Wechselwirkung, die mit Hilfe der QCD beschrieben wird, erzeugt werden. Daher wird dieser im Folgenden auch als „QCD-Untergrund“ bezeichnet. Solche Prozesse weisen farbgeladene Teilchen in den Endzuständen auf, die in der Fragmentation zu Jets werden. Wie diese an Hadronbeschleunigern in sehr großer Zahl auftreten Ereignisse als Untergrund in Frage kommen, ist am Einfachsten anhand eines 2-Jet-Ereignisses (bzw. 2-Parton-Ereignisses) $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$ zu erkennen. So ist zu bedenken, dass ein Hadron aus schweren Quarks ebenso ein niederenergetisches Myon als auch ein niederenergetisches Elektron emittieren kann und dass ein beliebiger Jet als Ganzes irrtümlich für ein Elektron gehalten werden kann. Die zur Signatur des Signalprozesses gehörende fehlende transversale Energie stammt im ersten Fall zum Teil aus dem in dem Zerfall zusätzlich emittierten Neutrinos. Darüberhinaus ist zu berücksichtigen, dass es sehr schwierig ist, die Energie eines Jets

präzise zu messen, sodass auch infolge einer ungenauen Energiemessung ein großer Anteil E_T^{miss} rekonstruiert wird (vgl. Abschnitt 5.3 und 5.4). Desweiteren besteht insbesondere in Zwei-Jet-Ereignissen eine Korrelation zwischen den Ladungen der auslaufenden Partonen, die vor allem im zuerst beschriebenen Fall dazu führen kann, dass das Ladungsprodukt -1 beträgt, jedoch ist eine solche Konstellation überhaupt nur bei Paaren schwerer Quarks möglich. Besteht hingegen das $q'\bar{q}'$ -Paar wie in den meisten Fällen aus leichten Quarks, ist das Elektron wohl eher ein fehlidentifizierter Jet und auch bei dem Myon handelt es sich dann meist um eines, das aus beliebigen Hadronen und nicht aus dem Hadron des ursprünglichen Quarks stammt (wie bei der Behandlung des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrunds beschrieben). Bereits durch eine dieser beiden Fehlidentifikationen geht die ursprüngliche Ladungskorrelation verloren, sodass nicht zu erwarten, dass in den Daten eine besonders signifikante Asymmetrie zu beobachten ist.

3.6. Vorangegangene Messungen des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts stellt die erste am ATLAS-Experiment und auch am LHC dar. Wurde somit der $W + c$ -Wirkungsquerschnitt bisher erstmals in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV bestimmt, existiert jedoch eine Messung der CDF¹¹-Kollaboration, die den $W + c$ -Wirkungsquerschnitt in Proton-Antiproton-Kollisionen am Teilchenbeschleuniger Tevatron¹² bestimmt hat und im Jahr 2008 veröffentlicht wurde [4]. In demselben Jahr hat die D0-Kollaboration ebenfalls eine in Proton-Antiproton-Kollisionen am Tevatron durchgeführte Messung, nicht des Wirkungsquerschnitts selbst, sondern des Verhältnisses aus $W + c$ -Wirkungsquerschnitt zu dem von W -Bosonen in Verbindung mit Jets beliebigen *Flavours* $\sigma(Wc + X)/\sigma(W + \text{Jets} + X)$, publiziert. Dieses Verhältnis sowie das der ladungsseparierten $W + c$ -Wirkungsquerschnitte $\sigma(W^+\bar{c} + X)/\sigma(W^-c + X)$ wurden von der CMS¹³-Kollaboration am LHC mit den im Jahr 2010 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgezeichneten Daten gemessen [6].

Die Strategien, mit denen in diesen Messungen jeweils das $W + c$ -Signal aus den Daten extrahiert wurde sowie die Ergebnisse, die damit erzielt wurden, sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts und des Verhältnisses $\sigma(Wc)/\sigma(W + \text{Jets})$ am Tevatron

Die erste Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts überhaupt und in Proton-Antiproton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96$ TeV wurde mit Hilfe des CDF II-Detektors am Tevatron durchgeführt. Die dazu untersuchten Daten wurden während des Run II im Zeitraum März 2002 - April 2007 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von $L_{\text{int}} = (1.83 \pm 0.11) \text{fb}^{-1}$. Zur Extraktion der $W + c$ -Kandidaten aus den Daten wurde erstmals die im vorangegangenen Abschnitt ausführlich erläuterte Korrelation

¹¹engl.: The Collider Detector at Fermilab

¹²Proton-Antiproton-Beschleuniger am Forschungszentrum für Teilchenphysik Fermilab (**Fermi** National Accelerator Laboratory) in Batavia (Illinois, USA) [3], der im September 2011 abgeschaltet wurde.

¹³engl.: Compact Muon Solenoid

zwischen der Ladung des W -Bosons und des Myons, das in dem semileptonischen Zerfall des c -Hadrons entsteht, ausgenutzt, was in derselben Definition der Signalereignisse $N_{\text{sig}} = N_{\text{OS-SS}}^{\text{Daten}} - N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}}$ resultiert. Um die begrenzte Anzahl der $W + c$ -Ereignissen zu erhöhen, wurden neben W -Bosonen, die leptonisch in ein Elektron zerfallen, zusätzlich auch solche selektiert, in denen ein Myon im Endzustand vorkommt. Hatte man sich auch in dieser Analyse auf Ereignisse mit nur ein oder zwei Jets beschränkt, wurde jedoch zugelassen, dass in letzteren sich in beiden Jets Myonen befinden und dass sich zwei Myonen ein und demselben Jet zuordnen lassen. In diesen Fällen, die nur sehr selten auftreten, wurde dann jenes Myon zur Bildung des Ladungsprodukts herangezogen, welches die gestellten Qualitätsanforderungen besser erfüllte. Der auf diese Weise bestimmte Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem einzelnen c -Quark, das einen transversalem Impuls von $p_{\text{T}}^c > 25 \text{ GeV}$ aufweist und sich im Pseudorapiditätsbereich $|\eta_c| < 1.5$ befindet, beläuft sich auf [4]

$$\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow l\nu) = (9.8 \pm 2.8 \text{ (stat.)}_{-1.6}^{+1.4} \text{ (syst.)} \pm 0.6 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb}, \quad (3.15)$$

was mit der NLO-Berechnung für denselben Phasenraum von $11.0_{-3.0}^{+1.4} \text{ pb}$ innerhalb der Unsicherheiten, die sich für die Messung auf eine relative Unsicherheit von etwa 33 % summieren, gut übereinstimmt.

Die Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\sigma(Wc)/\sigma(W + \text{Jets})$ beruht auf einem Datensatz, der in Proton-Antiproton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ durch das D0-Experiment aufgezeichnet wurde und einer integrierten Luminosität von etwa 1 fb^{-1} entspricht. Bei der Extraktion der $W + c$ -Kandidaten aus den gemessenen Daten wurde ebenfalls die Ladungskorrelation zwischen dem Myon aus dem semileptonisch zerfallenden c -Hadron und dem Lepton aus dem W -Zerfall, bei dem es sich um ein Elektron oder ein Myon handeln kann, ausgenutzt. Für Jets mit einem transversalen Impuls von $p_{\text{T}} > 25 \text{ GeV}$ in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2.5$ wurde das Verhältnis für bei Zerfallskanäle des W -Bosons ermittelt zu

$$\sigma(Wc)/\sigma(W + \text{Jets}) = 0.074 \pm 0.019 \text{ (stat.)}_{-0.014}^{+0.012}, \quad (3.16)$$

mit einer relativen Unsicherheit von etwa 30 %. Dieses Ergebnis stimmt innerhalb der Unsicherheiten mit dem von der Monte Carlo-Generatorkombination ALPGEN + PYTHIA vorhergesagten Wert von 0.044 ± 0.003 , bei dem die angegebene Unsicherheit von der verwendeten PDF (CTEQ6.5) stammt, überein.

Messung der Wirkungsquerschnittverhältnisse $\sigma(W^+ \bar{c} + X)/\sigma(W^- c + X)$ und $\sigma(Wc + X)/\sigma(W + \text{Jets} + X)$ durch die CMS-Kollaboration

Die Messung des Wirkungsquerschnittverhältnisse $\sigma(Wc + X)/\sigma(W + \text{Jets} + X)$ sowie die erste Messung des Verhältnisses $\sigma(W^+ \bar{c} + X)/\sigma(W^- c + X)$, der ladungsseparierten $W + c$ -Wirkungsquerschnitte, wurde durch die CMS-Kollaboration am LHC in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ durchgeführt. Der dabei zugrundeliegende untersuchte Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $L_{\text{int}} = 36 \text{ pb}^{-1}$. In Ereignissen mit leptonisch in ein Myon zerfallenden W -Bosonen, die mindestens einen Jet aufweisen, wurden zur Identifikation der c -Jets ein Algorithmus verwendet, der primär dazu

verwendet wird über die lange Lebensdauer von b -Hadronen Jets aus b -Quarks zu identifizieren. Infolge des niedrigen $W + b$ -Wirkungsquerschnitts konnten dadurch jedoch $W + c$ -Kandidaten in den Daten selektiert werden. Die auf diese Weise bestimmten Verhältnisse in einem Phasenraumbereich, der eingeschränkt ist durch die Forderung nach Jets mit einem transversalen Impuls von $p_T^{\text{Jet}} > 20 \text{ GeV}$ und Myonen aus dem W -Zerfall mit $p_T^\mu > 25 \text{ GeV}$ innerhalb des Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2.1$, belaufen sich auf:

$$\sigma(W^+ \bar{c} + X)/\sigma(W^- c + X) = 0.92 \pm 0.19 (\text{stat.}) \pm 0.04 (\text{syst.}) \quad (3.17)$$

$$\sigma(Wc + X)/\sigma(W + \text{Jets} + X) = 0.143 \pm 0.015 (\text{stat.}) \pm 0.024 (\text{syst.}). \quad (3.18)$$

Liefern diese Verhältnisse, wie der $W + c$ -Wirkungsquerschnitt, Informationen über den s -Quark-Gehalt des Protons, ersteres sogar über das Verhältnis zwischen s -Quark und s -Anti-quarks, haben sie gegenüber diesem den Vorteil, dass sie von einigen theoretischen und experimentellen Unsicherheiten befreit sind (vgl. Abschnitt 8.5). Die verbleibenden relativen Unsicherheiten belaufen sich bei beiden Messungen auf ungefähr 20 %. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen von $\sigma(W^+ \bar{c} + X)/\sigma(W^- c + X) = 0.91 \pm 0.04$ und $\sigma(Wc + X)/\sigma(W + \text{Jets} + X) = 0.13 \pm 0.02$, die in nächstführender Ordnung mit Hilfe von MCFM [33] und dem CT10 [34] PDF-Satz bestimmt wurden.

4 Das ATLAS-Experiment am *Large Hadron Collider*

Der *Large Hadron Collider* (LHC) am Teilchenforschungszentrum CERN bei Genf ist ein Ringbeschleuniger, der bei bisher unerreichten Energien und Luminositäten entgegengesetzt umlaufende Protonenstrahlen zur Kollision bringt und bereits in den 1980er Jahren geplant wurde, um das letzte noch nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells, das Higgs-Boson, zu finden und darüberhinaus nach neuer Physik jenseits des Standardmodells zu suchen. Das ATLAS-Experiment¹ stellt eines der entlang des Ringes angeordneten Experimente dar, die in den Kollisionen entstehende Teilchen und ihre Zerfallsprodukte nachweisen und identifizieren können.

Nach einer kurzen Einführung zum Beschleuniger-Komplex, widmet sich der Rest dieses Kapitels der Beschreibung des ATLAS-Experiments, basierend auf den Ref. [35, 36].

4.1. Der *Large Hadron Collider*

Der LHC ist in einem Tunnel mit einem Umfang von 26.7 km untergebracht, der bis zu 170 m unter der Erde sich über die Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich hinweg erstreckt. Ursprünglich angelegt für den *Large Electron-Positron Collider* (LEP), der im Jahre 2000 abgestellt wurde, ist der Tunnel nicht vollkommen kreisförmig, sondern unterteilt in jeweils acht gerade und kreisförmige Abschnitte. Um zwei Protonenstrahlen in entgegengesetzter Richtung umlaufen lassen zu können, sind zwei separate Strahlröhren mit entgegengesetzten magnetischen Dipolfeldern von Nöten. Neben einer Vielzahl supraleitender Dipolmagnete, die die umlaufenden Teilchen auf ihre kreisförmige Bahn zwingen, gibt es noch eine große Anzahl ebenfalls supraleitender Quadrupolmagnete, die für eine optimale Fokussierung der umlaufenden Strahlen sorgen. Mit einer angestrebten maximalen Feldstärke des Dipolfeldes von 8.33 T lassen sich somit die Protonen in den Strahlen auf je 7 TeV beschleunigen und eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV erzielen. In den LHC eingespeist werden die Protonen, nachdem sie eine Reihe von Vorbeschleunigern durchlaufen haben, die ihre Energie sukzessive auf 450 GeV erhöht haben.

Infolge des hochfrequenten Wechselfeldes sind die Protonen innerhalb der Strahlen in Pakete gruppiert, die bei der nominellen instantanten Luminosität von $10^{-34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bis zu 10^{11} Protonen enthalten und einen Abstand von etwa 7.5 m zueinander haben, sodass es alle 25 ns zu einer Kollision zwischen zwei Paketen kommt.

An vier Stellen im Ring, an denen die Strahlen zur Kollision gebracht werden, sind vier große Experimente positioniert.² Bei zweien dieser Experimente handelt es sich um All-

¹engl.: A Toroidal LHC Apparatus

²Daneben gibt es noch zwei weitere, jedoch kleinere Experimente, TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement) und LHCf (Large Hadron Collider forward), bei denen es sich um Vorwärtsdetektoren handelt.

zweckdetektoren, ATLAS und CMS³, die insbesondere der Suche nach bisher unbeobachteten Teilchen und Physik jenseits des Standardmodells gewidmet sind. LHCb⁴ ist spezialisiert auf die Untersuchung von Zerfällen von b -Hadronen und insbesondere die dabei auftretende CP-Verletzung. Neben Proton-Proton-Kollisionen sind auch Kollisionen zwischen Bleiionen vorgesehen, um einen Zustand, der als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet wird, zu erzeugen, von dem man ausgeht, dass er die Bedingungen, die nach dem Urknall herrschten, beschreibt. Der Untersuchung dieses Quark-Gluon-Plasmas ist in dedizierter Weise das Alice⁵-Experiment gewidmet.

4.2. Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment, das in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt ist,⁶ ist das größte der am LHC-Ring angesiedelten Experimente und insbesondere darauf ausgerichtet, in Proton-Proton-Kollisionen das Higgs-Boson und neue Physik jenseits des Standardmodells zu entdecken.

Der ATLAS-Detektor ist zylindrisch um die Strahlachse orientiert und symmetrisch bezüglich des sich im Mittelpunkt befindlichen nominellen Wechselwirkungspunktes. Dieser definiert auch den Ursprung eines rechtshändigen Koordinatensystems, das sowohl bei der Beschreibung des Detektoraufbaus als auch zur Definition von gemessenen Größen herangezogen wird. So weist die z -Achse entlang der Strahlachse, zu der die x - y -Ebene demnach transversal ausgerichtet ist. Die x -Achse zeigt dabei zum Mittelpunkt des LHC-Rings und die y -Achse nach oben. Da die Geometrie des Detektors die Verwendung von Zylinderkoordinaten nahe legt, wird der Azimutwinkel ϕ in der transversalen Ebene um die x -Achse gemessen und der Polarwinkel θ von der z -Achse. Anstelle letzteren wird häufig die *Pseudorapidität* η verwendet, die definiert ist als:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right). \quad (4.1)$$

Im Grenzfall masseloser Teilchen⁷ kann die Pseudorapidität mit der *Rapidität* $y = -\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ gleichgesetzt werden. Differenzen zwischen den Rapiditäten zweier Teilchen ist invariant unter Lorentz-Boosts entlang der Strahlachse, was im beschriebenen Grenzfall analog für die Pseudorapidität gilt. Mit Hilfe dieser lässt sich ein häufig verwendetes Abstandsmaß ΔR definieren:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (4.2)$$

Der ATLAS-Detektor ist aufgebaut aus verschiedenen Detektorsystemen, die sich in drei Hauptkomponenten einteilen lassen, den *innere Detektor*, das *Kalorimetersystem* und das

³engl.: Compact Muon Solenoid

⁴engl.: Large Hadron Collider beauty

⁵engl.: A Large Ion Collider Experiment

⁶Die Erläuterung der englischen Begriffe in der Beschriftung erfolgt im Zuge der Beschreibung der einzelnen Detektorteile.

⁷Hochenergetische Elektronen und Myonen und sogar Jets leichter Quarks können größtenteils als masselos angenommen werden.

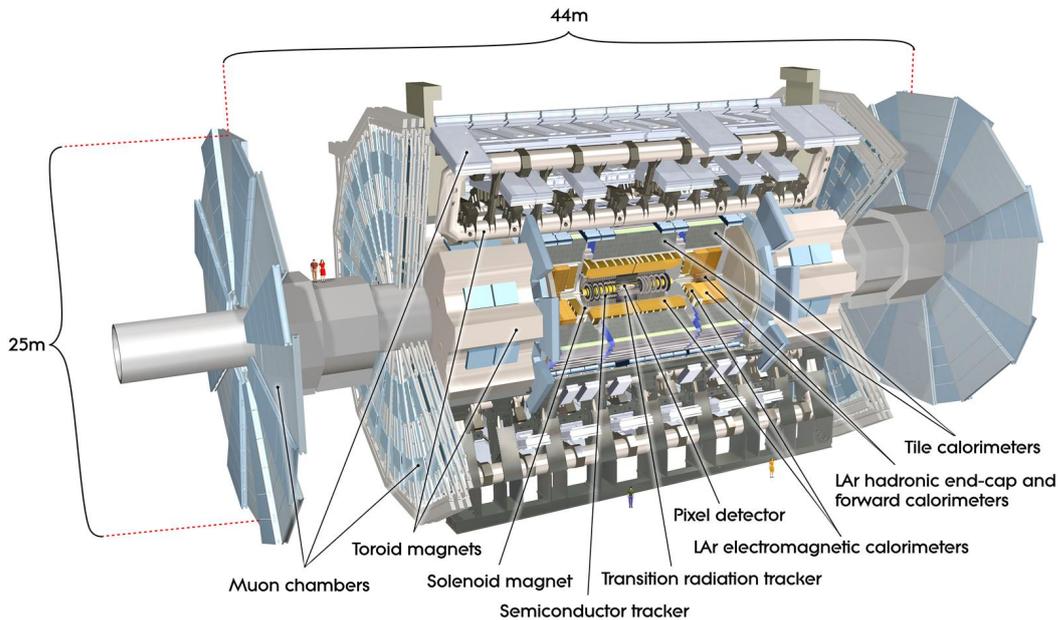


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Atlas-Detektors. Die einzelnen Detektorkomponenten und ihre Funktion sind im Text erläutert [36].

Myonspektrometer, die in den Wechselwirkungen entstandene Teilchen oder ihre Zerfallsprodukte nachweisen, identifizieren und ihre Eigenschaften wie Impuls oder Energie bestimmen. Ergänzt sind diese Detektorkomponenten durch ein System aus Magneten, deren Felder dafür sorgen, dass geladene Teilchen abgelenkt werden und aus der Krümmung sowie der Flugrichtung der Impuls bestimmt werden kann. So ist der innere Detektor umgeben von einem supraleitenden Solenoidmagneten, der ein Magnetfeld von etwa 2 T entlang der Strahlachse erzeugt. Ein weitere Anordnung von Toroidmagneten liefert dem Myonspektrometer ein magnetisches Feld, das jedoch orthogonal zu jenem des inneren Detektors ausgerichtet ist. So befindet sich ein Magnet im Zentralbereich des Detektors, der ein Feld von etwa 1 T erzeugt und zwei an den Endkappen positionierte Solenoidmagneten, die ein Feld von etwa 0.5 T liefern.

Neben den drei Hauptkomponenten des Detektors wird im Folgenden auch das *Triggersystem* vorgestellt, das in drei Stufen die Ereignisrate von 40 MHz auf ein prozessierbares Level reduziert. Nicht eingegangen wird auf die drei Vorwärtsdetektoren, von denen zwei mit der Bestimmung der dem Atlas-Experiment gelieferten Luminosität betraut sind und der dritte bei Kollision von Bleiionen zum Einsatz kommt.

4.2.1. Der innere Detektor

Der innere Detektor, der in einem Abstand von etwa 5 cm von der Strahlachse beginnt, ist zylindrisch um diese angeordnet, wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Bestehend aus drei unabhängigen, jedoch komplementären Untersystemen, ist er darauf ausgerichtet im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2.5$ mit ausgezeichneter Auflösung den Impuls geladener Teilchen zu messen sowie Wechselwirkungspunkte, sog. Vertizes (vgl. Abschnitt 5.1), zu identifizieren. Darüberhinaus trägt er in einem auf $|\eta| < 2.0$ eingeschränkten Bereich zur Identifikation

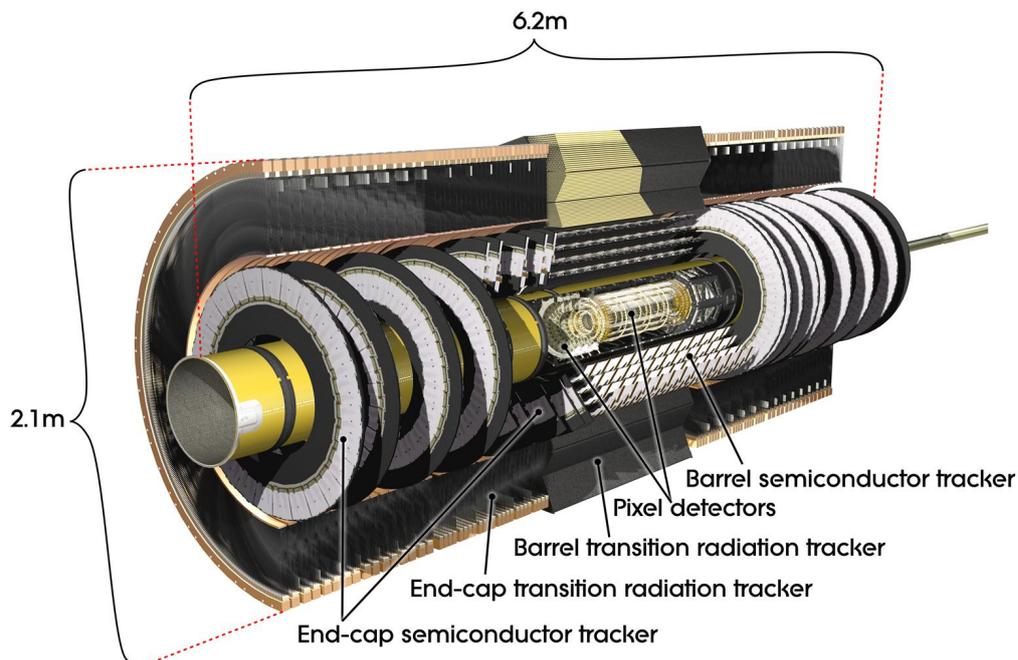


Abbildung 4.2.: Schematische Ansicht des inneren Detektors des Atlas-Experiments bestehend aus Pixeldetektor (pixel detector), Silizium-Streifen-Detektor (semi conductor tracker) und Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation detector), die alle in einen Zentralbereich (barrel) und zwei Endkappen (end-caps) aufgeteilt sind [36].

von Elektronen bei.

Die angestrebte Impulsauflösung beträgt etwa $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% \cdot p_T(\text{GeV}) \oplus 1\%$ im Zentralbereich, wobei \oplus andeutet, dass die zwei Terme quadratisch addiert werden.

Pixeldetektor Der Pixeldetektor (*pixel detector*), der die Komponente des inneren Detektors darstellt, die am nächsten an der Strahlachse ist, weist die höchste Auflösung auf. Dies wird erzielt durch Siliziumsensoren in Form von Plättchen („Pixels“), die eine nominelle $R - \phi \times z$ -Ausdehnung von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ besitzen. Sie sind im Zentralbereich (*barrel*) des Pixeldetektors in zylindrischen Schichten um die Strahlachse angeordnet und bilden an den Endkappen (*end-caps*) transversal ausgerichtete Scheiben, sodass ein Teilchen typischerweise drei Lagen passiert. Die Ortsauflösung einzelner Spurpunkte beträgt in der $R - \phi$ -Ebene ca. $10 \mu\text{m}$ und in z -Richtung (Zentralbereich) bzw. entlang R (Endkappen) etwa $115 \mu\text{m}$.

Silizium-Streifen-Detektor (SCT) Der Silizium-Streifen-Detektor, der nach dem englischen Ausdruck *Semiconductor Tracker* abkürzend als SCT bezeichnet wird, schließt sich an den Pixeldetektor an und ist, wie dieser, im Zentralbereich zylindrisch geformt, mit Scheiben an den Endkappen. Die streifenförmigen Siliziumsensoren bilden Doppelschichten, deren Lagen leicht gegeneinander verdreht sind, damit dreidimensionale Ortsinformationen erhalten werden können. In den vier Doppellagen im Zentralbereich sind jeweils die Streifen der einen Lage entlang der Strahlachse und in den je neun Scheiben an den Endkappen radial orientiert. Infolge dieser Anordnung durchdringt ein Teilchen für gewöhnlich vier Doppella-

gen. Die Ortsauflösung beläuft sich auf etwa $17 \mu\text{m}$ in der $R - \phi$ -Ebene und ungefähr $580 \mu\text{m}$ in z -Richtung (Zentralbereich) bzw. entlang R (Endkappen).

Übergangsstrahlungsdetektor (TRT) Der Übergangsstrahlungsdetektor oder kurz TRT für *Transition Radiation Tracker*, der die äußerste Komponente des inneren Detektors darstellt, ist aufgebaut aus Lagen gasgefüllter Driftröhren, die einen Durchmesser von 4 mm besitzen. Da die Driftröhren im Zentralbereich mit einer Länge von 144 cm parallel zur Strahlachse und die 37 cm langen Driftröhren an den Endkappen radial angeordnet sind, stellt der TRT lediglich Ortsinformationen in der $R - \phi$ -Ebene mit einer Auflösung von $130 \mu\text{m}$ pro Driftröhre zur Verfügung. Infolge der vielen Schichten, in denen die Driftröhren angeordnet sind, hinterlässt ein durchdringendes Teilchen im Mittel 36 Spurpunkte, sodass der TRT dennoch die Impulsauflösung im Bereich $|\eta| < 2.0$ erheblich verbessert und darüberhinaus die Elektronidentifikation durch das Kalorimeter (vgl. Abschnitt 4.2.2) ergänzt. Denn zwischen den Driftröhren befindet sich ein weiteres Material, das dazu führt, dass durchdringende Teilchen Übergangsstrahlung emittieren, die in den Driftröhren mittels Ionisation nachgewiesen werden kann. Da die Intensität der Strahlung von $\gamma = E/mc^2$ abhängt, kann das gemessene Signal zusammen mit einer unabhängigen Impuls-/Energimessung zur Teilchenidentifikation beitragen. Insbesondere trägt diese Information zur Identifikation von Elektronen bei, da andere geladene Teilchen kaum Übergangsstrahlung emittieren.

4.2.2. Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem, das den inneren Detektor umschließt, dient in erster Linie der Energiemessung, liefert jedoch zusätzlich auch Ortsinformationen, die insbesondere bei ungeladenen Teilchen, die keine Spuren im inneren Detektor hinterlassen, wertvoll sind. Damit eine Energiemessung erfolgreich sein kann, muss das Kalorimeter Ausmaße haben, die sicherstellen, dass die gesamte Energie der einzelnen Teilchen vollständig deponiert wird. Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors, welches in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt ist, deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 4.9$ sowie den vollen ϕ -Bereich ab und nutzt verschiedene Methoden zur Bestimmung der Energie von Elektronen, Photonen und Jets.

Das elektromagnetische Kalorimeter Das elektromagnetische Kalorimeter (*electromagnetic calorimeter*), welches als *Sampling*-Kalorimeter ausgeführt ist, besteht aus sich akordeonförmig angeordneten Schichten aus abwechselnd Blei und flüssigem Argon (LAr - *Liquid Argon*), die als Absorber- bzw. Nachweismaterial fungieren. Mit seiner feinen Granularität ist es bestens geeignet um präzise Energiemessungen an Elektronen und Photonen durchzuführen, aber auch Hadronen deponieren einen Teil ihrer Energie. Durchdringende Teilchen wechselwirken elektromagnetisch mit dem Detektormaterial, wodurch sie insbesondere durch Paarbildung und Bremsstrahlung sukzessive Energie verlieren, bis sie schließlich gestoppt werden. Auch das elektromagnetische Kalorimeter kann in einen Zentralbereich ($|\eta| < 1.475$) und zwei Endkappen ($1.375 < |\eta| < 3.2$) eingeteilt werden, wobei die Endkappen bei $|\eta| = 2.5$ in zwei mechanisch getrennte koaxiale Räder unterteilt sind. Der Zentralbereich besteht aus drei, das innere Rad aus zwei Schichten, deren Granularität mit dem Abstand in der transversalen Ebene bzw. in longitudinaler Richtung zunimmt und

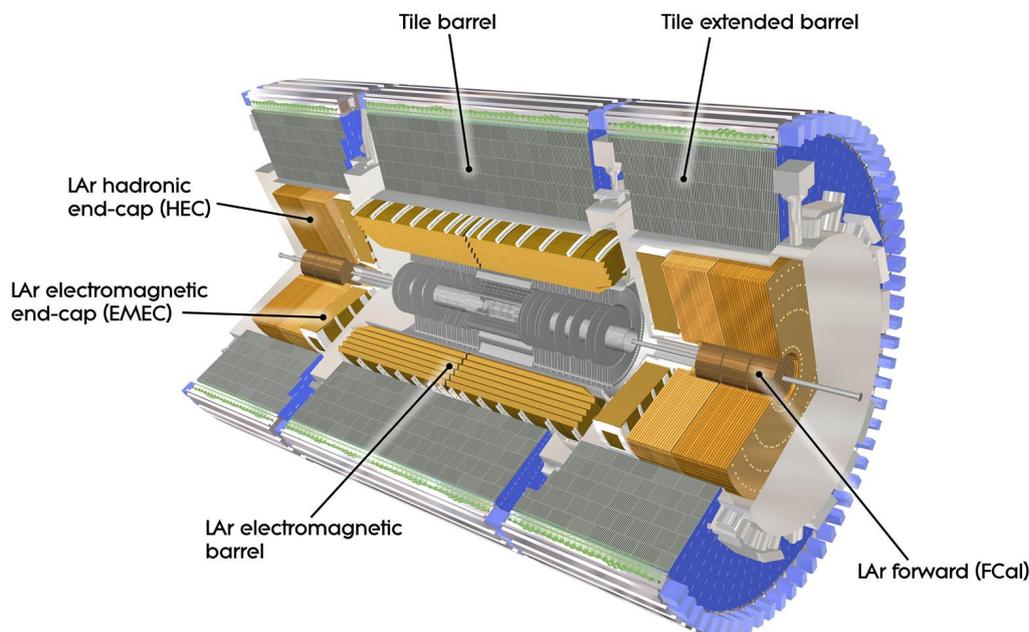


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des Kalorimetersystems des Atlas-Experiments, welches entsprechend der jeweiligen Funktion in ein elektromagnetisches (LAr electromagnetic barrel, EMEC) und ein hadronische Kalorimeter (tile barrel, tile extended barrel, HEC, FCal) unterteilt werden kann [36].

für verschiedene Pseudorapiditätsbereiche variiert. So nimmt die Granularität von der ersten Lage des Zentralbereichs, die eine sehr feine Segmentierung in η aufweist und in Zellen mit $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.0031 \times 0.1$ eingeteilt ist, zur dritten Lage hin ab, wo für die Zellen gilt: $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.025 \times 0.05$. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beläuft sich auf $\sigma_E/E = 10\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0.7\%$.

Das hadronische Kalorimeter Das hadronische Kalorimeter umgibt direkt das elektromagnetische Kalorimeter, um die Energie von Hadronen zu messen, die anders als Elektronen oder Photonen, die überwiegend im elektromagnetische Kalorimeter gestoppt werden, sich weiter ausbreiten und als stark wechselwirkende Teilchen in einer Serie von inelastischen Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial Sekundärteilchen - meist weitere Hadronen - erzeugen, die sich als hadronische Schauer ausbreiten [10].

Das hadronische Kalorimeter lässt sich ebenfalls in einen Zentralbereich ($|\eta| < 1.7$) und zwei Endkappen ($1.5 < |\eta| < 3.2$) aufteilen, wobei der Zentralbereich, wie in Abbildung 4.3 zu sehen, noch einmal weiter in die Bereiche $|\eta| < 1.0$ und $0.8 < |\eta| < 1.7$ unterteilt ist (*tile barrel* bzw. *tile extended barrel*). Bei allen Komponenten handelt es sich wiederum um *Sampling*-Kalorimeter, die jedoch unterschiedliche aktive Medien und Absorber verwenden. So dienen im Zentralbereich, der im Englischen als *tile calorimeter* bezeichnet wird, Plastik-Szintillatoren als aktives Medium und Stahl als Absorber, die so abwechselnd in Schichten angeordnet sind, dass sich longitudinal 64 Module und radial drei Lagen unterschiedlicher Dicke ergeben. Weisen die ersten beiden Lagen eine Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ und

die dritte und äußerste Lage $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.1$ auf, ist diese gröber als für das elektromagnetische Kalorimeter, was jedoch für die Rekonstruktion von Jets und fehlender transversaler Energie (vgl. Kapitel 5) ausreichend ist. Ausgelesen werden die Plastik-Szintillatoren von zwei Seiten mit Hilfe von zwei separaten Photonenvervielfachern, mit denen sie über Fasern, die als Wellenlängenschieber fungieren, verbunden sind.

Die Endkappen, die nach der englischen Bezeichnung *Hadronic End-cap Calorimeter* als HEC abgekürzt werden, sind jeweils aus zwei voneinander unabhängigen Rädern aufgebaut. Die 32 Module aus denen jedes Rad aufgebaut ist, verwenden Kupferplatten als Absorber und flüssiges Argon als Nachweismaterial. In longitudinaler Richtung ist jedes Rad wiederum unterteilt in zwei Schichten, sodass sich für jede Endkappe insgesamt vier Lagen ergeben, deren Granularität $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ im Bereich $1.5 < |\eta| < 2.5$ beträgt und darüberhinaus $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.2$.

Insgesamt ergibt sich für das hadronische Kalorimeter eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 50\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 3\%$.

Ebenfalls zum hadronischen Kalorimeter gezählt wird das *Vorwärtskalorimeter (Forward Calorimeter - FCal)*, welches in einem Bereich $3.1 < |\eta| < 4.9$ die Energie von Teilchen nahe der Strahlachse misst. Jede der beiden Endkappen ist in longitudinaler Richtung in drei Lagen unterteilt, von denen bei der ersten Kupfer und bei den anderen beiden Wolfram als Absorber dient. Wird in allen drei Schichten flüssiges Argon als aktives Medium verwendet, ist die erste Lage auf die Messung der Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen optimiert und die zwei äußeren auf die von hadronischen Wechselwirkungen. Mit einer deutlich gröberer Granularität bis zu $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 5.4 \times 4.7$ in der äußersten Schicht, wird lediglich eine Auflösung von $\sigma_E/E = 100\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 10\%$ erreicht.

4.2.3. Das Myonspektrometer

Das Myonspektrometer bildet den äußersten Teil des ATLAS-Detektors und ist darauf ausgerichtet, den Impuls geladener Teilchen zu messen, die nicht in den Kalorimetern gestoppt werden. Bei diesen handelt es sich in besonderem Maße um Myonen, die infolge ihrer höheren Masse anders als Elektronen kaum Bremsstrahlung emittieren oder Paarbildungsprozesse auslösen und daher nur wenig Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Können zwar Myonimpulse bis zu wenigen GeV durchaus allein mit Hilfe des Myonspektrometers bestimmt werden, kann die Auflösung von $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ (für $p_T = 1 \text{ TeV}$) durch Hinzunahme von Spurinformatoren des inneren Detektors durchaus noch verbessert werden (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Das Myonspektrometer kann unterteilt werden in vier Arten von *Myonkammern*, von denen zwei insbesondere auf das Triggern von Ereignissen mit Myonen ausgerichtet sind und die in Abbildung 4.4 zu sehen sind. Sowohl im Zentralbereich, in dem die Kammern in konzentrischen Zylindern um die Strahlachse angeordnet sind, als auch in den Endkappe, wo die Kammern große Räder bilden, die in der transversalen Ebene um die Strahlachse zentriert angebracht sind, bestehen sie aus drei Lagen, deren Ausmaße mit dem Abstand vom Wechselwirkungspunkt zunehmen.

In einem Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2.7$ wird die präzise Messung der Teilchenimpulse insbesondere mit Hilfe von Driftröhren aufgebauter Präzisionskammern, die als *Monitored Drift Tubes* (MDT) bezeichnet werden, ermöglicht. Die gasgefüllten Driftröhren mit einem

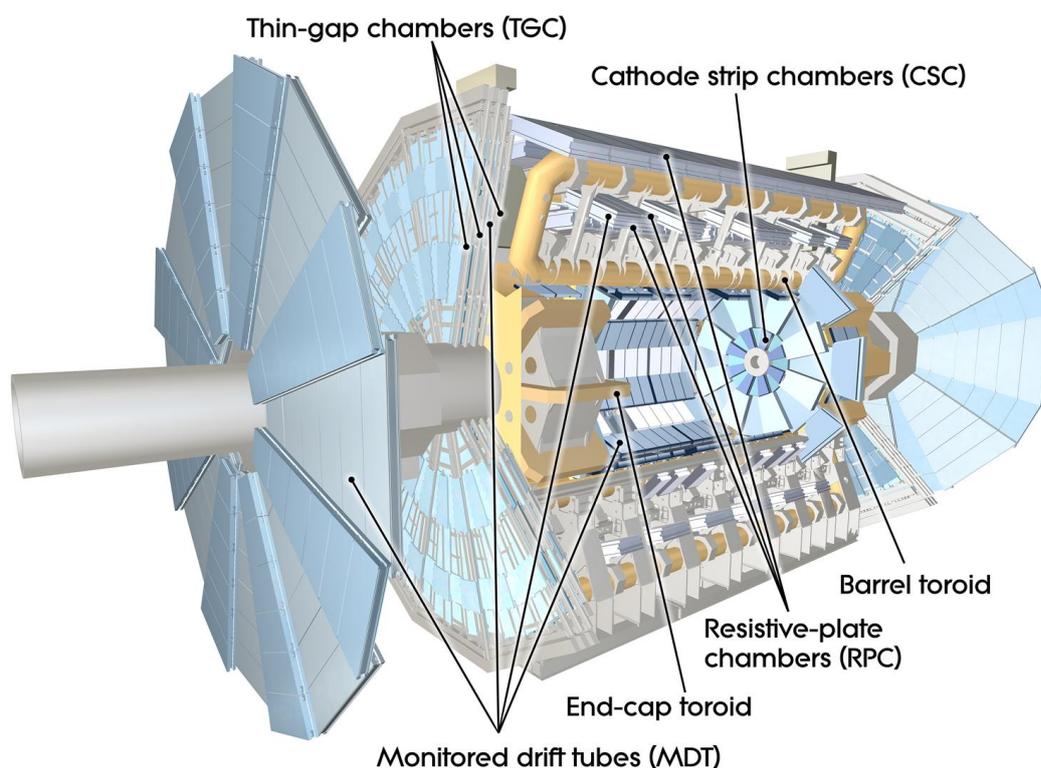


Abbildung 4.4.: Schematische Ansicht des Myonspektrometers, welches in vier Systeme aus Myonkammern unterteilt werden kann, MDT, CSC, RPC und TGC. Darüberhinaus verfügt es über drei Toroidmagneten, einen im Zentralbereich (barrel toroid) und je einen an den beiden Endkappen (end-cap toroid) [36].

Durchmesser von etwa 30 mm bilden in vier bis acht Lagen im Zentralbereich rechteckige und in den Endkappen trapezförmige Kammern, die derart angeordnet sind, dass die Driftröhren tangential zu Kreisen um die Strahlachse sind. Dies impliziert, dass im Zentralbereich alle Röhren dieselbe Länge haben, wobei in den Endkappen die Länge mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse anwächst. Dadurch wird eine Auflösung von $80\ \mu\text{m}$ pro Driftröhre bzw. $35\ \mu\text{m}$ pro Kammer erwartet.

Im Vorwärtsbereich, $2 < |\eta| < 2.7$, wird die Impulsmessung der MDT-Kammern abgelöst durch die mit Hilfe von Kathoden-Streifen-Kammern (*Cathode Strip Chambers*), die höhere Raten als die MDTs verarbeiten können und gleichzeitig eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung bieten. Bei den CSCs handelt es sich um Vieldrahtproportionalkammern, deren Kathoden in Streifen unterteilt sind und die Streifen der einen orthogonal zu denen der anderen ausgerichtet sind, um sowohl eine Messung in η als auch in ϕ zu ermöglichen. Die dadurch angestrebte Auflösung einer Kammer beträgt $40\ \mu\text{m}$ in der Ebene, in der die Spuren durch das Magnetfeld abgelenkt werden und 5 mm in der dazu transversalen. Die CSCs sind in jeder Endkappe zu zwei Schichten sich überlappender Kreissegmente zusammengesetzt, wobei die acht der inneren kleiner sind als die der äußeren. Jedes Segment wiederum ist aufgebaut aus vier CSCs, was dazu führt, dass für eine Spur vier unabhängige Messungen von ϕ und η vorliegen.

Ergänzt sind die Präzisionskammern durch ein System aus Triggerkammern, die innerhalb

weniger Nanosekunden nach Durchgang eines Teilchens Spurinformatoren zur Verfügung stellen. Im Zentralbereich sind diese aufgebaut aus sog. *Resistive Plate Chambers* und in den Endkappen aus sog. *Thin Gap Chambers*.

4.2.4. Das Triggersystem

Bei der angestrebten instantanen Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt die Kollisionsrate der Protonenpakete etwa 40 MHz, was viele Größenordnungen oberhalb der Rate von etwa 200 Hz liegt, mit der Ereignisse aufgezeichnet werden können. Um die Rate daher auf ein prozessierbares Level zu reduzieren und gleichzeitig eine hohe Selektionseffizienz für solche Ereignisse, die von hohem physikalischem Interesse sind, beizubehalten, steht dem ATLAS-Experiment ein in drei Stufen aufgebautes Triggersystem zur Verfügung. Der Level-1-Trigger (L1) sucht mit Hilfe der Triggerkammern des Myonsystems sowie unter Verwendung der Informationen aller Kalorimeterkomponenten, jedoch mit verminderter Granularität, nach Objekten mit hohen transversalen Energien - Myonen, Elektronen, Photonen, Jets und hadronisch zerfallende τ -Leptonen -, nach viel fehlender transversaler Energie und auch totaler transversaler Energie. Findet der L1-Trigger in seinem Selektionsprozess Strukturen, die eventuell mit einem der genannten Triggerobjekte identifiziert werden können, definiert der $\eta \times \phi$ -Bereich, in dem sie sich befinden, eine *interessante Region (Region-of-Interest, RoI)*. Informationen über eine oder mehrere RoIs, d.h. Koordinaten oder Energie, werden an den Level-2-Trigger (L2) weitergegeben. Auf diese Weise reduziert der L1-Trigger in weniger als $2.5 \mu\text{s}$ die Ereignisrate auf etwa 75 kHz. Dem L2-Trigger stehen innerhalb der RoIs alle Detektorsysteme mit voller Granularität und Präzision zur Verfügung, um innerhalb von etwa 40 ms eine Selektion anzuwenden, die die Ereignisrate weiter auf ungefähr 3.5 kHz reduziert. In einem letzten Schritt reduziert der Ereignisfilter (EF) die Ereignisrate auf das prozessierbare Level von etwa 200 Hz. Da ihm dazu Informationen aus allen Detektorbereichen und eine Zeit von etwa 4 s zur Verfügung stehen, können in einer verfeinerten Selektion interessante Ereignisse für die permanente Speicherung und eine weitere Aufbereitung (vgl. Kapitel 5) ausgewählt werden. Die Rekonstruktion der Objekte, an die der EF Anforderungen stellt, erfolgt im Übrigen mit Hilfe von Algorithmen, die den in Kapitel 5 beschriebenen sehr ähnlich sind.

5 Rekonstruktion und Identifikation physikalischer Objekte

Die Daten, die der ATLAS-Detektor von den Proton-Proton-Kollisionen aufzeichnet, werden mit Hilfe eines umfassenden Software-Frameworks, ATHENA [37], für die weitere Analyse aufbereitet. Dabei werden unter Anwendung von dedizierten Algorithmen aus den zunächst kalibrierten, elektronischen Signalen physikalische Objekte wie Elektronen, Myonen, Tauonen oder Jets rekonstruiert - selbst Neutrinos können indirekt durch Ausnutzung der Energiebilanz in Form von fehlender transversaler Energie partiell rekonstruiert werden. Wie in Kapitel 3 ausführlich dargelegt, sind die zur Rekonstruktion der hier untersuchten $W+c$ -Ereignisse relevanten Objekte Elektronen, fehlende transversale Energie, Jets und Myonen. Hierzu werden in diesem Kapitel die wesentlichen Schritte ihrer Rekonstruktion und Identifikation dargestellt und erläutert.

5.1. Spur- und Primärvertexrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen [38, 39] bildet eine wichtige Voraussetzung zur Rekonstruktion und Identifikation derselbigen sowie die Grundlage in der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts der harten Streuung einer Proton-Proton-Kollision des sog. *Signalvertex*.

Der ATLAS-Detektor stellt zur Vermessung von Teilchenspuren zwei unabhängige Systeme zur Verfügung, wovon das eine der innere Detektor und das andere das Myonspektrometer ist (vgl. Abschnitte 4.2.1 und 4.2.3). Letzteres, welches die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors darstellt, kommt bei der Rekonstruktion von Spuren zum Einsatz, die die Basis der Myonrekonstruktion, wie sie in Abschnitt 5.2.2 erläutert ist, bilden. Zur Spurrekonstruktion im inneren Detektor werden in einem ersten Schritt die Informationen aus dem Pixeldetektor und dem SCT ausgenutzt, um Raumpunkte zu definieren. Ausgehend von diesen Punkten in den Lagen des Pixeldetektors und der ersten Schicht des SCT werden durch Extrapolation in die äußeren Lagen des SCT Spur-Kandidaten gebildet. Durch Anpassungen und bestimmte Qualitätskriterien, die an die Spur-Kandidaten gestellt werden, werden Spuren selektiert, die weiter in den TRT extrapoliert werden, um auch die Informationen dieser Detektorkomponente zu nutzen. Zuletzt werden diese ausgedehnten Spuren erneut gefittet, nun unter Einbeziehung der Informationen des gesamten inneren Detektors.

Bei einem komplementären Ansatz werden zuvor ungenutzte Spurinformatoren des TRT in den SCT und den Pixeldetektor extrapoliert, was die Rekonstruktionseffizienz von sekundären Teilchen, die aus Paarbildungsprozessen¹ oder Zerfällen langlebiger Teilchen stammen, erhöht.

¹*Paarbildung* beschreibt den Vorgang, dass sich ein Photon im Coulomb-Feld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar umwandelt. Im Englischen wird dieser Prozess als *conversion* bezeichnet.

An die Spurrekonstruktion schließt sich dann auf diese aufbauend die Primärvertexrekonstruktion an [40]. Als *Primärvertex* bezeichnet man den Punkt im Zentrum des Detektors, von dem infolge einer Proton-Proton-Wechselwirkung Spuren der Reaktionsprodukte ausgehen. Da am LHC, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, Pakete von Protonen zur Kollision gebracht werden, kommt es in einer Strahlkreuzung meistens zu mehreren Proton-Proton-Wechselwirkungen (vgl. Abschnitt 6.2.1), was zur Folge hat, dass es neben dem Primärvertex der harten Streuung, der auch als *Signalvertex* bezeichnet wird, weitere Primärvertizes gibt. Bei der Rekonstruktion dieser Primärvertizes wird ein iterativer Ansatz gewählt. Zunächst werden Primärvertex-Kandidaten gesucht, die mit Maxima in der Verteilung der z -Koordinaten² aller rekonstruierter Spuren, deren Ursprung im Zentrum des Detektors vermutet wird, identifiziert werden. In einem Fit wird mit der Position eines Primärvertex-Kandidaten als Startwert aus den diesem zugeordneten Spuren die Position eines Primärvertex bestimmt. Stellt sich dabei heraus, dass der Ursprung der Spuren mit dieser inkompatibel sind, werden sie als Startpunkt nach der Suche eines weiteren Primärvertex-Kandidaten genutzt. Dieses Verfahren wird so lange wiederholt, bis entweder alle Spuren im Ereignis mit einem Primärvertex assoziiert werden können oder aus den verbleibenden Spuren kein weiterer Primärvertex mehr rekonstruiert werden kann. In einem letzten Schritt werden die Primärvertizes nach der Summe der quadrierten transversalen Impulse der ihnen zugeordneten Spuren $\sum (p_T^{\text{Spur}})^2$ sortiert und der Signalvertex mit jenem identifiziert, der das höchste Ergebnis erhält.

5.2. Rekonstruktion und Identifikation von Leptonen und Jets

5.2.1. Elektronrekonstruktion und -identifikation

Elektronen hinterlassen als geladene Teilchen nicht nur eine Spur im inneren Detektor, sondern deponieren auch Energie im elektromagnetischen (EM) Kalorimeter (vgl. Abschnitt 4.2.2). Momentan kommen zwei verschiedene Algorithmen zum Einsatz, die Informationen aus diesen Teilen des Detektors nutzen, um Elektronen zu rekonstruieren und zu identifizieren und insbesondere von Jets abzugrenzen [41]. Ein dritter Algorithmus dient der Rekonstruktion von Elektronen, die bei hohen Pseudorapiditätswerten zu finden sind, weswegen dieser ausschließlich Informationen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter nutzt, da der innere Detektor nur den Bereich $|\eta| < 2.5$ abdeckt.

In der vorliegenden Arbeit werden Elektronen verwendet, die mit dem Standard-Algorithmus rekonstruiert wurden, der auf hochenergetische und isolierte (vgl. Abschnitt 5.2.3) Elektronen - wie sie auch aus dem Zerfall des W -Bosons stammen - spezialisiert ist [32, 42]. Dieser wird auch als Kalorimeter-basierter Algorithmus bezeichnet, da von Energiedepositionen, sog. *Cluster*, im elektromagnetischen Kalorimeter ausgehend diese mit Spuren geladener Teilchen im inneren Detektor assoziiert werden. Die Rekonstruktion der Cluster beginnt damit, dass ein *sliding-window*-Algorithmus Gruppen von Zellen im Kalorimeter auswählt, deren summierte transversale Energie innerhalb eines durch die Ausmaße des Fensters definierten Bereichs oberhalb von 2.5 GeV liegt. Die Größe des Fensters entspricht dabei der Fläche von 3×5 Zellen der mittleren Lage des EM-Kalorimeters in η - bzw. ϕ -Richtung. Rekonstruierte Spuren aus dem inneren Detektor werden in die mittlere Lage des EM-Kalorimeters

²Damit ist derjenige Punkt entlang der Strahlachse gemeint, an dem eine Spur dem Mittelpunkt der Wechselwirkungsregion am nächsten kommt.

extrapoliert und mit einer solchen Zellgruppe assoziiert, sofern ihr Abstand zu dieser einen gewissen Wert unterschreitet. Kann mindestens eine Spur einer Zellgruppe zugeordnet werden, gilt ein Elektron-Kandidat als rekonstruiert. Können mehrere Spuren ein und derselben Zellgruppe zugeordnet werden, werden solche mit Treffern in den Silizium-Detektoren (Pixeldetektor oder SCT) bevorzugt und jene darunter ausgewählt, deren Abstand zu der Zellgruppe am geringsten ist. Ist also ein Elektron-Kandidat gefunden wird die Zellgruppe als Cluster neu zusammengefügt, diesmal in einem $\eta \times \phi$ -Bereich, der sich über 3×7 (Zentralbereich) bzw. 5×5 (Endkappen) Zellen der mittleren Lage erstreckt und die gesamte Energie darin unter Anwendung verschiedenster Korrekturen bestimmt. Der Vierer-Impuls des Elektrons ergibt sich schließlich aus der Kombination der Informationen über den finalen Cluster mit denen über die Spur, die die beste Übereinstimmung gezeigt hat. Somit ist die Energie des Elektrons bestimmt durch die Energie des Clusters und seine Orientierung in den ϕ - und η -Richtungen durch die Spurparameter am Primärvertex.

Nach der erfolgter Rekonstruktion können an die Elektron-Kandidaten weitere Kriterien gestellt werden, die verstärkt zwischen isolierten Elektronen und als solche fehlidentifizierte Jets unterscheiden. Da das Ausmaß von Untergrundbeiträgen von dem in einer Analyse untersuchten Prozess abhängt und die Identifikation mit möglichst hoher Signaleffizienz erfolgen soll, werden drei verschiedene Identifikationskriterien zur Verfügung gestellt, die als *loose++*, *medium++* und *tight++* bezeichnet werden.³ Jedes dieser drei Identifikationskriterien setzt sich zusammen aus einer Reihe von Schnitten auf Variablen, die Informationen aus dem inneren Detektor und den Kalorimetern nutzen und gegebenenfalls auch kombinieren. Dabei bauen die verschiedenen Kriterien sukzessive aufeinander auf - zum einen durch Hinzunahme weiterer Variablen, zum anderen durch Verschärfen bestehender Anforderungen-, wodurch das Vermögen Untergrund zu unterdrücken schrittweise zunimmt, jedoch in umgekehrtem Maße die Signaleffizienz abnimmt. So verwendet die *loose++*-Identifikation hauptsächlich Informationen über die Form der elektromagnetischen Schauer in der mittleren Lage des EM-Kalorimeters, sowie solche über den Anteil an Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter, aber auch Spurinformatoren aus den Silizium-Detektoren. Für *medium++* werden einige dieser Anforderungen erhöht, aber es kommen auch noch weitere hinzu: so werden explizit auch Treffer in der ersten Lage des Pixeldetektors⁴ verlangt und es werden auch Informationen über die Teilchenidentität, die der TRT bereit stellt, genutzt. Das *tight++*-Kriterium letztendlich stellt besonders hohe Qualitätskriterien an die rekonstruierten Spuren und ihre Übereinstimmung mit den Clustern im Kalorimeter und ebenso an Variablen zur Unterdrückung von Elektronen aus Paarbildungsprozessen.

Anforderungen an die Isoliertheit der Elektronen ist in die beschriebenen Identifikationskriterien nicht aufgenommen, sondern wird bei Bedarf separat gefordert. Welche Variablen dazu ausgenutzt werden können ist in Abschnitt 5.2.3 diskutiert.

An dieser Stelle sei auch erwähnt, dass die Rekonstruktions- und Identifikationsalgorithmen, die verwendet werden, um Informationen über Elektronen in einem Ereignis zum Trig-

³ „++“ bezieht sich darauf, dass es sich dabei um Kriterien handelt, die gegenüber den ursprünglich im Jahr 2010 eingeführten, optimiert wurden.

⁴Die erste Lage des Pixeldetektors wird auch als *b-layer* bezeichnet, da sie insbesondere eine wichtige Rolle bei der Identifikation von Jets aus *b*-Quarks spielt.

gern desselbigen zu nutzen, ähnliche Prinzipien nutzen wie die hier geschilderten. Da jedoch hier in kurzer Zeit und mit limitierter Rechenleistung effizient Entscheidungen getroffen werden müssen, ob ein Ereignis verworfen wird oder nicht, steigert sich zum Einen die Komplexität der Algorithmen als auch die gestellten Anforderungen von Triggerstufe zu Triggerstufe (vgl. Abschnitt 4.2.4) bis sie auf Niveau des Ereignisfilters sehr nahe an die hier geschilderten herankommen. Details zu den zum Einsatz kommenden Algorithmen kann Ref. [43] entnommen werden.

5.2.2. Myonrekonstruktion

Im Unterschied zu Elektronen und anderen geladenen Teilchen deponieren Myonen nur einen geringen Anteil ihrer Energie in den Kalorimetern und gelangen daher in die äußersten Bereiche des Detektors, das Myonspektrometer (vgl. Abschnitt 4.2.3). Diese Eigenschaft liegt dreien der momentan vier zur Verfügung stehenden Strategien zur Rekonstruktion von Myonen zugrunde [38]. Welcher Strategie bei der Rekonstruktion und Identifikation eines Myons gefolgt wurde, spiegelt sich in der Bezeichnung der jeweiligen Sorte Myonen wieder. So werden *standalone* Myonen dadurch rekonstruiert, dass eine im Myonspektrometer (MS) gefundene Spur unter Berücksichtigung von Energieverlusten⁵ in den Kalorimetern zur Strahlachse extrapoliert wird. Kann mit dieser Methode ein größerer Pseudorapiditätsbereich genutzt werden als im Fall der weiteren Strategien, die auch Informationen aus dem inneren Detektor nutzen, ist es jedoch schwierig, Myonen mit sehr niedrigen Impulsen zu rekonstruieren, da sie nicht bis in die äußersten Lagen des MS vordringen. Auch ist diese Strategie anfällig dafür Myonen zu selektieren, die nicht in der harten Streuung selbst, sondern erst in den Kalorimetern erzeugt wurden und beispielsweise aus Zerfällen von Pionen oder Kaonen stammen. Nicht zuletzt wird bei dieser Strategie keine so gute Auflösung erreicht, wie es der Fall ist, wenn auch Informationen aus dem inneren Detektor genutzt werden.

Bei der Rekonstruktion von *segment tagged* Myonen, werden alle im inneren Detektor rekonstruierte Spuren (s.o.), die einen ausreichend hohen Impuls aufweisen in die erste Lage des Myonspektrometers extrapoliert und nach Spur-Segmenten in der Nähe gesucht. Findet sich ein Spur-Segment ausreichend nahe an der vorausgesagten Spur, dann wird die im inneren Detektor gefundene Spur einem Myon zugeordnet. Ist diese Strategie insbesondere der Rekonstruktion von Myonen mit niedrigen Impulsen gewidmet, wird nur die Information des inneren Detektors zur Bestimmung der Myon-Kinematik ausgenutzt.

Zur Rekonstruktion der *combined* Myonen wird die volle Information des inneren Detektors und des Myonspektrometers genutzt, um unabhängig in beiden Detektorteilen Spuren zu rekonstruieren, die anschließend, sofern eine Übereinstimmung festgestellt werden kann, in einer einzigen Spur kombiniert werden. STACO, einer der beiden Algorithmen, die der Rekonstruktion von *combined* Myonen gewidmet sind, basiert auf der statistischen Kombination der beiden unabhängigen Messungen [45]. So werden die im MS rekonstruierten Spuren zunächst unter Berücksichtigung von Verlusten und Vielfachstreuung in den Kalorimetern zur Strahlachse hin extrapoliert und mit Spuren, die im inneren Detektor rekonstruiert wurden, zu Paaren zusammengefasst. Definiert man für die zu einem Paar gehörenden Spuren einen Vektor aus den jeweiligen Spurparametern \mathbf{T}_{MS} bzw. \mathbf{T}_{ID} und die zugehörigen Kovarianzmatrizen \mathbf{C}_{MS} bzw. \mathbf{C}_{ID} , so lässt sich die Güte der Übereinstimmung in der Variable

⁵Es wurde in Simulationen und Messungen mit kosmischen Myonen gezeigt, dass sich der mittlere Energieverlust im Kalorimeter auf etwa 3 GeV beläuft [44].

χ_{match}^2 ausdrücken, die den Unterschied zwischen den Spurvektoren mit ihrer kombinierten Kovarianzmatrix gewichtet [38]:

$$\chi_{match}^2 = (\mathbf{T}_{MS} - \mathbf{T}_{ID})^T (\mathbf{C}_{MS} + \mathbf{C}_{ID})^{-1} (\mathbf{T}_{MS} - \mathbf{T}_{ID}) \quad (5.1)$$

Jenes Paar, das nicht nur den auf χ_{match}^2 angewendeten Schnitt passiert, sondern auch von allen diese Eigenschaft erfüllenden Paaren das niedrigste Ergebnis und damit die beste Übereinstimmung erzielt, wird als Myon-Kandidat betrachtet. Die Spuren, die dieses Paar bilden, werden aus der Sammlung an rekonstruierten Spuren entfernt und der Algorithmus beginnt von Vorne. Das wird solange wiederholt bis keine annehmbaren Kombination mehr gefunden werden können.

Zuletzt werden in einer vierten Strategie noch *calorimeter tagged* Myonen rekonstruiert, indem Spuren aus dem inneren Detektor in die Kalorimeter extrapoliert und mit dort gefundenen Energiedepositionen kombiniert werden.

Momentan gibt es für das ATLAS-Experiment zwei Familien von Algorithmen - STACO und MuID - die je einen Algorithmus für die Rekonstruktion von *standalone*, *segment tagged* und *combined* Myonen besitzen und nach dem Algorithmus für *combined* Myonen benannt sind. Sie unterscheiden sich leicht in der Art wie sie die beschriebenen Strategien umsetzen. In der vorliegenden Analyse werden *combined* Myonen untersucht, die mit dem beschriebenen Algorithmus der STACO-Familie rekonstruiert wurden.

5.2.3. Isolation von Leptonen

Wie auch in der vorliegenden Analyse ist es häufig wichtig, isolierte Elektronen und Myonen aus *W*- oder *Z*-Boson-Zerfällen von solchen zu unterscheiden, die in Zerfällen von schweren Hadronen entstanden sind oder - insbesondere im Falle der Elektronen - von Jets und daher begleitet sind von vielen weiteren Teilchen. Zu ihrer Unterscheidung werden Variablen herangezogen, die sowohl Informationen aus dem inneren Detektor als auch aus den Kalorimetern nutzen. Spur-basierte Isolationsvariable haben den Vorteil, dass sie zwischen Teilchen, die vom Primärvertex der harten Streuung stammen und solchen, deren Ursprung in weiteren Primärvertizes liegt, unterscheiden können. Kalorimeter-basierte Isolationsvariablen hingegen sind neben geladenen Teilchen auch sensitiv auf neutrale [46].

Ausgehend von der Annahme, dass im Falle eines fälschlicherweise als Elektron rekonstruierten Jets oder eines Elektrons aus einem Hadronzerfall, um den rekonstruierten Elektron-Kandidaten Energiedepositionen im Kalorimeter zu finden sind, die man bei einem isolierten Elektron nicht erwartet, kann folgendermaßen eine Kalorimeter-basierte Isolationsvariable definiert werden:

$$E_T^{\text{cone}}(\Delta R_0) = \left(\sum_{\text{Zelle}}^{\Delta R < \Delta R_0} E_T^{\text{Zelle}} \right) - E_T^e \quad (5.2)$$

Dabei ist $E_T^{\text{cone}}(\Delta R_0)$ die transversale Energie, die in einem Kegel mit Radius R_0 um den rekonstruierten Elektron-Kandidaten gemessen wird, abzüglich der transversalen Energie in einem Cluster von 5×7 Zellen E_T^e , die, wie in Abschnitt 5.2.1 erläutert, dem Kandidaten selbst zugeschrieben wird. Es seien hier zwei Effekte erwähnt, die die korrekte Bestimmung der Isolation erschweren: zum einen kann es passieren, dass nicht die gesamte Energie des

Elektrons innerhalb des entfernten Clusters deponiert wurde und somit noch zur Energie innerhalb des Kegels beiträgt, zum anderen können Energiedepositionen von weiteren Kollisionen im Ereignis fälschlicherweise berücksichtigt werden. Um den Einfluss solcher Beiträge gering zu halten wurden Korrekturen bestimmt [47], die auf die in Gl. 5.2 definierte Isolation angewendet werden können.

In ähnlicher Weise lässt sich beispielsweise für Myonen die Spur-basierte Isolation als die Summe der transversalen Impulse der Spuren in einem Kegel um den Myon-Kandidaten bestimmen, von denen die dem Myon zugeordnete Spur ausgenommen ist:

$$p_T^{\text{cone}}(\Delta R_0) = \sum_{\substack{\text{Spur} \\ \neq \text{Myon-Spur}}}^{\Delta R < \Delta R_0} p_T^{\text{Spur}} \quad (5.3)$$

Die diskriminierende Leistung kann hier dadurch erhöht werden, dass bestimmte Qualitätsanforderungen an die berücksichtigten Spuren gestellt werden.

Die Isolationsvariablen, wie sie hier vorgestellt wurden, existieren jeweils für Elektronen bzw. Myonen. Es stehen dabei den Analysen verschiedene Kegelradien zur Auswahl, üblicherweise $R_0 = \{0.2, 0.3, 0.4\}$. Es ist auch nicht unüblich die Isolationsvariablen auf die gemessene transversale Energie des betreffenden Leptons zu beziehen, so z.B. $p_T^{\text{cone}}(\Delta 0.2)/E_T$.

5.2.4. Rekonstruktion von Jets

Wie in den Abschnitten 2.2 und 3.2 bereits erwähnt, können Quarks und Gluonen nicht frei existieren und werden im Prozess der Fragmentation in Hadronen gebunden, welcher begleitet ist von der Produktion einer ganzen Reihe weiterer Hadronen. Was somit im Detektor beobachtet werden kann, sind kollimierte Schauer hadronischer Teilchen, die als *Jets* bezeichnet werden. Um aus den Energiedepositionen dieser Teilchen in den Kalorimetern Jets zu rekonstruieren, stehen dem ATLAS-Experiment grundsätzlich mehrere Algorithmen zur Verfügung [38, 48]. Diese sind nicht nur auf verschiedene experimentelle Topologien optimiert, sondern erfüllen auch in unterschiedlichem Maße Anforderungen von theoretischer Seite, die gestellt werden müssen, um bestmöglich experimentelle Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können.⁶ Zwei Klassen von Algorithmen, die solche Anforderungen erfüllen und erfolgreich eingesetzt werden, sind einerseits die *Cone*-Algorithmen, die darauf abzielen die Energie oder den transversalen Impuls innerhalb eines geometrischen Kegels zu maximieren und andererseits die *Cluster*-Algorithmen, die neben einem Abstandsmaß zwischen den betrachteten Objekten auch ein Abbruchkriterium definieren, welches vorgibt, wann das Gruppieren benachbarter Objekte eingestellt werden soll. Ihnen ist gemein, dass sie unabhängig von den zugrundeliegenden Objekten, ob es sich nun um Zellen im Kalorimeter oder um in Simulationen generierte Teilchen handelt, die volle Kinematik eines Jets aus den Vierer-Vektoren der Konstituenten rekonstruieren. Bei dem momentan beim ATLAS-Experiment als Standard-Jetalgorithmus zum Einsatz kommenden *anti- k_T* -Algorithmus, handelt es sich um einen *Cluster*-Algorithmus, dessen Abstandsmaß

⁶Diese Anmerkung bezieht sich auf die Notwendigkeit, dass ein bestimmter Algorithmus infrarot- und kollinear-sicher und auch unabhängig von dem Level, auf dem rekonstruiert wird, ist, d.h. unabhängig davon ob wahre, stabile Teilchen oder (simulierte) Cluster im Kalorimeter die zugrundeliegenden Objekte sind.

d_{ij} zwischen zwei Objekten i und j folgendermaßen definiert ist [49]:

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{k_{T_i}^2}, \frac{1}{k_{T_j}^2}\right) \frac{(\Delta R_{i,j})^2}{R^2}, \quad (5.4)$$

wobei k_{T_i} der transversale Impuls des Objekts i ist und $\Delta R_{i,j} = \sqrt{(\Delta y_{i,j})^2 + (\Delta \phi_{i,j})^2}$ einen geometrischen Abstand zwischen den Objekten i und j definiert, ähnlich wie in Abschnitt 4.2 eingeführt, wobei hier die Rapidität y anstelle der Pseudorapidität η eingeht. R ist ein Radius-Parameter, für den im Allgemeinen der Wert 0.4 oder 0.6 gewählt wird. Das Abbruchkriterium d_{iB} ist definiert als der minimale Abstand eines Objekts i zur Strahlachse B :

$$d_{iB} = \frac{1}{k_{T_i}^2} \quad (5.5)$$

Diese Abstände werden für alle Objekte in einem Ereignis bestimmt und für den Fall, dass der minimale Abstand der zwischen zwei Objekten i und j , $d_{min} = d_{ij}$, ist, diese in ein einziges Objekt kombiniert und die Bestimmung des minimalen Abstandes wiederholt. Ist hingegen der minimale Abstand der zwischen einem Objekt i und der Strahlachse B , $d_{min} = d_{iB}$, wird dieses Objekt bereits als Jet betrachtet und das Objekt aus der Liste der zu rekonstruierenden Objekte entfernt. Dieser iterative Prozess endet, wenn es keine Objekte mehr gibt, die zu einem Jet zusammen- bzw. hinzugefügt werden können. Somit kann auch R interpretiert werden als ein Maß dafür, wie Jets zueinander im Vergleich zur Strahlachse aufgelöst werden können. Nimmt R größere Werte an, so wird d_{ij} kleiner und es werden daraufhin mehr Objekte zu einem Jet gruppiert bevor das Abbruchkriterium greift als es für kleinere Werte von R geschieht.

In der vorliegenden Analyse werden Jets verwendet, zu deren Rekonstruktion der Parameter R zu 0.4 gewählt ist und es sich bei den zugrundeliegenden Objekten um sog. *topologische Cluster* handelt. Topologische Cluster [50] sind Gruppen von Kalorimeter-Zellen, die derart ausgewählt werden, dass sie die Schauer-Entwicklung bestmöglich beschreiben und gleichzeitig effizient elektronisches Rauschen unterdrücken. So beginnt der Cluster-Algorithmus an einer Kalorimeter-Zelle, die ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (S/R) oberhalb einer definierten Schwelle S_1 aufweist und fügt iterativ benachbarte Zellen hinzu, um einen Cluster zu bilden, sofern deren S/R oberhalb einer weiteren Schwelle $S_2 < S_1$ liegt. Findet der Algorithmus in einem derart zusammengefügt topologischen Cluster lokale Maxima, die einen gewissen Wert überschreiten, wird dieser in einer weiteren Iteration wieder in mehrere Cluster zerteilt, um die Separation von Schauern nahe beieinander liegender Teilchen zu verbessern. Ist schließlich ein finaler topologischer Cluster gefunden, setzt sich seine Energie aus der Summe der Energien der in ihm vereinten Zellen zusammen und seine Richtung ist definiert als das gewichtete Mittel ihrer Pseudorapiditäten und Azimutwinkel.

Werden Jets in Simulationen rekonstruiert, kann immer das Wissen, von welcher Sorte Parton der Jet ausgeht, genutzt werden, um den Jet danach zu benennen [38]. Häufig geht man folgendermaßen vor: findet man in einem Kegel mit Radius $\Delta R = 0.3$ um die Jet-Achse ein b -Quark mit einem transversalen Impuls $p_T > 5$ GeV, so wird dieser Jet als b -Jet bezeichnet. Findet man kein b -Quark mit den geschilderten Eigenschaften wird analoges getestet für c -Quarks und τ -Leptonen. Erfüllen auch diese nicht die Anforderungen wird der Jet als light-Jet bezeichnet, ohne weiter zu unterscheiden, ob es sich bei dem ursprünglichen Parton um ein u -, d -, s -Quark oder Gluon handelte.

5.3. Skalierung und Auflösungskorrektur der gemessenen Energien

Damit bei der Rekonstruktion der Objekte, wie in den vorangegangenen Abschnitten erläutert, die Energie und der Impuls korrekt bestimmt werden, ist es wichtig, dass der Detektor bestmöglich kalibriert wurde. So wurde die elektromagnetische Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters durch Teststrahlen von Elektronen gemessen und die des hadronischen Kalorimeters mit Hilfe von Myonen sowohl aus Teststrahlen als auch aus kosmischen Strahlen [44, 50]. Um dabei unvermeidbare Verluste durch Absorption in passivem Material und Energiefluss in unberücksichtigte Regionen zu kompensieren, wurden darauf zusätzlich Korrekturfaktoren angewendet, die mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen gewonnen wurden. Mit den ersten Kollisionen im Jahr 2010 kam auch die Möglichkeit hinzu, die Kalibrationen anhand von den Daten zu überprüfen und gegebenenfalls auch zu optimieren. Wie die Informationen aus den Daten genutzt werden können, um die ursprünglich bestimmte Energieskala so zu korrigieren, dass die gemessenen Energien möglichst mit den wahren übereinstimmen und darüberhinaus die tatsächlich mögliche Auflösung zu bestimmen, wird im Folgenden in Ansätzen für Elektronen, Myonen und Jets diskutiert.

Elektronen

Insbesondere die unzureichende Kenntnis der Menge des Detektormaterials, das die Elektronen durchdringen müssen, bevor sie das elektromagnetische Kalorimeter erreichen, führt dazu, dass es eine Diskrepanz zwischen der gemessenen und der wahren Energie der Elektronen gibt. Jedoch besteht die Möglichkeit in Ereignissen mit $Z \rightarrow ee$ - und $J/\psi \rightarrow ee$ -Zerfällen unter Ausnutzung der genauen Kenntnis der Z - und J/ψ - Massen zu zeigen [32], dass zwischen der wahren Energie E_{wahr} und der gemessenen und vorläufig korrigierten Elektronenergie $E_{gem.}$ ein linearer Zusammenhang besteht

$$E_{gem.} = E_{wahr}(1 + \alpha_i) \quad (5.6)$$

und darüberhinaus auch den Proportionalfaktor α_i für verschiedene Pseudorapiditätsintervalle i zu bestimmen. Aus diesem Zusammenhang ergibt sich, dass die in Daten gemessene Energie eines Elektrons mit einem Faktor $1/(1 + \alpha_i)$ korrigiert werden muss, um die wahre Energie zu erhalten.

Eine weitere Möglichkeit die Elektronenenergieskala aus Daten zu bestimmen ergibt sich aus dem Verhältnis der im Kalorimeter gemessenen Energie mit dem im inneren Detektor bestimmten Impuls E/p . Bei dieser Methode stehen auch die statistisch häufiger auftretenden $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen zur Extraktion eines Korrekturfaktors zur Verfügung. Aus beiden Messungen ergibt sich mit einer Unsicherheit zwischen $\pm 0.3\%$ und $\pm 1.6\%$, dass für Elektronen mit einer Energie größer 20 GeV im Zentralbereich das Verhältnis aus wahrer und gemessener Energie um weniger als $\pm 2\%$ von Eins abweicht.

Desweiteren lässt sich aus der Auflösung der invarianten Di-Elektron-Masse in den Z -Zerfällen ablesen, dass die Energieauflösung in Daten etwas schlechter ist als sie von den Monte Carlo-Simulationen vorhergesagt wird. Um diesen Unterschied zu beheben, wird die Elektronenergie in der Simulation mit Hilfe von Gauß verteilten Zufallszahlen *verschmiert*, um die in Daten gemessene Auflösung gut zu beschreiben.

Myonen

Auch für Myonen lässt sich die Skala der Energie bzw. genauer des Impulses und dessen Auflösung anhand von Ereignissen mit Z-Zerfällen bestimmen [51]. Hier zeigt sich bei Vergleich der in der Simulation und den Daten erhaltenen Verteilungen der invarianten Masse des Zwei-Myonen-Systems, dass die Impulsskala bereits sehr gut bekannt ist. Jedoch ist auch hier zu beobachten, dass die Auflösung in den Daten schlechter ist als auf Basis der Simulation zu erwarten wäre. Dies bestätigen auch die Ergebnisse einer weiteren Methode, bei der die unabhängig im inneren Detektor und im Myonspektrometer gemessenen Impulse von *combined* Myonen (s.o.) in $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignissen verglichen werden. Mehrere Gründe können angeführt werden, warum es zu dieser beobachteten Diskrepanz in der Impulsauflösung kommt. So ist eine mögliche Ursache die ungenaue Kenntnis der Menge des Materials, das von den Myonen passiert wird, eine andere die räumliche Auflösung der einzelnen Spurpunkte. Insbesondere ist jedoch festzustellen, dass die einzelnen Detektorteile nicht optimal aufeinander ausgerichtet sind bzw. dass die Abweichung von der angestrebten Ausrichtung nicht ausreichend gut bekannt und simuliert ist. Um auch hier die schlechtere Auflösung in Daten korrekt wiederzugeben, werden die Myonimpulse in der Simulation statistisch *verschmiert*.

Jets

Die präzise Messung der Energie von Jets ist weitaus komplizierter als im Falle der Myonen und Elektronen und so umfasst auch ihre Kalibration mehrere Schritte [50]. Als ersten Punkt, weshalb die Energiemessung erschwert ist, ist zunächst zu erwähnen, dass nur ein Teil der Energie, der durch die Hadronen deponiert wird, auch tatsächlich gemessen werden kann. Denn es kommt beispielsweise vor, dass bei der Wechselwirkung der Hadronen mit dem Detektormaterial ein Teil der Energie auf das Aufbrechen von Kernbindungen und zur Erzeugung von Kernfragmenten verwendet wird und daher undetektiert bleibt. Auch werden in solchen Schauern und bei den Zerfällen der Hadronen Neutrinos, Myonen und andere minimalionisierende Teilchen erzeugt, deren Energien nur unzureichend oder gar nicht nachgewiesen werden können. Parallel zu den hadronischen Schauern breiten sich auch stets elektromagnetische Schauer aus - beispielsweise durch die reichlich erzeugten neutralen Pionen. Bei all diesen Vorgängen handelt es sich um komplexe Prozesse, sodass kein linearer Zusammenhang zwischen der deponierten Energie eines Schauers und der Energie des einlaufenden Hadrons bestehen muss und es daher leicht zu Verlusten kommt. Darüber hinaus wird die Energiemessung von Jets auch dadurch beeinträchtigt, dass die Schauerpartikelchen in den inaktiven Schichten absorbiert werden oder das Kalorimeter verlassen. Da man infolge der Kalibrierung der elektromagnetischen Schauer wie zuvor erwähnt davon ausgeht, dass auch der elektromagnetische Schaueranteil in Jets gut beschrieben ist, spricht man davon, dass Jets auf der *elektromagnetischen Skala* (EM) rekonstruiert werden. Es gibt mehrere Strategien, die auf dieser Basis aufbauend zu einer verbesserten Kalibration führen. Die bei der Kalibration der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Jets verwendeten wird als EM+JES bezeichnet und lässt sich in drei Schritte unterteilen. Zunächst wird abhängig von der Anzahl rekonstruierter Primärvertices ein *in situ* bestimmter mittlerer Energieanteil von der gemessenen Jet-Energie abgezogen, um die Beiträge von weiteren Proton-Proton-Wechselwirkungen zu berücksichtigen. In einem zweiten Schritt wird der Ursprung des Jets derart korrigiert, dass er dem Signalvertex entspricht und nicht länger dem geometri-

schen Zentrum des Detektors. Der dritte Schritt schließlich nimmt die Korrektur des Vierer-Impulses des Jets vor. Dazu werden Korrekturfaktoren angewendet, die zum einen von der Energie als auch von der Rapidität des Jets abhängen. Bestimmt werden diese in Monte Carlo-Simulationen, in denen ein Vergleich zwischen den Eigenschaften rekonstruierter Jets und den wahren Teilchen-Jets möglich ist. Die auf diese Art gewonnenen Korrekturfaktoren werden sowohl auf die gemessenen Daten als auch auf die zum Vergleich herangezogenen Monte Carlo-Simulationen, die mit denselben Rekonstruktionsalgorithmen rekonstruiert wurden, angewendet. Eine Auflösungskorrektur darüberhinaus ist für die in 2011 zum Einsatz kommenden Simulationen nicht nötig, da sie die in Daten beobachtete Auflösung gut beschreiben [52].

5.4. Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie

Wie bereits zuvor erwähnt gibt es Teilchen wie beispielsweise das ausschließlich schwach wechselwirkende Neutrino, die sich dem direkten Nachweis durch den Detektor entziehen. Ihre Anwesenheit in einem Ereignis kann jedoch indirekt durch ein Ungleichgewicht der Impulse in der transversalen Ebene festgestellt werden. Denn geht man davon aus, dass die kollidierenden Partonen keinen Impuls transversal zur Strahlachse besitzen - diese Annahme ist sehr gut erfüllt - so müssen sich auch die Impulse der in der Kollision entstandenen Teilchen in der transversalen Ebene zu Null ausgleichen. Ist dies in einem Ereignis nicht gegeben, d.h. ist ein fehlender transversaler Impuls auszumachen, weist dies auf ein ungesehenes Teilchen hin. Dieser fehlende transversale Impuls wird als die negative vektorielle Summe der Impulse aller in einer Kollision detektierten Teilchen bestimmt und sein Betrag wird - wie zuvor erwähnt - in der Regel als *fehlende transversale Energie* E_T^{miss} bezeichnet [53].

Bei der Rekonstruktion werden neben Energiedepositionen in den Kalorimetern Beiträge von Myonen, die im Myonspektrometer rekonstruiert wurden, berücksichtigt, sodass sich die Komponenten schreiben lassen als:

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss,calo}} + E_{x(y)}^{\text{miss},\mu}, \quad (5.7)$$

woraus für die fehlende transversale Energie folgt

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}. \quad (5.8)$$

Bei der Bestimmung des Kalorimeteranteils $E_{x(y)}^{\text{miss,calo}}$ gehen alle Zellen, die in der Rekonstruktion mit einem bestimmten physikalischen Objekt - Elektron, Photon, hadronisch zerfallende τ -Leptonen, Jets oder Myonen - assoziiert wurden, mit der entsprechenden Kalibration des zugeordneten Objekts korrigierten Energie ein. Beiträge durch Zellen, die keine Zuordnung in der Rekonstruktion erfahren haben, werden zusammengefasst als $E_{x(y)}^{\text{miss,CellOut}}$ in der Berechnung berücksichtigt. Somit kann geschrieben werden:

$$E_{x(y)}^{\text{miss,calo}} = E_{x(y)}^{\text{miss,e}} + E_{x(y)}^{\text{miss},\gamma} + E_{x(y)}^{\text{miss},\tau} + E_{x(y)}^{\text{miss,Jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss},\mu(\text{Kalo.})} + E_{x(y)}^{\text{miss,CellOut}} \quad (5.9)$$

Jeder der in Gl. 5.9 aufgeführten Terme wird aus der negativen Summe der kalibrierten Energien der in dem jeweiligen Objekt zusammengefassten Zellen berechnet über

$$E_x^{\text{miss,Obj.}} = - \sum_i E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \quad (5.10)$$

$$E_y^{\text{miss,Obj.}} = - \sum_i E_i \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad (5.11)$$

wobei E_i die Energie, θ_i der Polarwinkel und ϕ_i der Azimutwinkel der i -ten Zelle sind. Darüber hinaus sei angemerkt, dass sich der Term $E_{x(y)}^{\text{miss,Jets}}$ wiederum aus zwei Beiträgen zusammensetzt, einmal durch rekonstruierte Jets mit $p_T > 20 \text{ GeV}$ und einmal durch rekonstruierte Jets mit $7 < p_T < 20 \text{ GeV}$ (*SoftJets*), wodurch die unterschiedlichen Kalibrationen der verschiedenen Energiebereiche berücksichtigt werden. Der Term $E_{x(y)}^{\text{miss},\mu(\text{Kalo.})}$ wird nur in der Berechnung des Kalorimeterbeitrags berücksichtigt, wenn es sich um nicht-isolierte Myonen handelt (d.h. es gilt $\Delta R(\text{Jet}, \mu) < 0.3$).

Dieses Kapitel ist den in der vorliegenden Analyse untersuchten Datensätzen gewidmet. Neben den Bedingungen, die bei den Proton-Proton-Kollisionen während der Datennahme im Jahr 2011 vorherrschten (Abschnitt 6.1), sollen insbesondere die Monte Carlo-Simulationen, die die dafür entsprechenden Vorhersagen für den untersuchten Signalprozess $W+c$ und die zu diesem beitragenden Untergrundprozesse (vgl. Abschnitt 3.5) liefern, diskutiert werden (Abschnitt 6.2). Die Verwendung von Simulationen ermöglicht nicht nur einen Vergleich mit theoretischen Erwartungen, sondern vor allem die Optimierung einer durch die Topologie des Signalprozesses vorgegebene Ereignis Selektion dahingehend, dass ein Maximum an Signaleffizienz bei gleichzeitig hoher Untergrundunterdrückung erreicht wird (vgl. Kapitel 7). Damit dies bewerkstelligt werden kann, ist es entscheidend, dass die herangezogenen Monte Carlo-Simulationen die aufgezeichneten Daten bestmöglich beschreiben. Zu diesem Zwecke werden auf die Simulationen verschiedene Korrekturen angewendet, die ebenfalls in Abschnitt 6.2 motiviert und erläutert werden.

6.1. Eigenschaften der aufgezeichneten Daten

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ wurden vom ATLAS-Detektor im Zeitraum März - Oktober 2011 aufgezeichnet. Der Anstieg der totalen integrierten Luminosität innerhalb dieser Zeitspanne ist in Abbildung 6.1 zu sehen, wobei nur ein geringer Unterschied zwischen der vom Beschleuniger gelieferten von 5.61 fb^{-1} und der vom ATLAS-Detektor registrierten von 5.25 fb^{-1} zu beobachten ist. Von all diesen registrierten Ereignissen, die mit den in Kapitel 5 beschriebenen Methoden rekonstruiert wurden, werden jedoch nur solche betrachtet, bei deren Datennahme alle für die vorliegende Analyse relevanten Detektorkomponenten voll funktionstüchtig waren - einschließlich des Triggersystems und der Detektoren zur Bestimmung der Luminosität - sowie stabile Strahlbedingungen herrschten. Daten, die dabei über einen Zeitraum genommen wurden, in dem dieselben physikalischen Bedingungen vorherrschten, sind in Perioden gruppiert, die alphabetisch fortlaufen [55]. Da es im Laufe der Datennahme auch zu einem starken Anstieg der instantanen Luminosität um mehrere Größenordnungen von $10^{30} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ auf $10^{33} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ [56] kam, wurde es erforderlich, in den verschiedenen Perioden unterschiedlich arbeitende Trigger einzusetzen, um die Rate der getriggerten Ereignisse konstant zu halten und gleichzeitig eine hohe Effizienz in der Selektion interessanter Ereignisse beizubehalten. Im Falle der vorliegenden Analyse bedeutet dies, dass die zum Einsatz kommenden Trigger [43,57], die in Tabelle 6.1 den entsprechenden Datenperioden zugeordnet sind, zunehmend höhere Anforderungen an die getriggerten Objekte gestellt haben. Sie alle haben gemein, dass sie einen Elektron-Kandidaten fordern (vgl. Abschnitt 5.2.1), der alle Identifikationskriterien der *medium*- bzw. der optimierten *medium++*-Selektion (im Falle von `EF_e22vh_medium1` (vgl. [58])) erfüllt. Sie unterscheiden sich aber darin, welche minimale transversale Energie dieser Elektron-Kandidat besitzen muss, da-

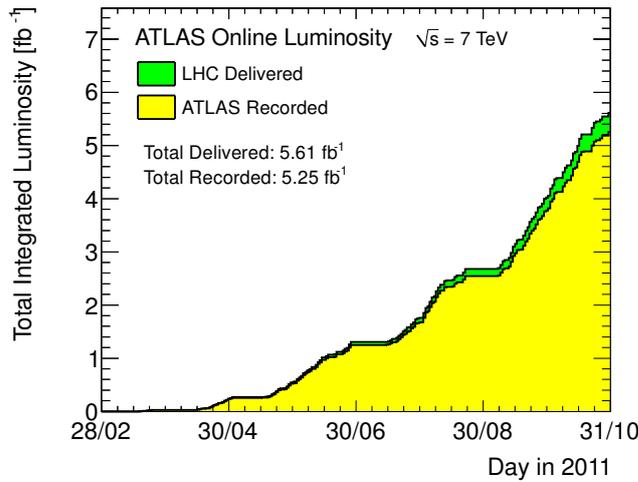


Abbildung 6.1.: Die integrierte Luminosität der Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, die während der Datennahme 2011 vom LHC geliefert (grün) und vom ATLAS-Experiment aufgezeichnet wurde (gelb) [54].

Datenperioden	Trigger
D - H	EF_e20_medium
I, J, K	EF_e22_medium
L, M	EF_e22vh_medium1

Tabelle 6.1.: Zuweisung der verwendeten Trigger zu den entsprechenden Datenperioden [57].

mit ein Ereignis die Selektion passiert: EF_e20_medium verlangt demnach mindesten eine transversale Energie von 20 GeV, bei EF_e22_medium und EF_e22vh_medium1¹ ist diese Schwelle auf 22 GeV angehoben. Nach Anwendung aller Qualitäts- und Triggeranforderungen entspricht der analysierte Datensatz noch einer integrierten Luminosität von

$$L_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt = 4.70 \text{ fb}^{-1}, \quad (6.1)$$

die mit einer relativen Unsicherheit von $\sigma_{L_{\text{int}}}/L_{\text{int}} = \pm 3.7 \%$ bestimmt wurde [59].

6.2. Eigenschaften der Monte Carlo-Simulationen

Simulierte Ereignisse werden entsprechend der gemessenen Daten als Proton-Proton-Kollisionen von Monte Carlo-Generatoren erzeugt und ihre Aufzeichnung mit Hilfe einer auf GEANT4 [60] basierenden Simulation des ATLAS-Detektors nachgebildet. Dies ermöglicht nicht nur, dass zu ihrer Rekonstruktion dieselben Algorithmen verwendet und somit getestet werden können (vgl. Kapitel 5), sondern auch, dass die rekonstruierten physikalischen Objekte eine zu den Daten analoge Behandlung in der weiteren Analyse erfahren können (vgl.

¹„vh“ steht dafür, dass bei diesem Ereignisfilter auf Niveau des Level-1 Triggers zum einen in der Rekonstruktion Schnitte auf die Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter abhängig von der Pseudorapidität angewendet werden und zum anderen ein Schnitt auf den Energieanteil im hadronischen Kalorimeter hinzugenommen ist (vgl. Abschnitt 4.2.4, Ref. [43])

Kapitel 7).

Für den Signalprozess $W+c$ stehen der Analyse drei verschiedene Monte Carlo-Simulationen zur Verfügung. Bei allen dreien wurde der zugrundeliegende harte Streuprozess mit dem Monte Carlo-Generator ALPGEN [61] simuliert. Hadronisation und *Underlying Event* hingegen werden in der Simulation, die zur Bestimmung aller nominellen Werte und Verteilungen herangezogen wird, durch den Monte Carlo-Generator PYTHIA [24] beschrieben. Bei einer der beiden alternativen $W+c$ -Simulationen, die bei der Abschätzung systematischer Unsicherheiten zum Einsatz kommen, wurde die Hadronisation stattdessen durch den Generator HERWIG [62] modelliert und wie bei diesem stets üblich das *Underlying Event* durch JIMMY [63].

Bei der dritten $W+c$ -Simulation wurde zusätzlich zu ALPGEN und PYTHIA noch der Generator EVTGEN [64] zur Simulation der Zerfälle der b - und c -Hadronen hinzugenommen, auf dessen Beschreibung dieser spezialisiert ist. Da jedoch nur eine Simulation vorliegt, die neben dem c -Quark noch ein weiteres Parton im Endzustand zulässt ($N_p = 1$), dient diese nur gezielten Studien. Um dennoch eine bestmögliche Beschreibung des Zerfalls des c -Hadrons in der vorliegenden Analyse zu gewährleisten, wird die Impulsverteilung des aus dem Zerfall hervorgehenden Myons (im Schwerpunktsystem des c -Hadrons, als p^* bezeichnet) in der nominellen Simulation durch die Vorhersage von EVTGEN durch Ungewichten ersetzt (vgl. dazu Abschnitt 8.3). Darüber hinaus werden in der nominellen Simulation auch die Vorhersagen für die Verzweungsverhältnisse der c -Hadronen in Myonen $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$ an jene, die von der Particle Data Group (PDG) [11] aus Messergebnissen extrahiert wurden und in Tabelle 3.1 zu finden sind, angeglichen.

Auch die Untergrundprozesse $W + b\bar{b}$, $W + c\bar{c}$ und $W \rightarrow e\nu$ wurden mit Hilfe der Kombination aus den Generatoren ALPGEN, HERWIG und JIMMY simuliert. Anders als bei den vorangegangenen wird bei der Simulation von $W \rightarrow e\nu$ wie angedeutet - nur der semileptonische Zerfall des W -Bosons in ein Elektron und ein Neutrino berücksichtigt. Zwischen den bisher genannten Simulationen besteht ein Überlapp, da die jeweils anderen ebenso den Prozess berücksichtigen, den die dedizierten Simulationen auszeichnen: $W+c$, $W+b\bar{b}$ und $W+c\bar{c}$. So sind grundsätzlich alle drei Prozesse $W+c$, $W+b\bar{b}$ und $W+c\bar{c}$ auch in der $W \rightarrow e\nu$ -Simulation beschrieben. In Analysen wie der vorliegenden ist daran gelegen, diese vergleichsweise seltenen Prozesse - die Wirkungsquerschnitte betragen nur einen kleinen Teil der Prozesse mit leichten Quarks im Endzustand, wie Tabelle 6.2 entnommen werden kann - mit ausreichend hohen Ereigniszahlen zu simulieren und beispielsweise auch die Massen der schweren c - und b -Quarks korrekt berücksichtigt wissen, die in $W \rightarrow e\nu$ hingegen als masselos angenommen sind. Um nun diesen Überlapp zu beseitigen und zu verhindern, dass einem dieser Prozesse ein falsches Übergewicht gegeben wird, wird wie im Folgenden beschrieben vorgegangen. Zunächst werden aus allen Simulationen bis auf der dem Signalprozess gewidmeten jegliche $W+c$ -Ereignisse entfernt. Der nächste Schritt beruht darauf, dass die schweren Quarkpaare $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$ aus Gluonspaltung in den dedizierten Datensätzen bereits bei der Simulation des harten Streuprozesses berücksichtigt werden, wohingegen in der $W \rightarrow e\nu$ -Simulation das erzeugende Gluon erst bei der Simulation der Hadronisierung abgestrahlt wird. Desweiteren geht man davon aus, dass die Simulation des harten Streuprozesses dann eine bessere Beschreibung liefert, wenn ein Paar mit einem großen Winkel zwischen den beiden Quarks erzeugt wird und umgekehrt beschreibt die Simulation der Hadronisierung die Quarkpaarerzeugung unter kleinen Winkeln besser. Aus diesen Überlegungen leitet sich die Vorschrift ab, dass aus der $W \rightarrow e\nu$ -Simulation solche $W + b\bar{b}$ - und $W + c\bar{c}$ -Ereignisse entfernt wer-

Process	Generator	$\sigma \times \text{BR}$ [nb]	$\varepsilon_{\text{Filter}}$	Ereignisse
$W + c$	ALPGEN + PYTHIA	1.05 ± 0.04 (\sim NNLO)	1	9 Mio.
	ALPGEN + HERWIG		1	9 Mio.
$W + b\bar{b}$	ALPGEN + HERWIG	0.128 ± 0.005 (\sim NNLO)	1	900 k
$W + c\bar{c}$	ALPGEN + HERWIG	0.362 ± 0.015 (\sim NNLO)	1	3 Mio.
$W \rightarrow e\nu$	ALPGEN + HERWIG	10.46 ± 0.52 (NNLO)	1	11 Mio.
$t\bar{t}$	Mc@NLO + HERWIG	$(166.8^{+16.5}_{-17.8}) \cdot 10^{-3}$ (\sim NNLO)	0.543	15 Mio.
<i>Single Top</i>				
$\hookrightarrow Wt$	ACERMC + PYTHIA	$(15.74^{+1.17}_{-1.21}) \cdot 10^{-3}$ (NNLO)	1	1 Mio.
$\hookrightarrow s$ -Kanal ($W \rightarrow e\nu$)	ACERMC + PYTHIA	$(4.63^{+0.20}_{-0.18}) \cdot 10^{-4} \times 0.108$ (NNLO)	1	200 k
$\hookrightarrow t$ -Kanal ($W \rightarrow e\nu$)	ACERMC + PYTHIA	$(64.57^{+2.63}_{-1.74}) \cdot 10^{-3} \times 0.108$ (NNLO)	1	1 Mio.
WW	HERWIG	$(44.9 \pm 2.2) \cdot 10^{-3}$ (NLO)	0.389	250 k
WZ	HERWIG	$(18.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ (NLO)	0.213	1 Mio.
ZZ	HERWIG	$(5.96 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$ (NLO)	0.310	250 k

Tabelle 6.2.: Liste der in der vorliegenden Analyse zum Einsatz kommenden Monte Carlo-Simulationen für das Signal ($W + c$) und die beitragenden Untergrundprozesse. Für jeden Prozess ist der verwendete Generator bzw. Generatorkombination (HERWIG steht immer stellvertretend für HERWIG/JIMMY), der zugrundeliegende Wirkungsquerschnitt des Prozesses gegebenenfalls unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(W \rightarrow e\nu)$, die Effizienz eines Ereignisfilters $\varepsilon_{\text{Filter}}$ sofern einer angewendet wurde-, sowie die Anzahl der produzierten Ereignisse angegeben [65]. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind für den $W \rightarrow e\nu$ - und Diboson-Untergrund Ref. [66] entnommen, die der top -Untergründe sind in den Ref. [67–70] zu finden. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse $W + c$, $W + b\bar{b}$ und $W + c\bar{c}$ sind den jeweiligen Simulationen [65] entnommen und mit einem Korrekturfaktor, der für $W \rightarrow e\nu$ aus Ref. [66] gewonnen wurde, skaliert. Die angegebenen Unsicherheiten sind typischerweise durch Variation der Renormierungs- und Faktorisierungsskala (μ_R , μ_F) um einen Faktor zwei sowie der PDFs bestimmt worden.

den, bei denen für den Abstand zwischen den schweren Quarks gilt $\Delta R > 0.4$.² Umgekehrt werden in den dedizierten $W + b\bar{b}$ - und $W + c\bar{c}$ -Simulation jene Ereignisse entfernt, in denen der Abstand zwischen den Quarks eines Paares $\Delta R < 0.4$ beträgt. In einem letzten Schritt können die $W + b\bar{b}$ - und $W + c\bar{c}$ -Ereignisse aus allen drei Simulationen den dedizierten hinzugefügt werden, sodass in der $W \rightarrow e\nu$ -Simulation nur noch Ereignisse verbleiben, die leichte Quarks enthalten. Folglich wird im Weiteren auf letztere als $W + \text{light-Jet}$ -Simulation verwiesen.

Von den top -Untergründen wird bei $t\bar{t}$ der harte Streuprozess mit Hilfe des Monte Carlo-Generators Mc@NLO [71, 72] simuliert, die Hadronisation wird durch HERWIG und das *Underlying Event* durch JIMMY modelliert. Die *Single Top*-Prozesse Wt , s -Kanal und t -Kanal werden allesamt mit Hilfe der Kombination der Generatoren ACERMC und PYTHIA simuliert. Dabei wird in den Simulationen der letzten beiden Prozesse nur der Zerfall des aus dem

²Vgl. zur Definition von ΔR Gl. 4.2

Monte Carlo-Periode	Datenperioden	Anteil an Gesamtluminosität
1	B, D	3 %
2	E - H	17 %
3	I, J, K	26 %
4	L, M	54 %

Tabelle 6.3.: Zuordnung der Datenperioden zu vier Monte Carlo-Perioden unter Angabe des jeweiligen Anteils an der Gesamtluminosität. [75]

t -Quark hervorgehenden W -Bosons in ein Elektron und ein Neutrino berücksichtigt (vgl. Abschnitt 3.5). Auf die $t\bar{t}$ -Simulation wird hingegen ein Leptonfilter angewendet, der sicherstellt, dass in den Ereignissen mindestens eines der in den Zerfällen der beiden t -Quarks entstehenden W -Bosonen weiter in ein Elektron oder Myon zerfällt. Die Effizienz dieses Filters $\varepsilon_{\text{Filter}}$ beträgt, wie Tabelle 6.2 zu entnehmen, rund 54 %.

Die Simulationen der Prozesse WW , WZ und ZZ wurden alle mit Hilfe der Monte Carlo-Generatoren HERWIG und JIMMY erzeugt und wurden daraufhin gefiltert, dass sie mindestens ein Elektron oder Myon im Endzustand enthalten und zwar mit den in Tabelle 6.2 aufgeführten Effizienzen.

Allen ALPGEN-Simulationen liegen die CTEQ6L1 LO Partondichtefunktionen (PDFs) [73] zugrunde. Die Simulationen, deren harter Streuprozess mit Hilfe der Generatoren HERWIG bzw. ACERMC bestimmt wird, basieren auf den PDF-Sätzen MRSTMCal-MC- [74] und die Mc@NLO-Simulation des $t\bar{t}$ -Untergrundes verwendet die CT10 PDFs.

Die für den Signalprozess und die betrachteten Untergrundprozesse vorhergesagten Wirkungsquerschnitte, die überwiegend als NNLO-Rechnungen vorliegen, sind Tabelle 6.2 zu entnehmen. Gemeinsam mit der im vorangegangenen Abschnitt angegebenen totalen integrierten Luminosität lassen sich über Gl. 2.41 die für die einzelnen Prozesse erwarteten Ereigniszahlen bestimmen. Eine Ausnahme stellt der QCD-Untergrund dar, der sogar zu den wichtigsten beitragenden Untergrundprozessen dieser Analyse gehört. Denn es steht keine Simulation von QCD-Prozessen zur Verfügung, bei der nach Anwendung der in Abschnitt 7 erläuterten Selektion noch eine ausreichende Anzahl an Ereignissen übrig bleibt, sodass Beiträge und Eigenschaften dieses Untergrundes aus den Daten abgeschätzt werden müssen. Details zur Vorgehensweise bei der Abschätzung werden ausführlich in Abschnitt 7.2 diskutiert.

Damit die Monte Carlo-Simulationen die unterschiedlichen physikalischen Bedingungen, die jeweilige Detektorkonfiguration oder die benötigten Triggeranforderungen im Laufe der Datennahme bestmöglich beschreiben, sind diese analog zu den Daten in Perioden mit wechselnden Konfigurationen unterteilt. Tabelle 6.3 ist zu entnehmen, wie diese insgesamt vier Perioden den verschiedenen Datenperioden zugeordnet sind. Ermöglicht diese Unterteilung der Simulationen entsprechend der verschiedenen Bedingungen bereits eine sehr gute Beschreibung der aufgezeichneten Daten, verbleiben trotzdem geringe Unterschiede, die durch Anwendung zusätzlicher Korrekturen auf die Vorhersagen der Simulationen fast vollständig beseitigt werden können. Um welche Unterschiede es sich handelt und auf welche Art und

Weise sie behoben werden können, wird in den sich anschließenden Abschnitten einzeln und detailliert beschrieben.

6.2.1. *Pile-Up*-Simulation und Korrektur

Am LHC wurden während der Datennahme im Jahr 2011 Pakete von bis zu $1.3 \cdot 10^{11}$ Protonen zur Kollision gebracht, was darin resultierte, dass es in einer Strahlkreuzung - d.h. bei der Kollision zweier Pakete - bis zu rund 20 Proton-Proton-Wechselwirkungen kam. Jedoch findet sich in einer solchen Strahlkreuzung meistens höchstens eine Kollision, bei der es zu einer harten Streuung gekommen ist, d.h. einem Ereignis, aus dem die Zerfallsprodukte mit hohem transversalen Impuls p_T hervorgehen. Demnach sind diese seltenen Ereignisse von Interesse überlagert von einer Vielzahl weiterer Wechselwirkungen, die als *Pile-Up*-Ereignisse bezeichnet werden. Neben diesem genauer als *in-time-Pile-Up* bezeichneten Effekt, trat noch eine weitere *Pile-Up*-Art auf, die als *out-of-time-Pile-Up* bezeichnet wird. Diese ist eine Folge dessen, dass die Protonenpakete in nur sehr kurzen zeitlichen Abständen von 50 ns kollidiert wurden, was dazu führte, dass die Produkte aus Kollisionen aufeinanderfolgender Pakete in manchen Teildetektoren zeitlich nicht aufgelöst werden konnten.

Diese den harten Prozess verschleiern *Pile-Up*-Ereignisse werden oft auch als *Minimum-Bias*-Ereignisse bezeichnet, ein Ausdruck, der in erster Linie historisch bedingt ist. Die Bezeichnung geht darauf zurück, dass bei einer *minimalen* Triggeranforderung, die daher bei der Selektion kaum zu einer *Verzerrung*, einem *Bias*, führt, infolge des hohen Wirkungsquerschnitts, der viele Größenordnungen über jenen für harte Streuprozesse liegt, es sich bei den selektierten Ereignissen fast ausschließlich um solche Prozesse mit niedrigem Transversalimpuls handelt. Beide Sorten von *Pile-Up* werden in der Monte Carlo-Simulation dadurch modelliert, dass dem harten Streuprozess simulierte *Minimum-Bias*-Ereignisse unterlegt werden. Diese Art der Behandlung ist möglich, da beide Prozesse völlig unabhängig voneinander ablaufen. In diesem Sinne ist die Beschreibung von *Pile-Up* auch einfacher als die des *Underlying Event* (vgl. Abschnitt 2.2), auch wenn in beiden Fällen das Problem besteht, dass bei sehr niedrigen Transversalimpulsen die Störungstheorie versagt und auf Modelle zurückgegriffen werden muss.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, sind die Monte Carlo-Simulationen bereits in vier Perioden unterteilt, um unter anderem eine gute Beschreibung der *Pile-Up*-Raten in den entsprechenden Datenperioden zu liefern, die mit steigender instantanen Luminosität ebenfalls zugenommen haben. Stellt die Anzahl rekonstruierter Primärvertizes (vgl. Abschnitt 5.1) ein gutes Maß zur Beschreibung des *in-time-Pile-Up* dar, gilt dies nicht für *out-of-time-Pile-Up*. Da es jedoch bislang keine Möglichkeit gibt die Anzahl der Wechselwirkungen in vorangegangenen und nachfolgenden Strahlkreuzungen direkt zu messen, bedient man sich der instantanen Luminosität \mathcal{L} , um damit über Gl. 2.44 die mittlere Anzahl der inelastischen Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Strahlkreuzung μ zu bestimmen [54]:

$$\mu = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{inel}}{n_b \cdot f_r}. \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnet wie zuvor σ_{inel} den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt, der hier zu 71.5 mb angenommen wird, n_b die Anzahl kollidierender Protonenpakete und f_r die Umlauffrequenz des LHC. μ entspricht dabei gerade dem Mittelwert der Poisson-Verteilung mit der die Anzahl an Wechselwirkungen pro Strahlkreuzung in den Simulationen beschrieben wird.

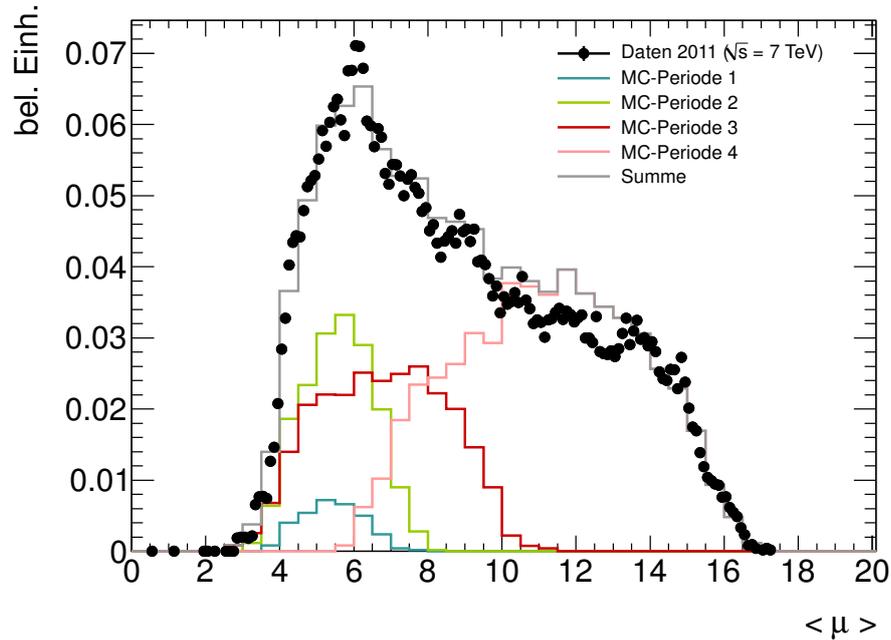


Abbildung 6.2.: Normierte Verteilung der mittleren Anzahl an inelastischen Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Strahlkreuzung gemittelt über einen sog. Luminositätsblock in den Daten sowie in den vier Monte Carlo-Perioden (vgl. Tabelle 6.3). Zusätzlich ist auch die Summe der vier Perioden zum direkten Vergleich mit der Datenverteilung eingezeichnet.

Sowohl der Mittelwert μ als auch die Breite dieser Verteilungen variiert in den verschiedenen Monte Carlo-Perioden, um die Bedingungen in den Daten gut wiederzugeben. Als Maß für die Anzahl der *Pile-Up*-Ereignisse wird der Mittelwert $\langle \mu \rangle$ verwendet, gemittelt über einen *Luminositätsblock* [76], einer Zeitspanne von etwa 1 min., in der die Luminosität als konstant angenommen werden kann. Die normierte Verteilung von $\langle \mu \rangle$ in den Daten als auch in den vier Monte Carlo-Perioden ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Zeigt die Summe der Monte Carlo-Perioden - die in einem Verhältnis zueinander stehen, wie es in Tabelle 6.3 für den Luminositätsanteil aufgeführt ist - bereits eine gute Übereinstimmung mit den Daten, kann diese noch optimiert werden, indem aus den abgebildeten Verteilungen Gewichte extrahiert werden, die dann auf die Monte Carlo-Verteilungen angewendet werden. Um diese Gewichte zu bestimmen, wird für jede Monte Carlo-Periode das Verhältnis aus der normierten Datenverteilung und der entsprechenden Verteilung aus der Simulation gebildet und mit dem Anteil der jeweiligen Periode an der Gesamtluminosität (vor Anwendung eines bestimmten Triggers) gewichtet.

Die korrekte Beschreibung der *Pile-Up*-Raten ist wichtig für die korrekte Rekonstruktion der physikalischen Objekte, insbesondere bei der Rekonstruktion und Energiemessung von Jets als auch bei der fehlenden transversalen Energie (vgl. Kapitel 5).

6.2.2. Korrektur der z -Position des Signalvertex

Wie bereits in Kapitel 2.2 angedeutet, nimmt man an, dass die Protonen innerhalb der Pakete sowohl in der longitudinalen z -Richtung, d.h. entlang der Strahlachse, als auch in der transversalen Ebene, d.h. in x - und y -Richtung, gaußverteilt sind mit den Standardabweichungen

σ_x^{Paket} , σ_y^{Paket} und σ_z^{Paket} . Diese räumliche Verteilung der Protonen innerhalb der Pakete resultiert darin, dass auch der Bereich im Zentrum des Detektors, in dem bei Kollision der Pakete die Wechselwirkungen stattfinden und der daher als *Wechselwirkungsregion* bezeichnet wird, eine räumliche Ausdehnung besitzt. Folglich kann auch die Wechselwirkungsregion in den drei Raumrichtungen mit Hilfe von Gaußverteilungen beschrieben werden, deren Standardabweichungen folgendermaßen von denen der Protonenpakete abhängen³:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_i^{Paket}}{\sqrt{2}}, \quad \text{wobei } i = x, y, z. \quad (6.3)$$

Die Ausdehnung der Wechselwirkungsregion kann bestimmt werden aus der Verteilung der rekonstruierten Primärvertizes, die als Ausgangspunkt der Wechselwirkungen in einem Ereignis in Frage kommen (vgl. Abschnitt 5.1). Anhand der Verteilung der z -Koordinaten der Signalvertizes findet man in den in 2011 aufgezeichneten Daten, dass sich die Wechselwirkungsregion in z -Richtung im Mittel bei $\langle z \rangle = -6.3$ mm in Bezug auf den nominellen Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors befindet und eine Standardabweichung von $\sigma_z = 58$ mm aufweist [77]. Bei der Produktion der in der vorliegenden Analyse verwendeten Monte Carlo-Simulationen wurden in der Detektorsimulation zwei verschiedene Einstellungen für die Wechselwirkungsregion verwendet, die sich in der Ausdehnung in z -Richtung unterscheiden. Liegt die z -Position mit $z_{WR}^{MC} = -6.1$ mm nahe an der in den Daten beobachteten, weichen hingegen die Ausdehnungen in Form der Standardabweichungen von $\sigma_z = 75$ mm bzw. $\sigma_z = 90$ mm relativ stark von der gemessenen ab [78]. Dies ist deutlich in Abbildung 6.3 zu sehen, die die normierten Verteilungen der z -Position des Signalvertex in den Daten sowie für die zwei beschriebenen Einstellungen der Monte Carlo-Simulationen zeigt. Da sich die z -Position des Signalvertex beispielsweise durch eine Verlagerung der rekonstruierten Pseudorapidität auf die Identifikations- und Rekonstruktionseffizienz von Elektronen auswirkt, ist daran gelegen, diese Diskrepanz zu beseitigen. Dazu wird auf die Monte Carlo-Simulationen in Abhängigkeit der z -Position des Signalvertex ein Gewicht angewendet, das sich entsprechend der vorliegenden Konfiguration aus dem Verhältnis der in Abbildung 6.3 gezeigten Datenverteilung zu der *schmalen* bzw. *weiten* Verteilung berechnet. Bei den in der vorliegenden Analyse verwendeten Monte Carlo-Simulationen wurde allein jene für den $t\bar{t}$ -Untergrund mit der *weiten* Konfiguration simuliert, alle anderen ausschließlich mit der *schmalen*.

6.2.3. Gewichtung der Triggerentscheidung

Wie bereits in Abschnitt 6.1 erwähnt, machte der starke Anstieg der instantanen Luminosität im Laufe der Datennahme erforderlich, in den verschiedenen Datenperioden unterschiedliche und zunehmend selektivere Trigger einzusetzen. Die Übertragung der verschiedenen Triggeranforderungen auf die Simulationen ist jedoch dadurch erschwert, dass die Aufteilung der Monte Carlo-Perioden auf die verschiedenen Datenperioden, wie sie in Tabelle 6.3 zu sehen ist, nicht ganz mit den sog. *Triggerperioden* übereinstimmt. So kann man Tabelle 6.4, in der die verschiedenen Unterteilungen nochmals zusammengefasst sind, entnehmen,

³Bei dieser Herleitung wurde zusätzlich angenommen, dass die Pakete in den Strahlen frontal aufeinander treffen, was einer gerechtfertigten Vereinfachung entspricht, da der in Wirklichkeit $300 \mu\text{rad}$ betragende Winkel lediglich zu einer geringen Verkürzung der Wechselwirkungsregion in z -Richtung führt.

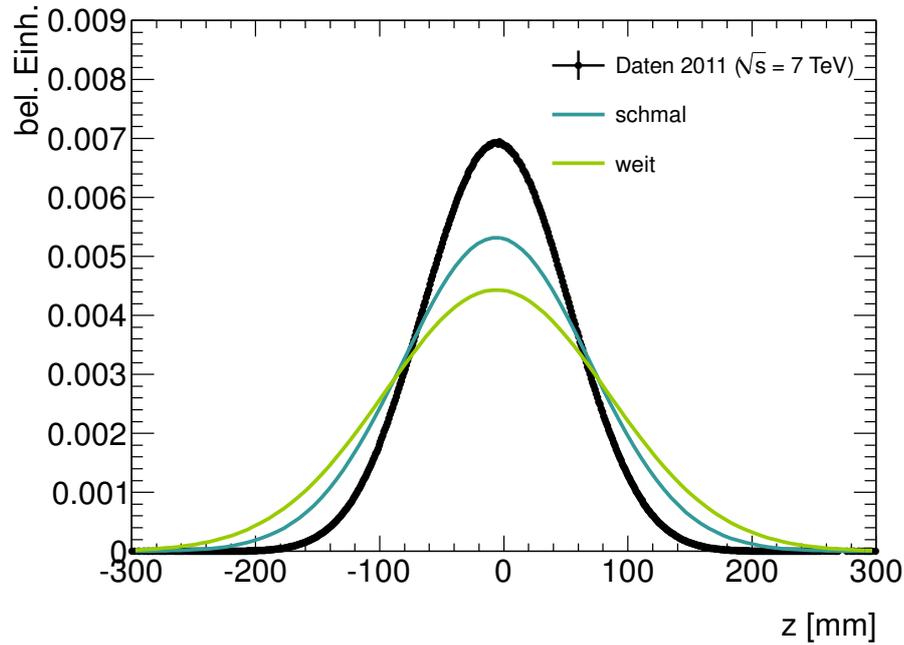


Abbildung 6.3.: Normierte Verteilung der z -Koordinate des Signalvertex in den Daten sowie in zwei Monte Carlo-Simulationen, bei denen einmal eine Konfiguration mit $\sigma_z = 75$ mm (schmal) und mit $\sigma_z = 90$ mm (weit) gezeigt ist.

dass in den Perioden 1,2 und 4 ganz analog zu den Daten die entsprechenden Triggerentscheidungen abgefragt werden können, nicht jedoch in Periode 3. Diese Periode nämlich, die den Datenperioden I-K zugeordnet ist, fällt in zwei Triggerperioden und bedarf daher einer gesonderten Behandlung, um sicherzustellen, dass bei der Triggerselektion eine möglichst ähnliche Auswahl und Zusammensetzung der Ereignisse getroffen wird wie in den Daten. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Datenmenge in den Perioden I und J, in denen der Trigger `EF_e20_medium` verwendet wird, etwa 49 % der Periode 3 ausmachen und Periode K, in der Trigger `EF_e22_medium` zum Einsatz kommt, die restlichen 51 %. Um dieses Verhältnis in der Triggerselektion korrekt in den Simulationen widerzugeben, wird eine Gewichtung der Triggerentscheidung vorgenommen. Dazu werden in Ereignissen der Periode 3 stets die Entscheidungen beider Trigger `EF_e20_medium` und `EF_e22_medium` abgefragt, die dann mit dem jeweiligen Anteil der Luminosität der Perioden I und J bzw. K an der Gesamtluminosität der Perioden I-K, $\frac{L_{I,J}}{L_{I,J,K}}$ bzw. $\frac{L_K}{L_{I,J,K}}$, zu einer einzigen jedoch gewichteten Triggerentscheidung $w_{Trigger}$ kombiniert werden:

$$w_{Trigger} = \frac{L_{I,J}}{L_{I,J,K}} \cdot \text{EF_e20_medium} + \frac{L_K}{L_{I,J,K}} \cdot \text{EF_e22_medium} \quad (6.4)$$

Dabei stehen in der Gleichung die Namen der Trigger `EF_e20_medium` und `EF_e22_medium` für das Ergebnis der Triggerentscheidung, welches den Wert Eins annimmt, wenn ein Ereignis die geforderten Kriterien erfüllt und ansonsten Null ist. Somit passiert ein Ereignis der Periode 3 dann die Triggerselektion, wenn mindestens eine der beiden Triggerentscheidungen positiv ausfällt, d.h. $w_{Trigger} > 0$ gilt, erhält aber nur dann volles Gewicht, wenn beide Trigger passiert sind.

Trigger	Datenperioden	Monte Carlo-Perioden
EF_e20_medium	B - H	1, 2
	I, J	3
EF_e22_medium	K	
EF_e22vh_medium1	L, M	4

Tabelle 6.4.: *Verwendete Trigger in den verschiedenen Daten- und Monte Carlo-Perioden [57].*

6.2.4. Effizienzkorrekturen durch Anwendung von Skalierungsfaktoren

Die Effizienz ε mit der die physikalischen Objekte, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, rekonstruiert und identifiziert oder in der Analyse nach bestimmten Kriterien ausgewählt werden, weicht in den Daten unter Umständen von der Erwartung aus der Monte Carlo-Simulation ab. Werden solche Unterschiede beobachtet, die einen Einfluss auf die weitere Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation haben, können diese korrigiert werden, indem sog. *Skalierungsfaktoren* auf die simulierten Ereignisse angewendet werden. Bei diesen handelt es sich um das Verhältnis aus der in den Daten beobachteten Effizienz ε_D und der aus der Monte Carlo-Simulation erwarteten ε_{MC} :

$$SF = \frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_{MC}}. \quad (6.5)$$

Je nach Analyse und untersuchten Objekten kann es nötig sein, mehrere solcher Skalierungsfaktoren anzuwenden, die sich durch Bilden des Produkts der einzelnen Skalierungsfaktoren zu einem einzigen kombinieren lassen

$$SF = \prod_i SF_i = \prod_i \frac{\varepsilon_D^i}{\varepsilon_{MC}^i}, \quad (6.6)$$

wobei dieser Faktorisierung die Annahme zugrunde liegt, dass die einzelnen Skalierungsfaktoren unabhängig voneinander sind.

In der vorliegenden Analyse ist es nötig Skalierungsfaktoren im Zusammenhang mit der Selektion des isolierten Elektrons als auch des Myons innerhalb des Jets anzuwenden. Die darin eingehenden Effizienzen wurden für beide Objekte mit Hilfe isolierter Leptonen vornehmlich in $Z \rightarrow ee$ - bzw. $Z \rightarrow \mu\mu$ -Zerfällen⁴ bestimmt. Effizienzen sind für Elektronen in Ref. [32] und für Myonen in den Ref. [79–81] zu finden.

Der Skalierungsfaktor für Elektronen der vorliegenden Analyse setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$SF_e = SF_{\text{Trig}}^e \cdot SF_{\text{Reko}}^e \cdot SF_{\text{ID}}^e \cdot SF_{\text{Iso},d_0}^e. \quad (6.7)$$

Dabei korrigiert SF_{Trig}^e dafür, dass die Auswahl von Ereignissen durch die verwendeten Ein-Elektron-Trigger (vgl. Abschnitt 6.1) in den Daten mit zwischen 88 % und 98 % etwas weniger effizient ist als die in der Simulation [43]. Diese kleinen Unterschiede kann man insbesondere auf die schlechtere Auflösung der Elektronrekonstruktion und -identifikation auf

⁴Um die Datenstatistik zu erhöhen wurden darüber hinaus auch $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse ausgenutzt, sowie $J/\Psi \rightarrow ee$ und $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$, um auch den niederenergetischen Bereich gut zu erfassen.

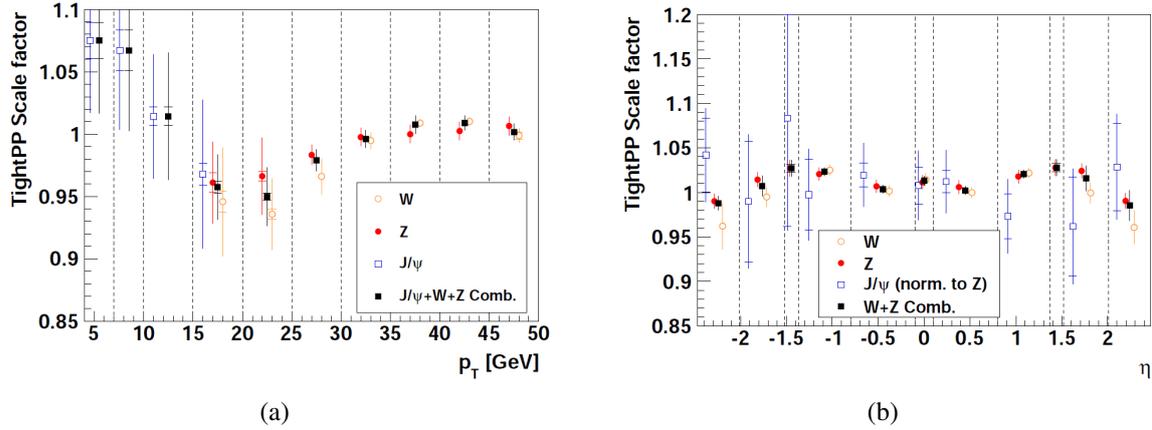


Abbildung 6.4.: Skalierungsfaktoren zur Effizienzkorrektur der Elektronidentifikation mit dem Kriterium $tight++$, SF_{ID}^e , in Abhängigkeit (a) des Transversalimpulses p_T und (b) der Pseudorapidität η des Elektrons [83].

Triggerniveau zurückführen. Die Skalierungsfaktoren für die drei Trigger `EF_e20_medium`, `EF_e22_medium` und `EF_e22vh_medium1` sind in fünf (bzw. sechs) p_T -Intervallen angegeben und liegen für die Selektion von $tight++$ Elektronen (vgl. Abschnitt 5.2.1) in einem Bereich von 0.958 und 1.002 mit variierenden Unsicherheiten zwischen 0.001 und 0.019. Wie in Abschnitt 6.1 ausführlich erläutert, variiert der verwendete Trigger mit der entsprechenden Datenperiode, was darin resultiert, dass in der Monte Carlo-Simulation teilweise eine Gewichtung der Triggerentscheidung und somit auch des entsprechenden Skalierungsfaktors vorgenommen werden muss, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben.

Unterschiede in der Effizienz der Rekonstruktion und Identifikation der Elektronen, wie sie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben sind, werden durch die Skalierungsfaktoren SF_{Reko}^e bzw. SF_{ID}^e berücksichtigt. Der Skalierungsfaktor SF_{Reko}^e wurde für Elektronen mit einem Transversalimpuls von $15 < p_T < 50$ GeV in elf η -Intervallen bestimmt und rangiert von 0.99 bis 1.02 mit relativen Unsicherheiten zwischen 0.6 % und 1.11 % [82]. Um Unterschiede in der Identifikation von $tight++$ -Elektronen zu korrigieren, wurde der Skalierungsfaktor SF_{ID}^e zum einen in zehn p_T -Intervallen und auch in elf η -Intervallen bestimmt [83]. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abbildung 6.4 zu sehen. Daran ist abzulesen, dass der Skalierungsfaktor $SF_{ID}^e(p_T)$ zwischen 0.94 und 1.07 variiert mit sehr unterschiedlichen Unsicherheiten, die zu hohen p_T -Werten stark abnehmen. $SF_{ID}^e(\eta)$ bewegt sich in einem ähnlichen Bereich, die Verteilung zeigt jedoch einen flacheren Verlauf und auch die Unsicherheiten variieren nicht so stark zwischen verschiedenen η -Intervallen. Aus $SF_{ID}^e(p_T)$ und $SF_{ID}^e(\eta)$ lässt sich dann ein Skalierungsfaktor $SF_{ID}^e(p_T, \eta)$ angeben gemäß [83]:

$$SF_{ID}^e(\eta, p_T) = \frac{SF_{ID}^e(\eta) \cdot SF_{ID}^e(p_T)}{\overline{SF}}, \quad (6.8)$$

wobei \overline{SF} der Mittelwert aus den betreffenden $SF_{ID}^e(p_T)$ und $SF_{ID}^e(\eta)$ ist.

Wie in Abschnitt 7.1.1 erläutert wird, gibt es zwei Variablen, die ausgenutzt werden, um zu vermeiden, dass anstelle isolierter Elektronen aus einem W -Boson-Zerfall Elektronen aus Zerfällen schwerer Hadronen selektiert werden (vgl. Abschnitt 3.5). Davon ist die eine die in Abschnitt 5.2.3 definierte Kalorimeter basierte Isolation $E_T^{cone}(0.3)$ und die andere der sog.

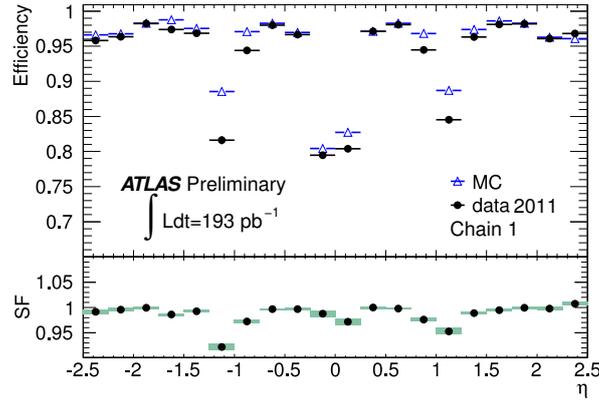


Abbildung 6.5.: Effizienzen der Myonrekonstruktion in den Daten und Simulation, sowie daraus nach Gl. 6.5 bestimmte Skalierungsfaktoren SF_{comb}^{μ} für den STACO-Algorithmus (vgl. Abschnitt 5.2.2), der hier als Chain 1 bezeichnet ist [85].

transversale Stoßparameter d_0 , der in Abschnitt 7.1.1 näher erläutert wird. Insbesondere die Isolation stellt eine wichtige diskriminierende Variable dar und daher ist es entscheidend, dass die Effizienz, mit der an sie Anforderungen gestellt werden, gut durch die Monte Carlo-Simulation beschrieben wird. Zu diesem Zwecke wird noch ein weiterer Skalierungsfaktor SF_{Iso,d_0}^e für Elektronen berücksichtigt. Dieser wurde für Elektronen mit $p_T > 15$ GeV im Zentralbereich von $|\eta| < 2.47$ in zwölf η - und acht p_T -Intervallen bestimmt. $SF_{Iso,d_0}^e(\eta, p_T)$ bewegt sich in einem Bereich von 0.70 bis 1.08 mit Unsicherheiten variierend zwischen 0.006 und 0.16 [84].

Da es sich bei den in der vorliegenden Analyse untersuchten Myonen um solche handelt, die sich innerhalb eines Jets befinden, muss entsprechend der Überlegungen aus Abschnitt 3.5 vor der Anwendung eines Skalierungsfaktors auf die Simulation, festgestellt werden, um welche Sorte von Jet es sich handelt. Denn, wie diskutiert, ist es nur bei Jets aus schweren Quarks wahrscheinlich, dass es sich um ein echtes Myon handelt. Bei den Jets leichter Quarks hingegen handelt es sich aller Wahrscheinlichkeit nach um eine beliebige Teilchenspür. Da in der Monte Carlo-Simulation, wie in Abschnitt 5.2.4 erläutert, unterschieden werden kann, welchen *Flavours* die zugrundeliegenden Partonen sind, wird auf Jets leichter Quarks ein Faktor angewendet, der sicherstellt, dass die in den Daten bestimmte *Fehlidentifikationsrate* durch die Simulation gut beschrieben wird. Der anzuwendende Faktor wurde zu im Mittel 1.47 ± 0.17 bestimmt [81]. Handelt es sich hingegen um einen b - oder c -Jet, sodass man davon ausgehen kann, dass es sich um echte Myonen handelt, wird ein Myonskalierungsfaktor SF^{μ} angewendet, der folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$SF^{\mu} = SF_{comb}^{\mu} \cdot SF_{SMT}^{\mu}. \quad (6.9)$$

Dabei berücksichtigt SF_{comb}^{μ} Unterschiede, die auf die verschiedenen Effizienzen bei der Rekonstruktion von *combined*-Myonen mit dem STACO-Algorithmus (vgl. Abschnitt 5.2.2) zurückgehen und kann weiter faktorisiert werden in [79, 80]

$$SF_{comb}^{\mu} = SF_{ID}^{\mu} \cdot SF_{MS}^{\mu}. \quad (6.10)$$

Dabei korrigiert SF_{ID}^{μ} Unterschiede in der Rekonstruktionseffizienz von Spuren im inneren Detektor und SF_{MS}^{μ} jene im Myonspektrometer. Letzterer Skalierungsfaktor berücksichtigt

zusätzlich Unterschiede in der Effizienz mit der eine Übereinstimmung zwischen den Spuren in den beiden Detektorteilen festgestellt werden kann. SF_{comb}^{μ} variiert nur schwach mit dem Transversalimpuls p_T der Myonen, ändert sich jedoch mit der Detektorregion, was in Abbildung 6.5 zu sehen ist. SF_{ID}^{μ} zeigt praktisch keine Abhängigkeit von p_T oder ϕ , aber eine leichte von η . So treten die größten Abweichungen bei $\eta \approx 0$ und $|\eta| \approx 1$ auf, wo es zum einen tote Regionen im TRT gibt und zum anderen sich der Übergangsbereich zwischen Zentralbereich und Endkappen des inneren Detektors befindet (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die Abweichungen bei SF_{comb}^{μ} im Übergangsbereich gehen zusätzlich auch auf die ungenaue Kenntnis des magnetischen Feldes in diesem Bereich des Myonspektrometers zurück. Insgesamt können nur geringe Abweichungen vom mittleren Skalierungsfaktor festgestellt werden, der mit einer relativen Unsicherheit von wenigen Prozent nahe bei Eins liegt [85]. Mit SF_{SMT}^{μ} werden darüber hinaus speziell Effizienzunterschiede bei der Selektion niederenergetischer Myonen innerhalb von Jets korrigiert. Bestimmt für fünf p_T -Intervalle und separat für die Regionen $\eta > 0$ und $\eta < 0$ belaufen sich die anzuwendenden Skalierungsfaktoren auf 0.928 – 1.416 mit Unsicherheiten zwischen 0.0014 und 0.029 [81].

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte der Selektion der $W+c$ -Ereignisse beschrieben, die auf den Überlegungen des Kapitels 3 beruhen. Demnach werden in der vorliegenden Analyse solche $W+c$ -Ereignisse untersucht, in denen das W -Boson leptonisch in ein Elektron¹ und ein Neutrino zerfällt und das in der Fragmentation entstandene c -Hadron, das sich innerhalb eines Jets befindet, semileptonisch in ein niederenergetisches Myon, wie in Abbildung 7.1 noch einmal graphisch dargestellt. Insbesondere werden solche Ereignisse betrachtet, in denen neben dem c -Jet kein weiterer Jet vorliegt und die daher als $W+c+0$ Jet-Ereignisse bezeichnet werden und solche, in denen es noch genau einen weiteren Jet gibt, auf die demnach als $W+c+1$ Jet-Ereignisse verwiesen wird.

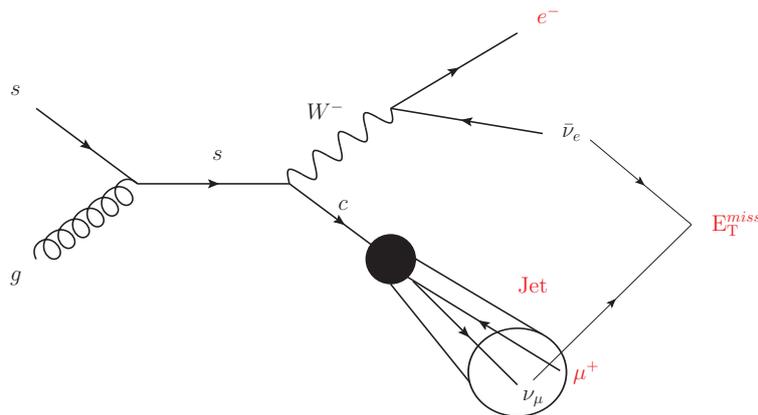


Abbildung 7.1.: Signatur eines $W+c$ -Ereignisses, das durch s -Quark-Gluon-Streuung erzeugt wurde. Das W -Boson zerfällt leptonisch in ein Elektron (e^-) und das zugehörige Antineutrino ($\bar{\nu}_e$), welches in Form von fehlender transversaler Energie (E_T^{miss}) zu beobachten ist. Das in der Fragmentation entstandene c -Hadron zerfällt semileptonisch in ein Myon (μ), welches sich demnach in einem Jet befindet und das zugehörige Neutrino (ν_μ) trägt zusätzlich zu E_T^{miss} bei.

Nach der Selektion der einzelnen Objekte Elektron, Myon und Jet, die in Abschnitt 7.1.1 erläutert ist, kann zusammen mit der rekonstruierten fehlenden transversalen Energie (E_T^{miss}) und unter Ausnutzung der zwischen diesen Objekten bestehenden Beziehungen ein $W+c$ -Kandidaten-Ereignis selektiert werden. Wie dies im Detail erfolgt, ist in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. Um zu zeigen, dass die ausgeführte Selektion tatsächlich die Ereignisse von Interesse auswählt und gleichzeitig die in Abschnitt 3.5 diskutierten Untergrundprozesse hinreichend unterdrückt, werden Monte Carlo-Simulationen herangezogen (vgl. Abschnitt 6.2). Eine Ausnahme davon stellen die QCD- und W + light-Jet-Untergründe dar, die sich als die

¹Der Begriff „Elektron“ wird hier übergreifend für Elektron (e^-) und Positron (e^+) verwendet.

wichtigsten Untergrundprozesse herausstellen. Diese werden mit Hilfe von datenbasierten Methoden abgeschätzt, denen der letzte Abschnitt 7.2 dieses Kapitels gewidmet ist.

7.1. Selektion von $W + c$ -Ereignissen

Wie in den Abschnitten 6.1 und 6.2.3 ausführlich beschrieben, wählt zunächst ein Ein-Elektron-Trigger in einer Vorselektion solche Ereignisse aus, die ein hochenergetisches Elektron aufweisen, das mindestens das Identifikationskriterium *medium* bzw. *medium++* erfüllt. Um weiterhin Ereignisse, die nicht aus einer Proton-Proton-Kollision stammen, sondern beispielsweise auf kosmische Strahlung zurückgehen, frühzeitig auszusortieren, wird gefordert, dass der rekonstruierte Signalvertex (vgl. Abschnitt 5.1) mehr als drei assoziierte Spuren aufweist.

In auf diese Weise eingeschränkten Ereignissen werden anschließend aus allen rekonstruierten Objekten jene ausgewählt, die als Kandidaten in Frage kommen, da sie die für den Signalprozess wesentlichen Eigenschaften aufweisen und gleichzeitig Anforderungen erfüllen, die durch die Geometrie oder Funktionsweise des Detektors vorgegeben sind.

7.1.1. Selektion der Objekte: Elektronen, Myonen und Jets

Elektronen

Als Kandidat in Frage kommen solche Elektronen, die mit dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Kalorimeter-basierten Algorithmus rekonstruiert wurden und das Identifikationskriterium *tight++* erfüllen. Darüberhinaus erwartet man von ihnen, dass sie einen hohen Transversalimpuls p_T aufweisen, weswegen die Schwelle dafür bei $p_T = 25$ GeV angesetzt ist. Der zugängliche Pseudorapiditätsbereich ist bedingt durch die Ausmaße des Spurdetektors beschränkt auf $|\eta| < 2.47$, wobei zusätzlich der Übergangsbereich zwischen dem Zentralbereich und Endkappen des Kalorimeters ($1.37 < |\eta| < 1.52$) ausgenommen ist (vgl. Abschnitt 4.2). Zusätzlich zu dieser Einschränkung durch die Detektorgeometrie werden auch Elektronen ausgeschlossen, die in Bereichen der Kalorimeter rekonstruiert wurden, die bekannterweise Defizite aufweisen [86].

Um zu verhindern, dass Elektronen, die aus Paarbildungsprozessen² oder Zerfällen schwerer Hadronen stammen, selektiert werden, werden noch zwei weitere Schnitte angewendet. So müssen Elektronen eine Signifikanz des *transversalen Stoßparameters* d_0 von weniger als 10 besitzen: $|d_0/\sigma_{d_0}| < 10$. Dabei entspricht d_0 der kürzesten Distanz zwischen der Elektronenspur und dem Primärvertex in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. Man erwartet, dass Elektronen, die von einem Sekundärvertex stammen und somit in einem Zerfall eines schweren Hadrons entstanden sind, einen größeren Stoßparameter aufweisen als solche, die aus der harten Streuung und somit vom Primärvertex stammen. Indem der Quotient aus d_0 und seiner Unsicherheit σ_{d_0} verwendet wird, werden de facto an besser rekonstruierte Spuren höhere Anforderungen gestellt. Die zweite und entscheidendere Variable $E_T^{\text{conc}}(0.3)$, die zu diesem Zwecke ausgenutzt wird, ist die in Abschnitt 5.2.3 eingeführte und in Abbildung 7.2 gezeigte Kalorimeter-basierte Isolation, die folgendermaßen zu interpretieren ist: findet man in der Umgebung eines Elektrons hohe Energiedepositionen, die nicht dem Elektron selbst zuzuweisen sind, resultiert dies entsprechend ihrer Definition in *hohen* Isolationswerten und

²Vgl. zur Definition Fußnote 1 im Abschnitt 5.1.

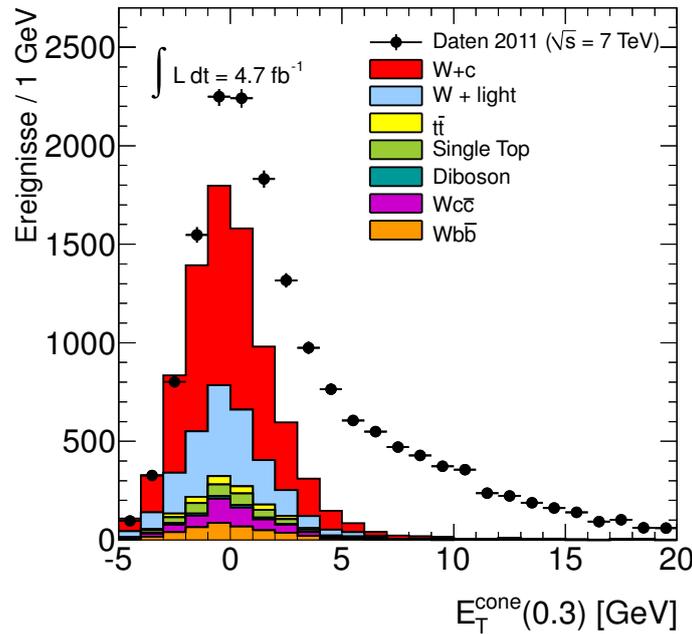


Abbildung 7.2.: Verteilung der Elektronisoliationsvariable $E_T^{\text{cone}}(0.3)$ nach der vollen $W + c + 0 \text{ Jet}$ -Selektion mit Ausnahme des Schnittes $E_T^{\text{cone}}(0.3) < 3 \text{ GeV}$. Die Diskrepanz zwischen der Datenverteilung und den Vorhersagen der Monte Carlo-Simulationen kann durch das Fehlen einer entsprechenden Vorhersage für den QCD-Untergrund erklärt werden.

das Elektron stammt in der Regel nicht aus dem Zerfall eines W -Bosons. Stattdessen erwartet man, dass es sich innerhalb eines Jets befindet, also eher aus dem Zerfall eines schweren Hadrons stammt, das je höher der Isolationswert mit zunehmender Wahrscheinlichkeit in einem QCD-Prozess erzeugt wurde (vgl. Abschnitt 3.5). Dies ist in Abbildung 7.2 daran zu sehen, dass zu großen Isolationswerten hin eine sehr große Diskrepanz zwischen simulierten und gemessenen Daten besteht, die zwar durch QCD-Untergrund erklärt, aber in Ermangelung von ausreichend großen Monte Carlo-Datensätzen für den QCD-Untergrund nicht graphisch veranschaulicht werden kann.³ Dieser QCD-Untergrund kann also effektiv unterdrückt werden, bei gleichzeitig hoher Signaleffizienz, wenn gefordert wird, dass Elektronen einen *niedrigen* Isolationswert von $E_T^{\text{cone}}(0.3) < 3 \text{ GeV}$ besitzen.⁴

Eine weitere Klasse von Elektronen, die hier als *Veto*-Elektronen bezeichnet werden soll und deren Bedeutung im Folgenden klar werden wird, wird durch weniger und nicht so anspruchsvolle Kriterien selektiert. Außer der Anforderung an den Rekonstruktionsalgorithmus und die Einschränkung der Pseudorapidität, die wie oben beschrieben sind, sollen sie lediglich das Kriterium *medium++* erfüllen und einen Transversalimpuls von $p_T > 20 \text{ GeV}$ aufweisen.

³Dies ist insbesondere deswegen der Fall, da die Isolation bei der Erstellung von QCD-*Templates* aus den Daten, wie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben, als diskriminierende Variable Verwendung findet.

⁴Der angegebene Isolationschnitt ist ein Kompromiss zwischen größtmöglicher Unterdrückung des QCD-Untergrundes und gleichzeitig hoher Signaleffizienz. Darüberhinaus ermöglicht ein nicht allzu sehr unterdrückender Schnitt, dass der QCD-Beitrag gut mit der in Abschnitt 7.2.1 beschriebenen *Template Fit*-Methode abgeschätzt werden kann.

Myonen

Für die Selektion der aus dem semileptonischen Zerfall der c -Hadronen stammenden Myonen werden mit dem Rekonstruktionsalgorithmus STACO rekonstruierte und als *combined* identifizierte Myonen verwendet (vgl. Abschnitt 5.2.2), die daher auf den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| \leq 2.5$ beschränkt sind (durch die Ausmaße des inneren Detektors). Charakteristisch für die gesuchten Myonen ist, wie ausführlich in Abschnitt 3.3 ausgeführt wurde, dass sie innerhalb eines Jets liegen und ein niederenergetischen Impuls aufweisen. Demnach wird von den möglichen Kandidaten verlangt, dass $p_T \geq 4 \text{ GeV}$ gilt und dass der Abstand zwischen Myon und einem selektierten Jet (s.u.) $\Delta R(\mu, j) < 0.5$ ist, wobei ΔR das in Abschnitt 4.2 definierte Abstandsmaß ist. Sollten mehrere Jets dieses Kriterium erfüllen, so wird das Myon demjenigen zugeordnet, der ihm am nächsten ist. Da ein Jet infolge der Hadronproduktion im Fragmentationsprozess und den anschließenden Zerfällen dieser eine Vielzahl an rekonstruierten Spuren aufweist, ist es dringend erforderlich, dass an die Spur des Myon-Kandidaten hohe Qualitätskriterien gestellt werden, um Fehlidentifikationen zu reduzieren. Somit werden nur solche Myonen selektiert, deren Spuren, unter Berücksichtigung von Defekten, möglichst viele Spurpunkte im inneren Detektor haben, die insbesondere gut mit der rekonstruierten Spur vereinbar sind.⁵ Desweiteren werden Schnitte sowohl auf den transversalen (s.o.) als auch auf den *longitudinalen Stoßparameter* z_0 angebracht: $|d_0| \leq 3 \text{ mm}$ und $|z_0 \cdot \sin\theta| \leq 3 \text{ mm}$. Letzterer gibt den Abstand entlang der Strahlachse von der Position der nächsten Annäherung der Myonenspur an den Primärvertex in der transversalen Ebene und des Primärvertex an.⁶ Diese Anforderungen erhöhen die Wahrscheinlichkeit, dass das Myon nahe am Primärvertex entstanden ist und nicht etwa aus dem Zerfall eines Hadrons der Zerfallskette, beispielsweise eines Kaons, stammt. Bei Zerfällen langlebiger Kaonen und Pionen kann es vorkommen, dass die Spur des Kaons im inneren Detektor in der Rekonstruktion mit der Spur seines Zerfallsmyons im Myonspektrometer zur Spur eines Myons kombiniert wird, welches dann für ein niederenergetisches Myon aus dem c -Hadron-Zerfall stammend gehalten werden kann. Daher wird nicht zuletzt vorausgesetzt, dass zwischen der Spur im inneren Detektor und der im Myonspektrometer eine hohe Übereinstimmung besteht, indem verlangt wird, dass für den Quotienten aus dem χ^2 der Güte der Übereinstimmung (vgl. 5.2.2) und der Anzahl der Freiheitsgrade n_{DOF} gilt: $\chi^2/n_{DOF} \leq 3$.

Auch im Falle der Myonen wird eine Sorte *Veto*-Myonen selektiert, die sich nicht nur durch gelockerte Qualitätskriterien auszeichnet, sondern sich insbesondere durch einen hohen Transversalimpuls und Isoliertheit von den Myon-Kandidaten abheben. Somit muss der Transversalimpuls der *Veto*-Myonen mindestens 20 GeV betragen und für deren Isolation, die in diesem Fall Spur-basiert ist und relativ zum Transversalimpuls p_T angegeben wird, muss gelten: $p_T^{\text{cone}(0.2)}/p_T < 0.1$ (vgl. Definition Abschnitt 5.2.3). Die Anforderungen an den Rekonstruktionsalgorithmus, die Identifikation, sowie den Pseudorapiditätsbereich und die hohe Anzahl Spurpunkte im inneren Detektor stimmen jedoch mit denen der Selektion der Signalmyonen überein. Lediglich der Schnitt auf den longitudinalen Stoßparameter ist gelockert auf $|z_0| \leq 10 \text{ mm}$.

⁵Die im Einzelnen dafür angewendeten Schnitte entsprechen der Empfehlung der sog. *MCP Group* [87].

⁶Alternativ formuliert entspricht z_0 dem Abstand zwischen der z -Position der Spur, an der d_0 gemessen wird und der z -Position des Primärvertex.

Jets

Die möglichen Jet-Kandidaten wurden mit dem in Abschnitt 5.2.4 erläuterten *anti- k_T* -Algorithmus rekonstruiert, wobei der Abstandsparameter $\Delta R = 0.4$ betrug. Da es passieren kann, dass Elektronen nicht nur als solche, sondern auch als Jets rekonstruiert werden, und die Elektronrekonstruktion eine sehr hohe Reinheit aufweist, werden diese aus der Sammlung der Jet-Kandidaten entfernt. Gilt daher für den Abstand zwischen einem selektierten Elektron und einem Jet $\Delta R < 0.2$, betrachtet man den Jet als Elektron und nicht weiterhin als Jet. Ebenso entfernt man den Überlapp zwischen den selektierten *Veto*-Myonen und Jets, was jedoch seltener nötig ist.

Die nach diesem Prozedere übrig bleibenden Jets müssen mindestens einen Transversalimpuls von 25 GeV aufweisen und in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| \leq 2.5$ liegen. Im Allgemeinen können Jets bis zu $|\eta| \leq 4.5$ rekonstruiert und für die Analyse verwendet werden; die starke Einschränkung hier ergibt sich aus der Forderung, dass sich ein selektiertes Myon, wie oben beschrieben, in diesem Jet befinden muss, welches auf den Bereich $|\eta| \leq 2.5$ beschränkt ist.

Um Jets aus dem harten Streuprozess von Jets, die aus *Pile-Up*-Ereignissen⁷ stammen, zu unterscheiden, wird eine Variable ausgenutzt, die Informationen über Jets mit denen über Spuren und Primärvertices verbindet. Diese *Jet-Vertex Fraction* (JVF) ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Jet aus dem selektierten Signalvertex entstammt. Somit lässt sich $JVF(\text{Jet}, \text{SV})$ schreiben als das Verhältnis des Gesamtimpulses derjenigen Spuren im Jet, die mit dem Signalvertex SV kompatibel sind, zum Gesamtimpuls all jener Spuren, die zwar dem Jet zugeordnet sind, aber von einem beliebigen Primärvertex kommen [88, 89]:

$$JVF(\text{Jet}, \text{SV}) = \frac{\sum_{\text{Spur}} p_T^{S_{\text{pur}}}(\text{SV})}{\sum_{\text{Spur}} p_T^{S_{\text{pur}}}}. \quad (7.1)$$

Können dem Jet Spuren zugeordnet werden, gilt $0 \leq JVF \leq 1$, wobei $JVF = 1$ bedeutet, dass alle mit dem Jet übereinstimmenden Spuren auch mit dem Signalvertex SV kompatibel sind und umgekehrt $JVF = 0$, dass keine dem Jet zugeordnete Spur dem Signalvertex entstammt. Können dem Jet hingegen keine Spuren zugeordnet werden, gilt $JVF = -1$. In der vorliegenden Analyse wird verlangt, dass $JVF > 0.75$ gilt, was bedeutet, dass mindestens 75 % des Impulsanteils der dem Jet zugeordneten Spuren von solchen getragen wird, die dem selektierten Signalvertex entstammen.

Im Folgenden werden Jets, die zusätzlich zu den hier geforderten Kriterien auch ein Myon enthalten - was nach der dargelegten Strategie zur Identifikation von *charm*-Jets ausgenutzt wird - als *c*-Jets bezeichnet. Diese Bezeichnung dient dazu, sie von allen anderen Jets, die diese zusätzliche Forderung nicht erfüllen, abzugrenzen und es darf dabei nicht vergessen werden, dass es sich dabei stets nur um *Kandidaten* handeln kann und keine eindeutige Identifikation.

7.1.2. Selektion der $W + c$ -Kandidaten

Um einen $W + c$ -Kandidaten zu selektieren, fordert man zunächst ein Elektron, das die oben beschriebenen Kriterien erfüllt und darüberhinaus räumlich mit dem den Trigger auslösen-

⁷Erläuterungen zu *Pile-Up* vgl. Abschnitt 6.2.1.

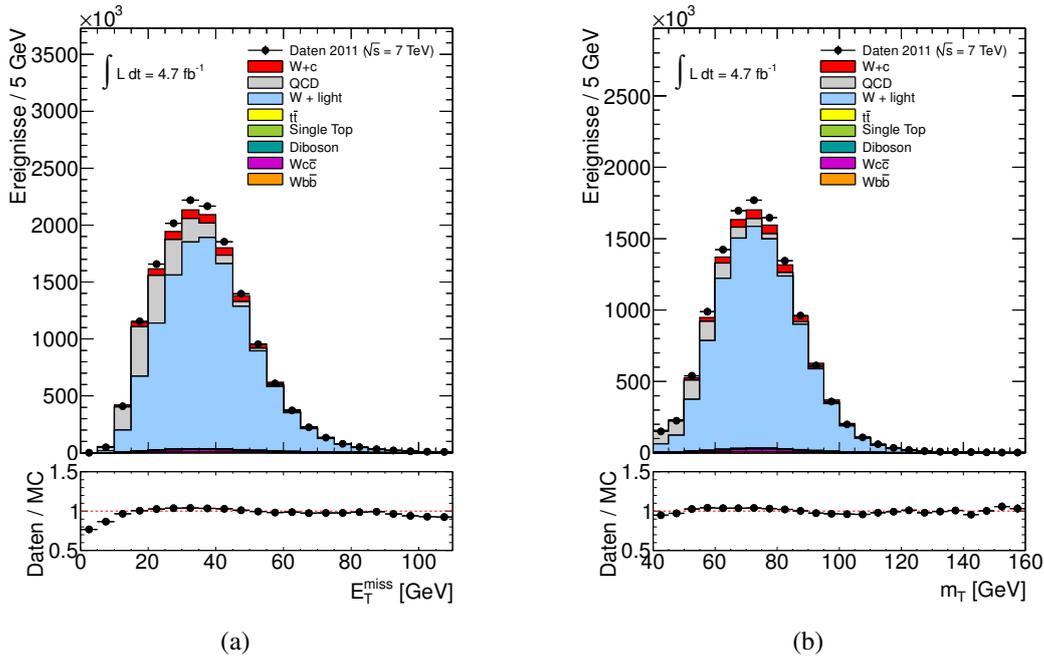


Abbildung 7.3.: Verteilung (a) der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} nach der vollen $W \rightarrow e\nu$ -Selektion mit Ausnahme des Schnitts auf dieselbe und (b) der transversalen Masse m_T des W -Bosons. Abgesehen vom QCD-Untergrund, der in einem sog. Template Fit (analog zu Abschnitt 7.2.1) aus den Daten bestimmt ist, sind alle zum Vergleich herangezogenen Vorhersagen der Monte Carlo-Simulation entnommen. Die Unterteilung der W -Komponenten in $W+c$, $W+\text{light}$ sowie $Wb\bar{b}$ und $Wc\bar{c}$ ist im Sinne der in Abschnitt 6.2 diskutierten Monte Carlo-Simulationen zu verstehen.

den ‘Elektron’⁸, zusammenfällt. Damit Untergrund, verursacht durch Z -Boson-Zerfälle in zwei Leptonen unterdrückt wird, darf das Ereignis kein weiteres Elektron, das die Schnitte für *Veto*-Elektronen passiert hat, und kein isoliertes Myon - ein *Veto*-Myon - aufweisen. Die Isoliertheit des Elektrons wird noch einmal dadurch betont, dass ein Ereignis entfernt wird, wenn für den Abstand zu einem rekonstruierten Jet mit mindestens 20 GeV gilt: $\Delta R < 0.5$. Dieser Schnitt dient in erster Linie dazu, um Konsistenz zur Selektion der wahren Ereignisse in der Monte Carlo-Simulation bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, wie in Abschnitt 8 erläutert, herzustellen. Bevor Kriterien an die fehlende transversale Energie gestellt werden können, muss geprüft werden, dass ihre Messung nicht eventuell durch „schlechte“ Jets im Ereignis beeinträchtigt ist. Denn verschiedene Ursachen, wie beispielsweise Probleme in der Hardware, können zu Spitzen im Untergrundrauschen und Energiedepositionen im Kalorimeter führen, die als Jets fehlidentifiziert werden. Auch Jets, die in Regionen des Detektors rekonstruiert wurden, in denen die Energiemessung ungenau ist, können zu einer Fehlmessung von E_T^{miss} führen. Jedoch ist es möglich, mit Hilfe verschiedener Kriterien solche Jets zu klassifizieren und dann gegebenenfalls Ereignisse, in denen sie auftauchen, von der weiteren Analyse auszuschließen, wie es hier geschieht [90]. Wie in Abschnitt 3.4 motiviert, erwartet man, dass sich ein leptonic Zerfall des W -Bosons durch reichlich fehlende transversale Energie auszeichnet, die ein Maximum nahe der halben W -Bosonmasse zeigt. Darüberhinaus lässt sich aus ihr zusammen mit dem Transversalimpuls p_T des Elektrons

⁸Elektron, das auf Triggerniveau rekonstruiert und identifiziert wurde (vgl. Abschnitt 5.2.1).

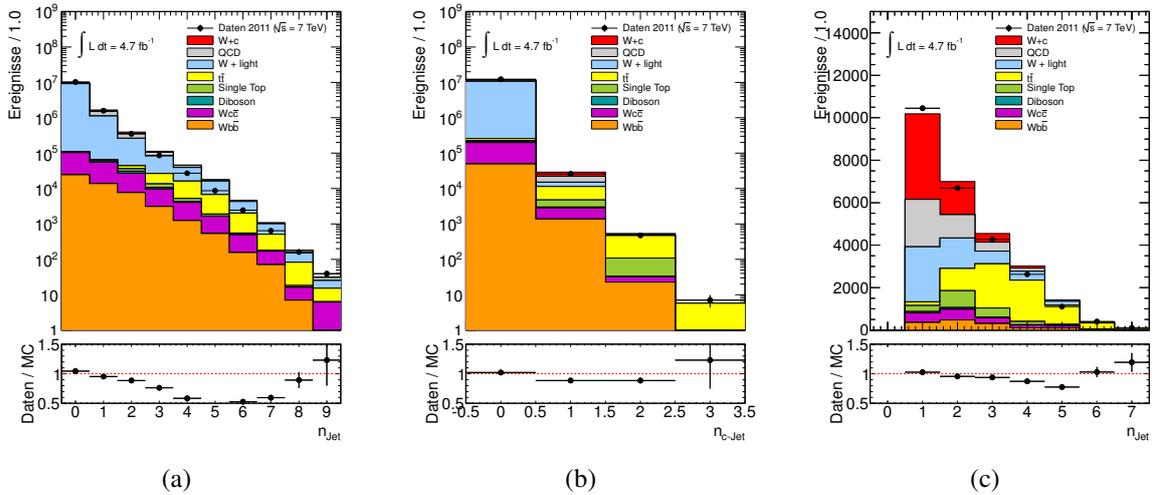


Abbildung 7.4.: Verteilung der Anzahl (a) selektierter Jets n_{Jet} in den $W \rightarrow e\nu$ -Kandidaten-Ereignissen und (b) Jets, die ein Myon enthalten, n_{c-Jet} und daher in solchen Ereignissen als c -Jet-Kandidat in Frage kommen. (c) Anzahl selektierter Jets in $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse, die genau einen c -Jet-Kandidaten besitzen: n_{Jet} , wobei $n_{c-Jet} = 1$. Wie in Abbildung 7.3 sind alle Verteilungen bis auf die des QCD-Untergrundes Monte Carlo-Simulationen entnommen.

gemäß Gl. 3.7 die transversale Masse m_T des W -Bosons rekonstruieren, die ein Maximum nahe der W -Masse haben sollte. Diese Eigenschaften von E_T^{miss} sowie von m_T lassen sich gut in den Abbildungen 7.3 erkennen. In Abbildung 7.3(a) ist die fehlende transversale Energie nach bereits erfolgtem Schnitt auf die transversale Masse von $m_T > 40$ GeV zu sehen, die ebenso wie die Verteilung der transversalen Masse in Abbildung 7.3(b) das erwartete *Jacobische Maximum* zeigt. Für letztere Verteilung ist neben $m_T > 40$ GeV auch gefordert, dass $E_T^{miss} > 25$ GeV gilt. Die Verteilungen in den Daten sind im Vergleich zu der Erwartung für das Signal sowie die verschiedenen in Abschnitt 3.5 erörterten Untergrundprozesse gezeigt. Dabei entsprechen die Untergründe $W + \text{light-Jet}$, $W + b\bar{b}$, $W + c\bar{c}$ und Diboson sowie die *top*-Untergründe $t\bar{t}$ und *Single Top* ihrer Monte Carlo-Vorhersage, wohingegen der QCD-Untergrund mit Hilfe eines *Template Fits* aus den Daten abgeschätzt wurde, analog zu der in Abschnitt 7.2 beschriebenen Methode. Es ist zu berücksichtigen, dass insbesondere die Bezeichnungen $W + \text{light-Jet}$, $W + b\bar{b}$ und $W + c\bar{c}$ sich hier auf die verwendeten Monte Carlo-Simulationen beziehen, wie sie in Abschnitt 6.2 aufgeführt wurden. In jedem Fall ist zu erkennen, dass die erläuterte Selektion in der Tat zum überwiegenden Teil W -Boson-Ereignisse selektiert und dass QCD-Prozesse einen signifikanten Anteil am Untergrund aufweisen. Da dieser jedoch tendenziell bei niedrigeren E_T^{miss} - und m_T -Werten angesiedelt ist, stellen die dargelegten Schnitte eine starke Unterdrückung des QCD-Untergrundes da, wie insbesondere an der E_T^{miss} -Verteilung bis zum Schnittwert von 25 GeV zu erahnen ist. Mit der erläuterten Selektion erlangt man rund 12 Millionen $W \rightarrow e\nu$ -Kandidaten-Ereignisse, was etwa 3 % der insgesamt analysierbaren Daten entspricht, von denen man wiederum erwartet, dass nur etwa 10 % durch Untergrundprozesse erzeugt sind.

In Abbildung 7.4(a) ist die Verteilung der Anzahl selektierter Jets, die sog. *Jet-Multiplizität*, der $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse zu sehen. An dieser ist zu erkennen, dass die Großzahl der Ereignisse (ca. 83 %) keinen Jet aufweist und die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Jets mit zuneh-

EREIGNISVORSELEKTION				
Trigger	EF_e20_medium EF_e22_medium EF_e22vh_medium1			
Primärvertex	≥ 1 Primärvertex mit ≥ 3 assoziierten Spuren			
OBJEKTSELEKTION				
ELEKTRONEN		MYON		JETS
Signal	Veto	Signal	Veto	
Kalorimeter-basiert rekonstruiert $ \eta < 2.47$, ohne $1.37 < \eta < 1.52$ <i>tight++</i> $p_T > 25 \text{ GeV}$ $\left \frac{d_0}{\sigma_{d_0}} \right < 10$ $E_T^{\text{cone}(0.3)} < 3 \text{ GeV}$	<i>medium++</i> $p_T > 20 \text{ GeV}$	STACO-Myonen <i>combined</i> $ \eta \leq 2.5$ gute Spur im ID $p_T > 4 \text{ GeV}$ $ d_0 \leq 3 \text{ mm}$ $ z_0 \cdot \sin\theta \leq 3 \text{ mm}$ $\Delta R(\text{Jet}, \mu) < 0.5$	$p_T > 20 \text{ GeV}$ $ z_0 \leq 10 \text{ mm}$ $\frac{p_T^{\text{cone}(0.2)}}{p_T} < 0.1$	<i>anti-k_T</i> -Jet ($\Delta R = 0.4$) kein Überlapp mit Elektron / Veto-Myonen $p_T > 25 \text{ GeV}$ $ \eta \leq 2.5$ JVF > 0.75
W + c-EREIGNISSELEKTION				
1 Elektron				
kein (weiteres) Veto-Elektron oder -Myon				
$\Delta R(\text{Jet}, e) \geq 0.5$				
keine „schlechten“ Jets				
$E_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$				
$m_T > 40 \text{ GeV}$				
1 Jet mit assoziiertem Myon: $\Delta R(\text{Jet}, \mu) < 0.5$				
W + c + 0 JET		W + c + 1 JET		
kein weiterer Jet		1 weiterer Jet		

Tabelle 7.1.: Zusammenfassung der gestellten Anforderungen in der Selektion von $W + c + 0 \text{ Jet}$ - und $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Ereignissen. Details zu den aufgeführten Ein-Elektron-Triggern finden sich in den Abschnitten 6.1 und 6.2.3.

mender Anzahl rapide abnimmt. Umgekehrt ist zu beobachten, dass der top - insbesondere der $t\bar{t}$ -Untergrund mit steigender Jet-Multiplizität an Bedeutung gewinnt. Betrachtet man in Abbildung 7.4(b) hingegen die Verteilung der Multiplizität von Jets, die *ein* Myon enthalten, so sieht man, dass weniger als 1 % der Ereignisse ein oder mehr solcher Jets aufweisen. Beschränkt man sich auf genau einen Jet mit Myon, $n_{c\text{-Jet}} = 1$, so erhält man die Verteilung der Jet-Multiplizität in Abbildung 7.4(c). An dieser kann man zuallererst ablesen, dass $W + c$ -Ereignisse dominieren, wenn neben dem c -Jet *kein* weiterer Jet ($n_{\text{Jet}} = 1$) zugelassen ist. Auch bei *einem* weiteren Jet ($n_{\text{Jet}} = 2$) haben sie noch einen großen Anteil. Sind insbesondere im ersten Fall bei weitem $W + \text{light-Jet}$ - und QCD-Ereignisse die größten beitragenden Untergründe, nimmt ihre Bedeutung im zweiten Fall zu Gunsten der mit steigender Multiplizität zunehmenden top -Prozesse ab. Insofern ist die Beschränkung auf keinen bzw. genau

einen zusätzlichen Jet naheliegend, da hier nicht nur das Signal dominant, sondern auch die Sensitivität auf den s -Quark-Gehalt des Protons, wie in Kapitel 3 erläutert, am höchsten ist. Diese zwei parallelen Selektionen werden im Folgenden anhand der Anzahl der neben dem c -Jet zugelassenen Jets als $W + c + 0$ Jet- und $W + c + 1$ Jet-Selektion oder auch -*Kanal* bezeichnet. Die einzelnen Schritte der überwiegend identischen Selektionen sind noch einmal in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Durch Anwendung der beschriebenen Selektionen erhält man für jene mit $n_{c\text{-Jet}} = 1$ und $n_{\text{Jet}} = 1$ 10450 Kandidaten und 6692 Kandidaten für jene mit $n_{c\text{-Jet}} = 1$ und $n_{\text{Jet}} = 2$, deren erwarteten Signal- und Untergrundzusammensetzungen in Tabelle 7.2 aufgeführt sind. Die daraus resultierende Extraktion der Anzahl der Signalereignissen aus den Daten, die durch Abziehen der erwarteten Anzahl der Untergrundereignissen von der Anzahl der gemessenen Kandidaten erhalten wird, ist zusätzlich als $W + c$ (D) angegeben.

	$W + c + 0$ Jet	$W + c + 1$ Jet
Daten	10450 ± 103	6692 ± 82
$W + c\bar{c}$	447 ± 25	500 ± 20
$W + b\bar{b}$	361 ± 21	478 ± 21
$W + \text{light}$ (MC)	2595 ± 113	1432 ± 71
$W + \text{light}$ (D)	2585 ± 476	1457 ± 218
QCD (D)	2234 ± 427	801 ± 213
$t\bar{t}$	176 ± 3	1051 ± 8
Single Top	279 ± 7	793 ± 11
Diboson	67 ± 1	83 ± 1
Σ Untergrund	6149 ± 159	5162 ± 111
$W + c$ (MC)	4029 ± 46	1562 ± 28
$W + c$ (D)	4301 ± 189	1530 ± 138

Tabelle 7.2.: Anzahl der $W + c$ -Kandidaten nach der vollen $W + c + 0$ Jet- bzw. $W + c + 1$ Jet-Selektion. Die Angabe (D) bezieht sich darauf, dass die betreffenden Werte aus den Daten extrahiert wurden. Im Falle des $W + \text{light}$ -Jet- und QCD-Untergrundes ergeben sich die Werte aus den Abschätzungen, die in Abschnitt 7.2 beschrieben sind. Die Angabe der Monte Carlo-Vorhersage für den $W + \text{light}$ -Jet-Untergrund dient lediglich zum Vergleich, in den Gesamtuntergrund geht hingegen die Abschätzung aus den Daten ein. Die Ergebnisse der weiteren angegebenen Untergrundprozesse stammen allesamt aus Monte Carlo-Simulationen. Das Ergebnis für $W + c$ (D) wurde durch Subtraktion der erwarteten Untergrundereignisse von den in den Daten gefundenen $W + c$ -Kandidaten erhalten; die angegebene Unsicherheit ergibt sich aus der quadratischen Summe der Unsicherheiten der Daten und des gesamten Untergrundes.

Betrachtet man für die beiden Selektionen beispielhaft die Verteilungen der transversalen Impulse des c -Jet- und des Myon-Kandidaten sowie die Verteilung des Abstandes (in Form von ΔR) zwischen Jet und assoziiertem Myon in Abbildung 7.5, so erkennt man, dass die Daten gut durch die Erwartung beschrieben werden. Auch ist zu bemerken, dass das My-

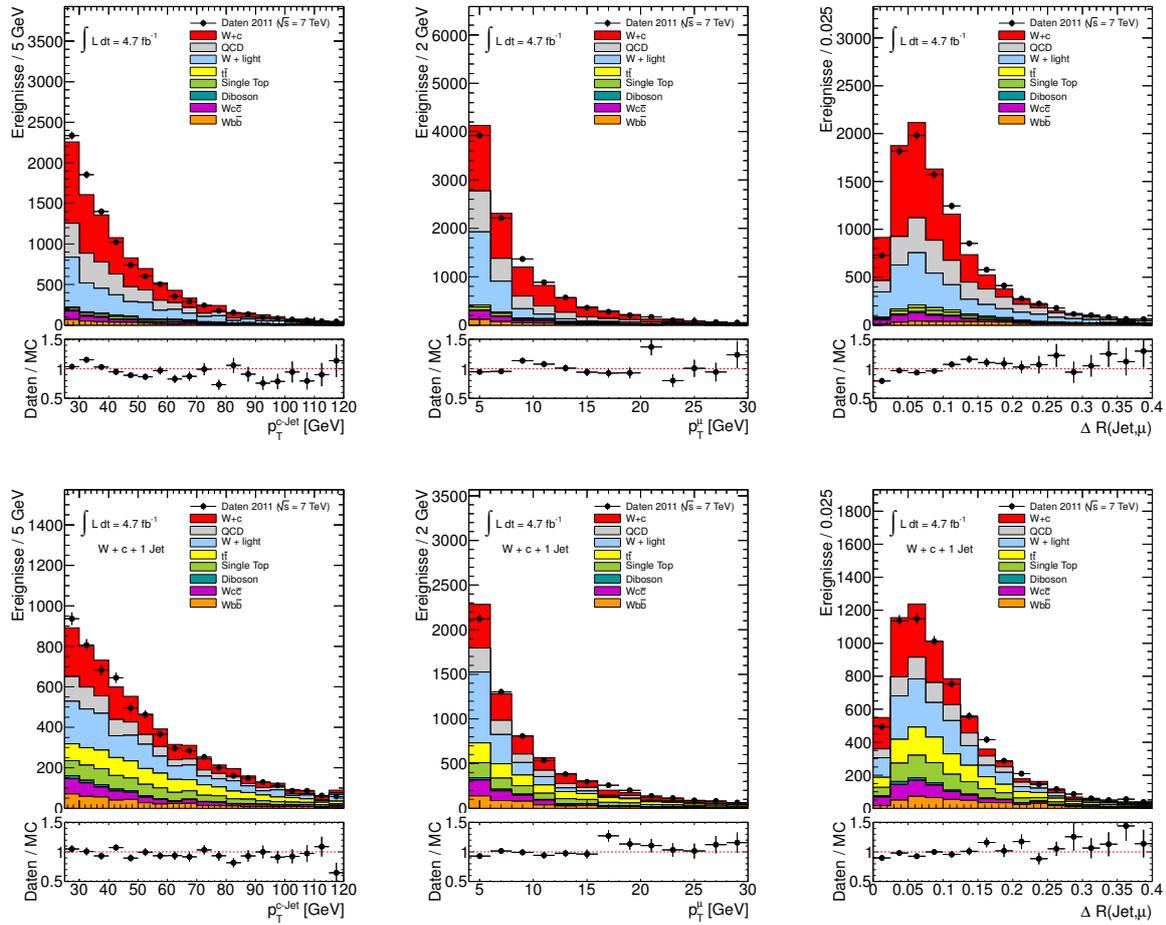


Abbildung 7.5.: Verteilungen des Transversalimpulses $p_T^{c\text{-Jet}}$ des Jets, der als c -Jet identifiziert wurde, des Transversalimpulses des Myons p_T^μ , das zu diesem Zwecke ausgenutzt wurde und die des Abstandes zwischen Jet und Myon $\Delta R(\text{Jet}, \mu)$ nach der vollen $W+c+0$ Jet- (obere Reihe) bzw. $W+c+1$ Jet-Selektion (untere Reihe). Die zum Vergleich mit den Daten herangezogenen Verteilungen entsprechen alle bis auf die des QCD-Untergrundes (aus Template Fit analog zu Abschnitt 7.2.1) den Monte Carlo-Vorhersagen. Die des $W+light$ -Jet-Untergrundes sowie des Signals sind an die Abschätzungen aus den Daten skaliert (vgl. Tabelle 7.2).

on verglichen mit dem Jet oder dem Elektron in der Tat sehr niederenergetisch ist und dass es in den meisten Fällen nahe an der Jet-Achse gefunden wird. Die Daten werden hier mit Verteilungen verglichen, von denen alle bis auf die des QCD-Untergrundes den entsprechenden Monte Carlo-Simulationen entnommen sind. Jedoch ist anzumerken, dass neben dem QCD-Untergrund auch die Normierung des $W+light$ -Jet-Untergrundes einer Abschätzung aus den Daten angepasst ist, mit einer Methode, die in Abschnitt 7.2 erläutert ist. An dieser Stelle sei angemerkt, dass diese Daten basierten Abschätzungen aufgrund der Komplexität der Methoden in separaten Abschnitten diskutiert werden, der Konsistenz halber und um den Argumentationsfluss nicht zu stören, die daraus resultierenden Ergebnisse bereits in diesem Kapitel gezeigt werden. So zeigt der Vergleich des Ergebnisses der Abschätzung $W+light$ (D) mit der Vorhersage der Monte Carlo-Simulation $W+light$ (MC) in Tabelle 7.2 eine gute Übereinstimmung, in die Berechnung des gesamten Untergrundes geht konsistenterweise

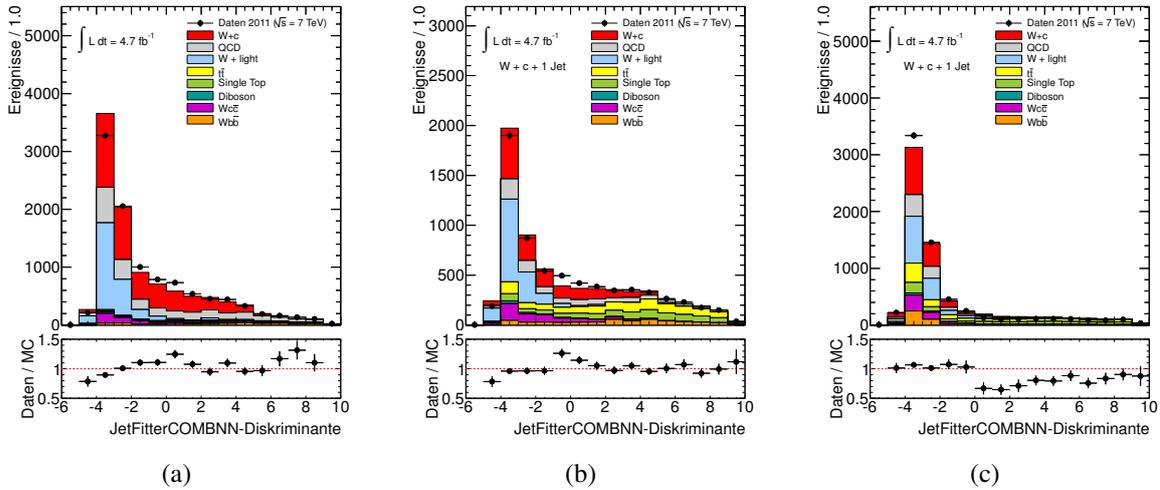


Abbildung 7.6.: Verteilung der *JetFitterCombNN*-Diskriminanten für den mittels eines Myons identifizierten c -Jet nach (a) der vollen $W + c + 0$ Jet-Selektion, (b) der vollen $W + c + 1$ Jet-Selektion sowie (c) für den bei letzterer zugelassenen weiteren Jet. Die zum Vergleich mit den Daten herangezogenen Verteilungen wurden wie bei Abbildung 7.5 bestimmt.

jedoch die Abschätzung aus den Daten $W + \text{light}$ (D) ein. Damit die Beschreibung der Datenverläufe in Abbildung 7.5 optimal mit den Vorhersagen verglichen werden können, sind auch die Signalverteilungen auf das Ergebnis aus den Daten - in Tabelle 7.2 $W + c$ (D) - skaliert.

Insbesondere auch in Hinblick auf die beitragenden Untergrundprozesse ist es interessant, die *Flavour*-Zusammensetzung der selektierten Jets, sowohl des über das Myon identifizierten c -Jet-Kandidaten als auch des zusätzlichen Jet-Kandidaten im $W + c + 1$ Jet-Kanal, zu untersuchen. Zu diesem Zwecke kann eine Variable herangezogen werden, die vom sog. *b-Tagging* stammt. *b-Tagging* widmet sich der Identifikation von Jets, die in der Hadronisation von b -Quarks entstehen. Dazu werden insbesondere charakteristische Eigenschaften der b -Hadronen ausgenutzt, die sie deutlich von leichten Hadronen abgrenzen. Die unterschiedlichen Eigenschaften werden von den verwendeten Algorithmen teilweise kombiniert und in einer diskriminierenden Variable zur Verfügung gestellt. Die Verteilung einer dieser *Diskriminanten*, der des *JetFitterCombNN*-Algorithmus [91], ist in Abbildung 7.6 zu sehen. Abbildung 7.6(a) zeigt die Verteilung für den c -Jet-Kandidaten in der $W + c + 0$ Jet-Selektion und Abbildung 7.6(b) in der $W + c + 1$ Jet-Selektion. Darüberhinaus ist in Abbildung 7.6(c) die Verteilung der Diskriminanten des zusätzlichen Jets in der $W + c + 1$ Jet-Selektion zu sehen. Erwartet man, dass sich die Verteilung für b -Jets eher zu großen Werten hin erstreckt, gilt für jene der leichten Jets, dass sie ein Maximum im Bereich niedriger (bzw. negativer) Werte zeigt. Für die Verteilung der c -Jets hingegen lässt sich nicht eine so deutliche Tendenz angeben und man erwartet, dass ihre Verteilung zwischen denen der b - und der leichten Jets liegt.

Insbesondere im $W + c + 0$ Jet-Kanal, für den die Verteilung der Diskriminanten des c -Jet-Kandidaten in Abbildung 7.6(a) gezeigt ist, lassen sich die beschriebenen Verläufe für die leichten Jets und die c -Jets anhand des $W + \text{light}$ -Jet-Untergrundes sowie des Signals gut erkennen. An den langen Ausläufern der Verteilungen der *top*-Untergründe im $W + c + 1$ Jet-

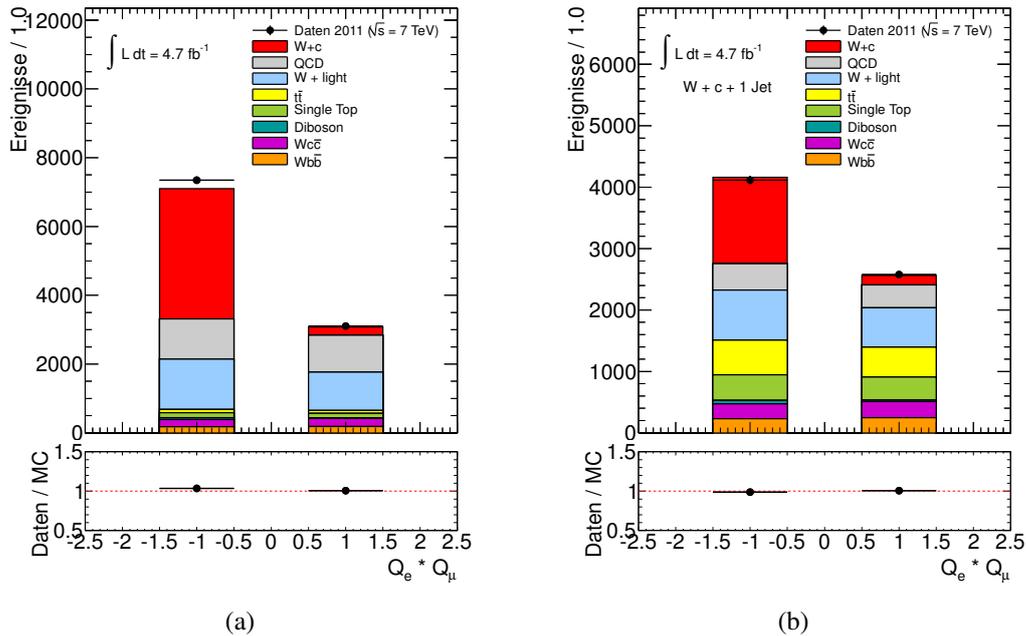


Abbildung 7.7.: Verteilung des Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_\mu$ im (a) $W + c + 0 \text{ Jet}$ -Kanal (b) $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal. Alle Beiträge sind der Monte Carlo-Simulation entnommen, mit Ausnahme des QCD- und $W + \text{light}$ -Jet-Untergrundes, die, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, aus den Daten abgeschätzt sind.

Kanal, die in Abbildung 7.6(b) zu sehen sind, zeigt sich, dass es sich hier bei den c -Jet-Kandidaten primär um schwere und insbesondere b -Jets handelt. Diese Aussage trifft konsistenterweise auch auf den zusätzlichen Jet in dieser Selektion zu, wie in Abbildung 7.6(c) zu erkennen ist. Für das Signal und die elektroschwachen Untergründe zeigt jene Verteilung hingegen ein ausgeprägtes Maximum bei niedrigen Werten, sodass es sich hier bei dem zusätzlichen Jet meist um einen leichten Jet handelt. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die *Flavour*-Zusammensetzung der selektierten Jets von den Simulationen in Kombination mit Abschätzungen aus Daten gut beschrieben werden.

Die für das weitere Vorgehen entscheidende Verteilung, das Produkt der Leptonladungen $Q_e \cdot Q_\mu$ zwischen dem Elektron und dem Myon, ist in Abbildung 7.7 zu sehen. Wie in Abschnitt 3.4 ausführlich diskutiert wurde, zeigt das Signal infolge der Ladungskorrelation zwischen den Leptonen eine starke Asymmetrie des Ladungsprodukts, wohingegen die meisten Untergrundprozesse größtenteils symmetrisch sind. Es ist anzumerken, dass hier die Signalverteilung ebenfalls einer Monte Carlo-Vorhersage entspricht. Es wurde darauf verzichtet, das Signal zu skalieren, um den Überschuss an OS-Ereignissen in den Daten gegenüber der erwarteten Anzahl sichtbar zu machen. Die Beiträge des QCD- und $W + \text{light}$ -Jet-Untergrundes zu den OS- und SS-Ereignissen sind die direkt aus den Daten abgeschätzten Größen, wie in Abschnitt 7.2 ausführlich geschildert. Die vor der Aufteilung entsprechend des Ladungsprodukts angegebenen Ergebnisse in Tabelle 7.2 sowie in den Abbildungen 7.5 und 7.6 hingegen ergaben sich gerade aus deren Summen.

Liefen die Vorhersagen eine gute Beschreibung des in den Daten zu sehenden Ladungsprodukts, kann durch die Subtraktion der Ereignisse mit Ladungsprodukt $+1$ von denen mit Ladungsprodukt -1 der Großteil der (symmetrischen) Untergrundbeiträge beseitigt wer-

den und somit das Signal in den Daten isoliert werden. Dieser Prozess ist anschaulich am Beispiel der fehlenden transversalen Energie der $W + c + 0$ Jet-Selektion in Abbildung 7.8 gezeigt. So sieht man in Abbildung 7.8(a) die E_T^{miss} -Verteilung ausschließlich für Ereignisse mit Ladungsprodukt -1 , hingegen zeigt Abbildung 7.8(b) die E_T^{miss} -Verteilung für alle Ereignisse mit Ladungsprodukt $+1$. In Abbildung 7.8(c) schließlich ist das Ergebnis zu sehen, wenn die Verteilung aus Abbildung 7.8(b) von der in Abbildung (a) abgezogen wird. In allen drei Abbildungen ist eine gute Übereinstimmung mit den Daten zu sehen - hier ist die Signalverteilung wieder mit der Abschätzung aus den Daten skaliert - und darüberhinaus, dass tatsächlich nach der Differenzbildung überwiegend Signal und nur ein sehr geringer Beitrag durch asymmetrische Untergründe übrig bleibt. Nach der Differenzbildung nicht weiter berücksichtigt sind die Untergründe $W + b\bar{b}$ und $W + c\bar{c}$, die entsprechend der Erwartung innerhalb der statistischen Unsicherheiten in beiden Kanälen symmetrisch bezüglich des Ladungsprodukts sind, wie auch den Tabellen 7.3 und 7.4 entnommen werden kann. In diesen Tabellen 7.3 und 7.4 sind für den $W + c + 0$ Jet- bzw. $W + c + 1$ Jet-Kanal die in den Daten gemessene Anzahl der Ereignissen mit Ladungsprodukt -1 , N_{OS} , mit Ladungsprodukt $+1$, N_{SS} , deren Differenz, N_{OS-SS} , sowie die Asymmetrie A gemäß Gl. 3.9 aufgeführt. Den Daten gegenübergestellt sind die entsprechenden Erwartungen für das Signal und die einzelnen Untergrundprozesse. Die angegebenen Unsicherheiten basieren im Falle der aus der Monte Carlo-Simulation gewonnenen Ergebnisse allein auf der zur Verfügung stehenden Anzahl simulierter Ereignisse. Die Unsicherheiten hingegen, die bei den aus den Daten abgeschätzten Werten für den QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund angegeben sind, sind systematischer Natur. Die Unsicherheit auf N_{SS} ist darüberhinaus für die beiden Untergründe vollständig anti-korreliert, was auf die Art der gemeinsamen Abschätzung, wie sie in Abschnitt 7.2.3 erläutert ist, zurückgeht; für die Unsicherheit auf N_{OS} gilt dies in einer abgeschwächten Weise. Beides ist jedoch bei der Bestimmung der Unsicherheit des gesamten Untergrundes entsprechend berücksichtigt worden.

Den Tabellen ist weiterhin zu entnehmen, dass der aus der Monte Carlo-Simulation erwartete Signalanteil nach der Differenzbildung sich in den Daten in beiden Kanälen auf etwa 80 % beläuft und somit sehr hoch ist. Die Anteile, mit denen die einzelnen Untergrundprozesse zu den Kandidaten-Ereignissen N_{OS-SS} beitragen, sind für die beiden Selektionen recht verschieden, was aufgrund der unterschiedlichen Signatur auch durchaus erwartet ist. Ist der $W + \text{light-Jet}$ - und QCD-Anteil mit rund 7 % bzw. 4 % im $W + c + 0$ Jet-Kanal etwa vergleichbar mit den 10 % bzw. 2 % im $W + c + 1$ Jet-Kanal, so steigt der Anteil der top -Untergründe jedoch von unter 1 % auf fast 7 % an. Diese erwarteten Anteile des Signals bzw. der Untergrundprozesse an den Datenereignissen nach der Differenzbildung ergibt sich eben aus dem Zusammenspiel der jeweils erwarteten Anzahl der Ereignissen vor der Differenzbildung N_{OS+SS} (vgl. Tabelle 7.3 bzw. 7.4) mit der jeweiligen Asymmetrie $A = N_{OS-SS}/N_{OS+SS}$:

$$N_{OS-SS} = A \cdot N_{OS+SS}. \quad (7.2)$$

So beträgt die für das Signal aus der Simulation erwartete Asymmetrie im $W + c + 0$ Jet-Kanal etwa 88 % und ist damit etwas höher als im $W + c + 1$ Jet-Kanal, in dem sie sich auf nur 80 % beläuft. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass bei zweitem auch (vermeintliche) Myonen aus dem zusätzlichen Jet selektiert werden können, deren Ladung jedoch mit der des W -Bosons entweder nicht oder aber nur schwach korreliert ist (vgl. Abschnitt 3.1 und 3.5).

Auch lässt sich anhand Gl. 7.2 ablesen, dass der Diboson-Untergrund, der einen irredu-

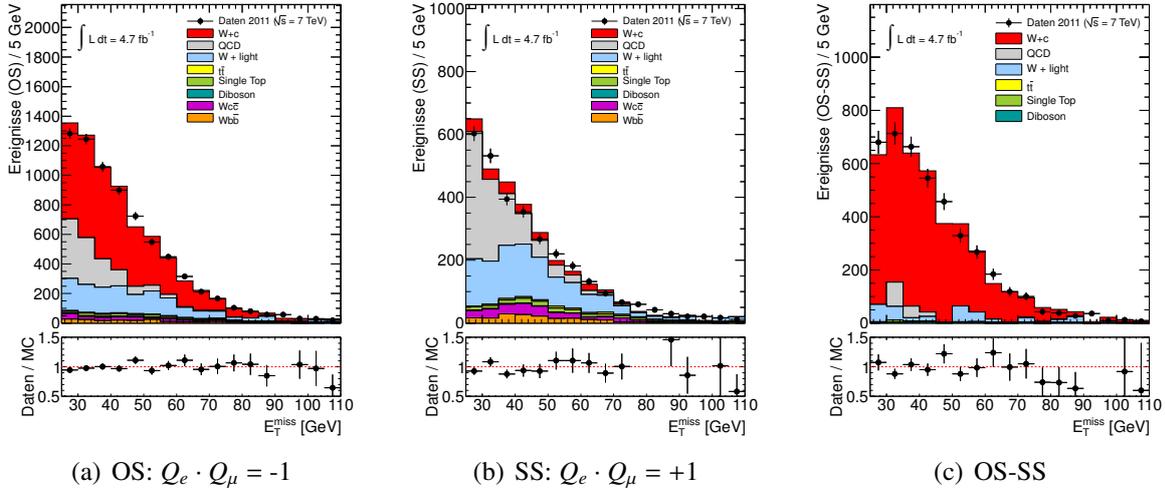


Abbildung 7.8.: Verteilungen der transversalen Energie E_T^{miss} im $W+c+0\text{Jet}$ -Kanal für (a) ausschließlich Ereignisse mit Ladungsprodukt -1 , (b) ausschließlich Ereignisse mit Ladungsprodukt $+1$ und (c) die Differenz zwischen diesen. Alle Verteilungen bis auf jene für den QCD-Untergrund (vgl. Abschnitt 7.2.1) sind der Monte Carlo-Simulation entnommen, jedoch sind auch das Signal und der $W+\text{light-Jet}$ -Untergrund mit der Abschätzung aus den Daten skaliert. Die Beiträge des QCD- und $W+\text{light-Jet}$ -Untergrundes wurden, wie in Abschnitt 7.2 erläutert, bestimmt. In (c) wurde der Beitrag durch $Wb\bar{b}$ und $Wc\bar{c}$ vernachlässigt, der sich, wie aus der Theorie erwartet, als (innerhalb der Unsicherheiten) symmetrisch bezüglich des Ladungsprodukts zeigt (vgl. Tabelle 7.3).

ziblen Untergrund darstellt, in beiden Kanälen eine sehr hohe Asymmetrie von rund 55 % bzw. 43 % zeigt, trotzdem nur zu einem sehr kleinen Teil zu $N_{\text{OS-SS}}$ in den Daten beiträgt, da infolge des kleinen Wirkungsquerschnitts und der sehr geringen Selektionseffizienz $N_{\text{OS+SS}}$ klein ist. Aufgrund dessen, dass die Asymmetrien der reichlich vorhandenen Untergründe $W+\text{light}$, QCD und top (im $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal) nur zwischen 5 % und 13 % liegen, beläuft sich die erwartete Asymmetrie des gesamten Untergrundes auf lediglich 8 % im $W+c+0\text{Jet}$ -Kanal und 7 % im $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal. Es sei also nochmals betont, dass die Annahme, die in Abschnitt 3.4 gemacht wurde, dass das Signal eine stark ausgeprägte Asymmetrie bezüglich des Ladungsprodukts zeigt und der Untergrund hingegen nur eine geringe Abweichung von der Symmetrie, um das Verfahren zur Signalextraktion zu motivieren, somit sehr gut erfüllt ist. Somit kann schließlich die Anzahl der ebenfalls von den asymmetrischen Untergründen bereinigten Signalereignisse N_{sig} aus den Daten gemäß Gl. 3.13

$$N_{\text{sig}} := N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}} = N_{\text{OS-SS}}^{\text{Daten}} - \sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}} \quad (7.3)$$

bestimmt werden. Dabei läuft die Summe über alle zu berücksichtigenden Untergrundprozesse, zu denen die symmetrischen $W+c\bar{c}$ - und $W+b\bar{b}$ -Prozesse nicht gehören, die entsprechend der Erwartung, die, wie aus den Tabellen 7.3 und 7.4 ersichtlich, bestätigt wurde, auf Null gesetzt wurden. Somit erhält man folgende Ergebnisse für den $W+c+0\text{Jet}$ - und $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal:

$$N_{\text{sig}} = 3786 \pm 102 \text{ (stat.)} \pm 165 \text{ (syst.)} \quad (W+c+0\text{Jet}) \quad (7.4)$$

	N_{OS}	N_{SS}	N_{OS-SS}	A
$W + c\bar{c}$	209 ± 17	238 ± 19	-29 ± 25	-0.07 ± 0.06
$W + b\bar{b}$	179 ± 15	182 ± 15	-3 ± 21	-0.01 ± 0.06
$t\bar{t}$	94 ± 2	82 ± 2	13 ± 3	0.07 ± 0.02
<i>Single Top</i>	146 ± 5	133 ± 5	13 ± 7	0.05 ± 0.02
Diboson	52 ± 1	15 ± 1	37 ± 2	0.55 ± 0.02
$W + \text{light (MC)}$	1472 ± 85	1123 ± 75	349 ± 114	0.13 ± 0.04
$W + \text{light (D)}$	1445 ± 384	1140 ± 282	305 ± 476	0.12 ± 0.04
QCD (D)	1165 ± 321	1069 ± 282	96 ± 423	0.04 ± 0.04
Σ Untergrund	3290 ± 157	2859 ± 25	464 ± 159	0.08 ± 0.02
Daten	7350 ± 86	3100 ± 56	4250 ± 102	0.41 ± 0.01
$W + c$ (D)	$4060 \pm 86 \pm 157$	$241 \pm 56 \pm 25$	$3786 \pm 102 \pm 165$	-
$W + c$ (MC)	3788 ± 44	241 ± 12	3547 ± 46	0.88 ± 0.01

Tabelle 7.3.: Anzahl der Ereignisse im $W + c + 0 \text{ Jet}$ -Kanal, die Ladungsprodukt -1 bzw. $+1$ aufweisen, N_{OS} bzw. N_{SS} , deren Differenz N_{OS-SS} sowie die sich daraus nach Gl. 3.9 ergebende Asymmetrie A . Alle Ergebnisse der zum gesamten Untergrund beitragenden Prozesse wurden der Monte Carlo-Simulation entnommen; eine Ausnahme davon stellen lediglich der $W + \text{light-Jet}$ - und der QCD-Untergrund dar, deren Beiträge aus den Daten abgeschätzt wurden und daher mit (D) gekennzeichnet sind (vgl. Abschnitt 7.2). Die Unsicherheiten dieser Beiträge gehen in den Gesamtuntergrund für SS-Ereignisse vollständig und für OS-Ereignisse teilweise anti-korreliert ein. Die Angabe von $W + \text{light (MC)}$, der Monte Carlo-Erwartung für den $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund dient, ausschließlich dem Vergleich. Die Ergebnisse für $W + c$ (D) wurden durch Subtraktion der erwarteten Untergrundergebnisse von den in den Daten gefundenen $W + c$ -Kandidaten erhalten. Die hierbei erste angegebene Unsicherheit resultiert aus der statistischen Unsicherheit der Daten, die zweite ist die systematische Unsicherheit beigetragen durch den gesamten Untergrund. Die genaue Zusammensetzung der Unsicherheit des Gesamtuntergrundes ist im Text erwähnt und ausführlich in Abschnitt 7.2.3 erläutert.

$$N_{\text{sig}} = 1187 \pm 82 \text{ (stat.)} \pm 120 \text{ (syst.)} \quad (W + c + 1 \text{ Jet}) \quad (7.5)$$

Somit beläuft sich die relative statistische Unsicherheit, die sich direkt aus der der Daten ergibt, im $W + c + 0 \text{ Jet}$ -Kanal auf etwa $\pm 3\%$ und $\pm 4\%$ im $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal. Die angegebene systematische Unsicherheit stammt im Wesentlichen aus der Abschätzung der Untergründe $W + \text{light-Jet}$ - und QCD, die sich auf das Signal, wie in Abschnitt 7.2.3 ausführlich erläutert. Dabei zusätzlich berücksichtigt sind auch die statistischen Unsicherheiten infolge der zur Verfügung stehenden Anzahl simulierter Ereignisse bei der Abschätzung aller weiteren Untergründe (inklusive $W + b\bar{b}$ und $W + c\bar{c}$), sodass sich die relative systematische Unsicherheit im $W + c + 0 \text{ Jet}$ -Kanal zu etwa $\pm 7\%$ und im $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal zu $\pm 10\%$ ergibt. Vergleicht man diese Ergebnisse mit den in den Tabellen 7.3 und 7.4 angegebenen Monte Carlo-Vorhersagen, erkennt man, dass im Falle des $W + c + 0 \text{ Jet}$ -Kanals die Vorhersage um etwa 7% übertroffen wird, im Falle des $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanals hingegen die Vorhersage

	N_{OS}	N_{SS}	N_{OS-SS}	A
$W + c\bar{c}$	241 ± 13	259 ± 15	-18 ± 20	-0.04 ± 0.04
$W + b\bar{b}$	230 ± 14	248 ± 16	-18 ± 22	-0.04 ± 0.05
$t\bar{t}$	564 ± 6	487 ± 5	77 ± 8	0.07 ± 0.01
Single Top	415 ± 8	378 ± 8	37 ± 11	0.05 ± 0.01
Diboson	59 ± 1	24 ± 1	36 ± 2	0.43 ± 0.02
W + light (MC)	803 ± 57	629 ± 42	174 ± 70	0.12 ± 0.05
W + light (D)	802 ± 177	654 ± 129	148 ± 218	0.10 ± 0.04
QCD (D)	428 ± 170	373 ± 129	55 ± 200	0.07 ± 0.10
Σ Untergrund	2739 ± 108	2423 ± 24	353 ± 111	0.07 ± 0.02
Daten	4116 ± 64	2576 ± 51	1540 ± 82	0.23 ± 0.01
W+c (D)	$1377 \pm 64 \pm 108$	$153 \pm 51 \pm 24$	$1187 \pm 82 \pm 120$	-
W+c (MC)	1409 ± 27	153 ± 9	1255 ± 29	0.80 ± 0.01

Tabelle 7.4.: Anzahl der Ereignisse im $W+c+1$ Jet-Kanal, die Ladungsprodukt -1 bzw. $+1$ aufweisen, N_{OS} bzw. N_{SS} , deren Differenz N_{OS-SS} sowie die sich daraus nach Gl. 3.9 ergebende Asymmetrie A. Die Bestimmung der einzelnen Größen und daher auch die verwendete Notation ist völlig analog zum $W+c+0$ Jet-Kanal, sodass Anmerkungen dazu der Unterschrift von Tabelle 7.3 entnommen werden können.

um rund 5% unterschritten ist, die Ergebnisse jeweils aber dennoch innerhalb der Unsicherheiten übereinstimmen. Betrachtet man die Verteilungen, die zur „Rekonstruktion“ des W-Bosons dienen - transversale Masse m_T , fehlende transversale Energie E_T^{miss} und Transversalimpuls des Elektrons p_T^e , sowie die der Variablen des c-Jets- Transversalimpuls $p_T^{c\text{-Jet}}$ und JetFitterCOMBNN-Diskriminante - als auch das Impulsspektrum des Myons p_T^μ , die in Abbildung 7.9 für den $W+c+0$ Jet-Kanal und in Abbildung 7.10 $W+c+1$ Jet-Kanal gezeigt sind, erkennt man, dass auch hier die Daten sehr gut durch die Erwartung beschrieben sind. Die zum Teil sichtbaren Fluktuationen sind hauptsächlich der niedrigen Anzahl simulierter $W + \text{light-Jet}$ -Ereignisse geschuldet, da ja der Verlauf der Verteilungen weiterhin der Simulation entnommen wird.

Basierend auf den Ergebnissen der Gl. 7.4 und 7.5 kann schließlich der Wirkungsquerschnitt des $W+c$ -Prozesses für den Fall keines bzw. eines zusätzlichen Jets bestimmt werden, was Thema des Kapitels 8 ist.

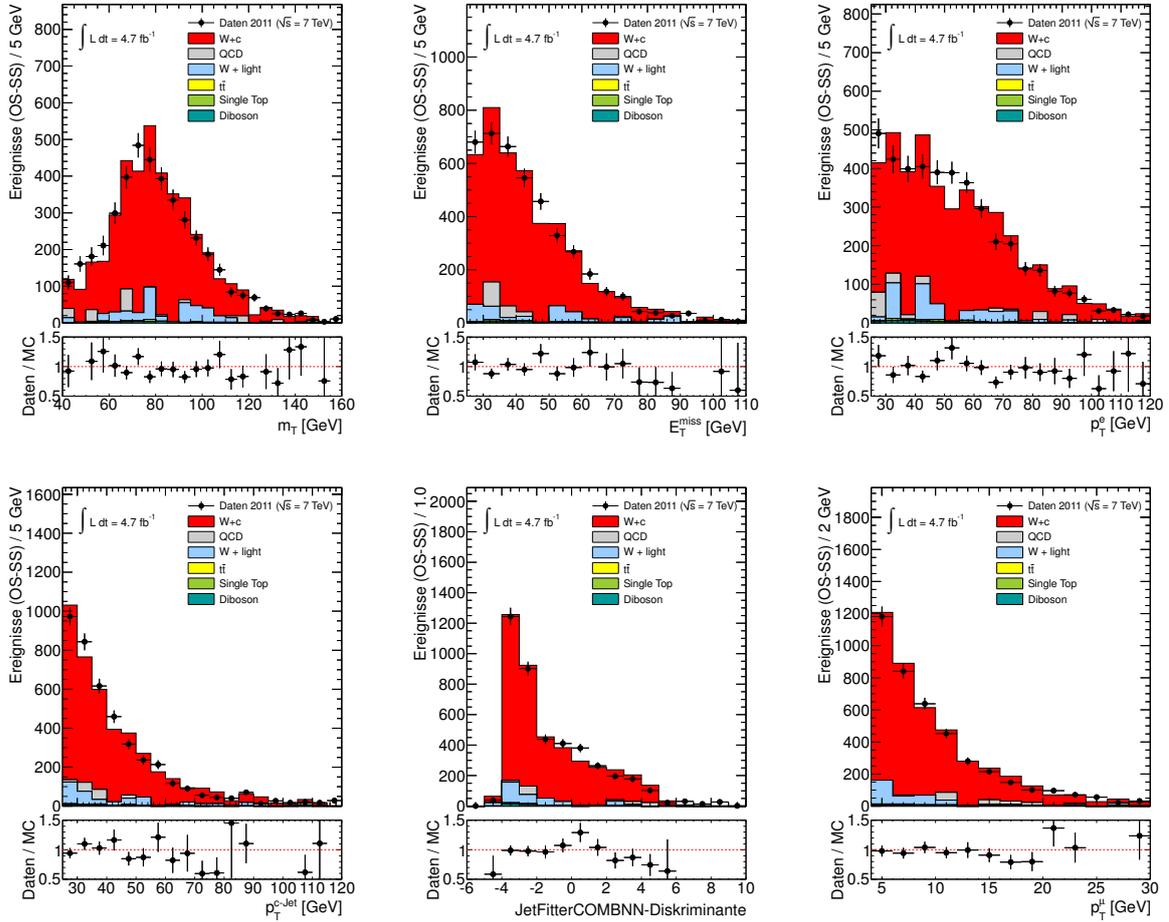


Abbildung 7.9.: Verteilungen verschiedener Variablen im $W+c+0$ Jet-Kanal nach Abzug der SS -Ereignisse von den OS -Ereignissen. Obere Reihe: Die Verteilung der transversalen Masse m_T des W -Bosons, der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} und des transversalen Impulses des Elektrons p_T^e . Untere Reihe: Die Verteilung des transversalen Impulses p_T^{c-Jet} und der JetFitterCombNN-Diskriminanten des c -Jets sowie die Verteilung des transversalen Impulses p_T^μ des Myons innerhalb des c -Jets. Die zum Vergleich mit den Daten herangezogenen Verteilungen entstammen der Monte Carlo-Simulation mit Ausnahme der des QCD -Untergrundes. Jene wurde ebenso wie die Normierung des $W + light$ -Untergrundes, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, aus den Daten abgeschätzt. Auch das Signal ist mit dem Ergebnis der Abschätzung aus Gl. 7.4 skaliert. Die Beiträge durch den $Wb\bar{b}$ - und $Wc\bar{c}$ -Untergrund wurden vernachlässigt, da sich diese als (innerhalb der Unsicherheiten) symmetrisch bezüglich des Ladungsprodukts zeigen (vgl. Tabelle 7.3).

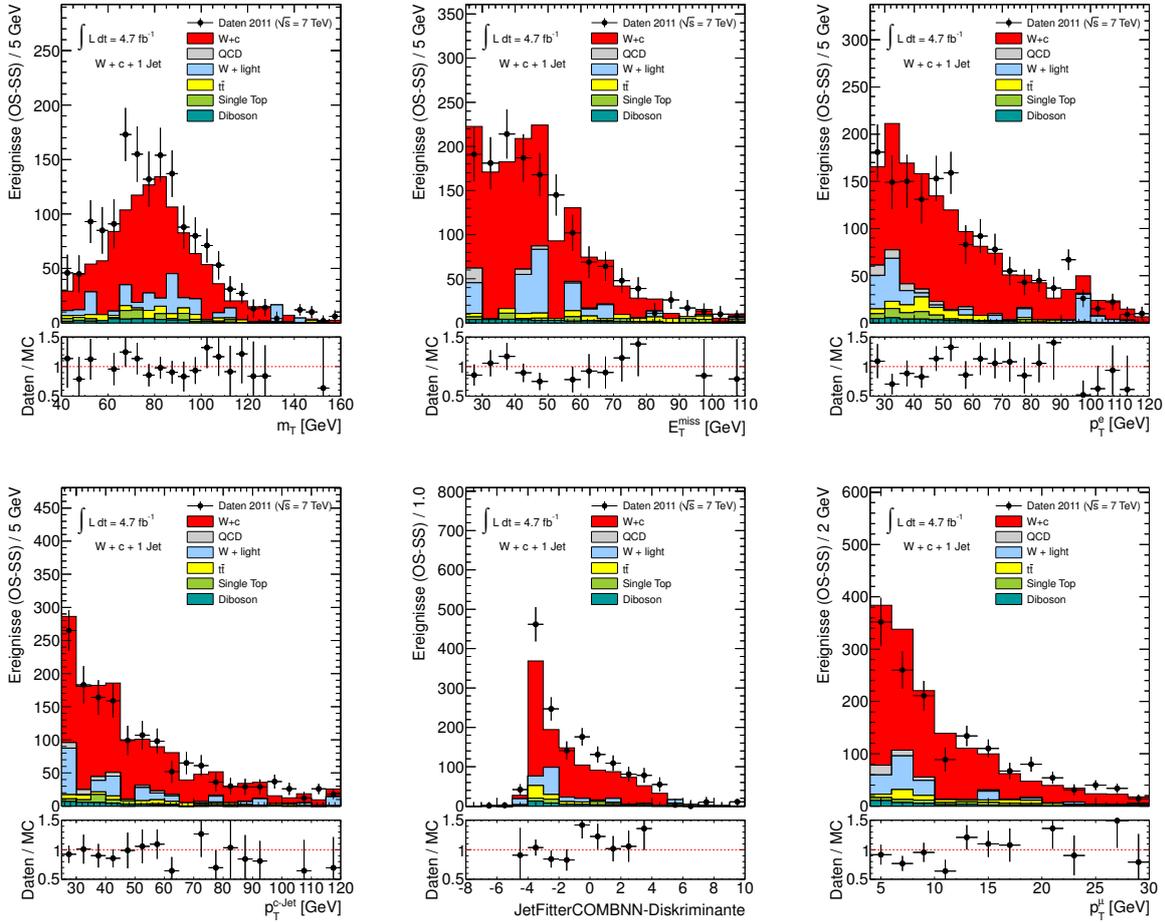


Abbildung 7.10.: Verteilungen verschiedener Variablen im $W + c + 1$ Jet-Kanal nach Abzug der SS-Ereignisse von den OS-Ereignissen. Obere Reihe: Die Verteilung der transversalen Masse m_T des W -Bosons, der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} und des transversalen Impulses des Elektrons p_T^e . Untere Reihe: Die Verteilung des transversalen Impulses $p_T^{c\text{-Jet}}$ und der JetFitterCombNN-Diskriminanten des c -Jets sowie die Verteilung des transversalen Impulses p_T^μ des Myons innerhalb des c -Jets. Die zum Vergleich mit den Daten herangezogenen Verteilungen entstammen der Monte Carlos-Simulation mit Ausnahme der des QCD-Untergrundes. Jene wurde ebenso wie die Normierung des $W + \text{light}$ -Untergrundes, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, aus den Daten abgeschätzt. Auch das Signal ist mit dem Ergebnis der Abschätzung aus Gl. 7.5 skaliert. Die Beiträge durch den $Wb\bar{b}$ - und $Wc\bar{c}$ -Untergrund wurden vernachlässigt, da sich diese als (innerhalb der Unsicherheiten) symmetrisch bezüglich des Ladungsprodukts zeigen (vgl. Tabelle 7.4).

7.2. Abschätzung des QCD- und W + light-Jet-Untergrundes

Wie im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, werden der QCD- und der W + light-Jet-Untergrund mit Hilfe datenbasierter Methoden abgeschätzt und nicht wie bei den anderen Untergrundprozessen Vorhersagen von Monte Carlo-Simulationen herangezogen. Beide Prozesse tragen insbesondere bei der W + c + 0 Jet-Selektion einen beträchtlichen Anteil zum Gesamtuntergrund bei, sodass ihre genaue Kenntnis von großer Bedeutung ist. Ist es allein deswegen schon vorzuziehen, sich nicht (ausschließlich) auf Simulationen zu verlassen, ist eine Abschätzung aus den Daten insbesondere beim QCD-Untergrund unerlässlich. Denn die als QCD bezeichneten Multijet-Ereignisse an Hadronbeschleunigern treten infolge ihres hohen Wirkungsquerschnitts in so hoher Zahl auf, dass selbst Monte Carlo-Datensätze mit sehr großen Ereigniszahlen nur einen Bruchteil der tatsächlich aufgezeichneten Ereignisse darstellen können. Darüberhinaus ist die Unterdrückung von Jets bei der Rekonstruktion und Identifikation von Elektronen sehr gut, sodass praktisch keine der zur Verfügung stehenden simulierten QCD-Ereignisse eine so spezielle Selektion wie die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene passieren.

Da für die Berechnung des W + c-Wirkungsquerschnitts gemäß Gl. 3.14 allein die Kenntnis der Differenz $N_{OS-SS} = N_{OS} - N_{SS}$ zwischen Ereignissen mit negativem und positivem Ladungsprodukt - sowohl für W + c als auch den Untergrund - entscheidend ist, muss neben der absoluten Anzahl der Ereignisse $N_{OS+SS}^{Unt} = N_{OS}^{Unt} + N_{SS}^{Unt}$ jedes beitragenden Untergrundprozesses insbesondere dessen Asymmetrie $A_{Unt} = N_{OS-SS}^{Unt} / N_{OS+SS}^{Unt}$ separat bestimmt werden:

$$N_{OS-SS}^{Unt} = A_{Unt} \cdot N_{OS+SS}^{Unt}. \quad (7.6)$$

Darüberhinaus ist anzumerken, dass bei bekannter Asymmetrie A_{Unt} anstelle der Gesamtzahl der Ereignisse N_{OS+SS}^{Unt} des jeweiligen Untergrundes auch die Ereigniszahlen mit negativem oder positivem Ladungsprodukt N_{OS}^{Unt} bzw. N_{SS}^{Unt} ausgenutzt werden können, um die relevante Größe N_{OS-SS}^{Unt} zu berechnen. Denn es gilt

$$N_{SS}^{Unt} = -N_{OS}^{Unt} \cdot \frac{A_{Unt} - 1}{A_{Unt} + 1} \quad \text{bzw.} \quad N_{OS}^{Unt} = -N_{SS}^{Unt} \cdot \frac{A_{Unt} + 1}{A_{Unt} - 1}, \quad (7.7)$$

woraus folgt:

$$N_{OS-SS}^{Unt} = -N_{SS}^{Unt} \cdot \frac{2 \cdot A_{Unt}}{A_{Unt} - 1} \quad \text{bzw.} \quad N_{OS-SS}^{Unt} = N_{OS}^{Unt} \cdot \frac{2 \cdot A_{Unt}}{A_{Unt} + 1}. \quad (7.8)$$

Die Bestimmung der Asymmetrie A_{Unt} und der Ereigniszahlen mit positivem Ladungsprodukt N_{SS}^{Unt} des QCD- und W + light-Jet-Untergrunds mit Hilfe datenbasierter Methoden, um N_{OS-SS}^{Unt} zu erhalten, ist Thema der sich anschließenden Abschnitte. Dabei ist hervorzuheben, dass zwar die Asymmetrie der beiden Untergründe separat und verschiedenen Strategien folgend extrahiert wird, wie in Abschnitt 7.2.1 und 7.2.2 im Detail erläutert, jedoch die Bestimmung der absoluten Ereigniszahlen N_{SS}^{Unt} für beide Untergründe gemeinsam erfolgt, wie in Abschnitt 7.2.3 beschrieben.

Da die Vorgehensweise bei der Abschätzung der Untergründe in den beiden Kanälen fast völlig analog ist, werden die verwendeten Methoden jeweils anhand der Untergrundbestimmung für den W + c + 0 Jet-Kanal erläutert. Somit beziehen sich alle angegebenen Werte und Verteilungen, sofern nicht explizit angegeben, ausschließlich auf den W + c + 0 Jet-Kanal. Analoge Zwischenergebnisse des W + c + 1 Jet-Kanals sind in Anhang A zu finden.

7.2.1. Abschätzung der Asymmetrie des QCD-Untergrundes mit Hilfe der *Template Fit*-Methode

Um die Asymmetrie des QCD-Untergrundes aus den Daten abzuschätzen wird die Anzahl der QCD-Ereignisse mit negativem und positivem Ladungsprodukt, N_{OS}^{QCD} bzw. N_{SS}^{QCD} , unabhängig voneinander mit Hilfe der sog. *Template Fit*-Methode bestimmt. Bei dieser Methode wird an die in den Daten gemessene Verteilung einer diskriminierenden Variablen - hier der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} -, die erwarteten Verteilungen für den QCD-Untergrund und die aller weiteren als *nicht-QCD* zusammengefassten Beiträge - zu denen außer den weiteren zu berücksichtigenden Untergrundprozessen auch das Signal gerechnet wird - in einem (gebintten) Maximum-Likelihood-Fit angepasst. Demnach wird zwar über den Verlauf der beiden Verteilungen, die im Folgenden als *Templates* (engl. für Schablonen) bezeichnet werden, eine Vorhersage gemacht, die Anzahl der QCD- und *nicht-QCD*-Ereignisse werden in dem Fit jedoch als freie Parameter behandelt. Wird das *nicht-QCD*-Template mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen erstellt, wird auch das QCD-Template aus den Daten bestimmt, indem durch eine Variation der Ereignisselektion eine Anreicherung des QCD-Untergrundes erreicht wird. Zur Durchführung der *Template Fits* wird das Paket *TMinuit* [92] des Analyse-Frameworks *Root* [93] verwendet, sodass insbesondere die statistischen Unsicherheiten der Datenverteilung, an die die *Templates* angepasst werden, berücksichtigt werden.

Da wie bereits erwähnt die im Folgenden beschriebene Vorgehensweise in beiden Kanälen völlig analog verläuft, erfolgt die Diskussion ausschließlich anhand des $W + c + 0$ Jet-Kanals. Wesentliche Zwischenergebnisse finden sich für den $W + c + 1$ Jet-Kanal in Anhang A.

Somit werden die E_T^{miss} -Verteilungen aus OS- und SS-Ereignissen in den Daten, an die die *Templates* angepasst werden sollen, durch Anwendung der vollen $W + c + 0$ Jet-Selektion und Aufteilung in Ereignisse mit negativem oder positivem Ladungsprodukt bestimmt. Dabei wird jedoch der Schnitt auf die fehlende transversale Energie fallen gelassen, um die Anpassung gerade auch in jenem Bereich der E_T^{miss} -Verteilung vornehmen zu können, in dem QCD reichlich vorhanden ist, nämlich bei niedrigen Werten.

Das dem *Template Fit* zu übergebende *nicht-QCD*-Template wird in völlig analoger Weise mit Hilfe der Monte Carlo-Simulationen des Signals sowie der W - und *top*-Untergründe gewonnen, deren relativer Anteil am *nicht-QCD*-Template durch ihren Wirkungsquerschnitt bestimmt ist und auch während des *Template Fits* konstant gehalten wird. Dies bedeutet insbesondere, dass sich auch die Zusammensetzung und zugrundeliegende Anzahl an Ereignissen zwischen dem OS- und dem SS-Template unterscheiden.

Das QCD-Template jedoch wird, wie zuvor angedeutet, ebenfalls aus den Daten bestimmt. Dazu wird die Ereignisselektion des vorangegangenen Abschnitts so abgewandelt (zusätzlich zum Weglassen des Schnittes auf E_T^{miss}), dass die resultierende *Template*-Selektion dieser möglichst nahe, jedoch der Anteil der die Selektion passierenden QCD-Ereignisse stark erhöht ist. Dies wird dadurch erreicht, dass Anforderungen in der Elektronselektion geändert werden, da diese insbesondere zur Unterdrückung des QCD-Untergrundes beiträgt. Demnach wird verlangt, dass Elektronen nicht mehr das volle *tight++*-Kriterium erfüllen, sondern zwei Schnitte dieses Kriteriums nicht nur nicht passieren *müssen*, sondern mindestens einen der beiden nicht passieren *dürfen*. Der eine der beiden Schnitte, um die es sich dabei handelt, ist eine Anforderung an die Anzahl der Treffer im TRT, um zu verhindern, dass geladene Hadronen fälschlicherweise als Elektronen identifiziert werden. Der andere dient dazu Elektro-

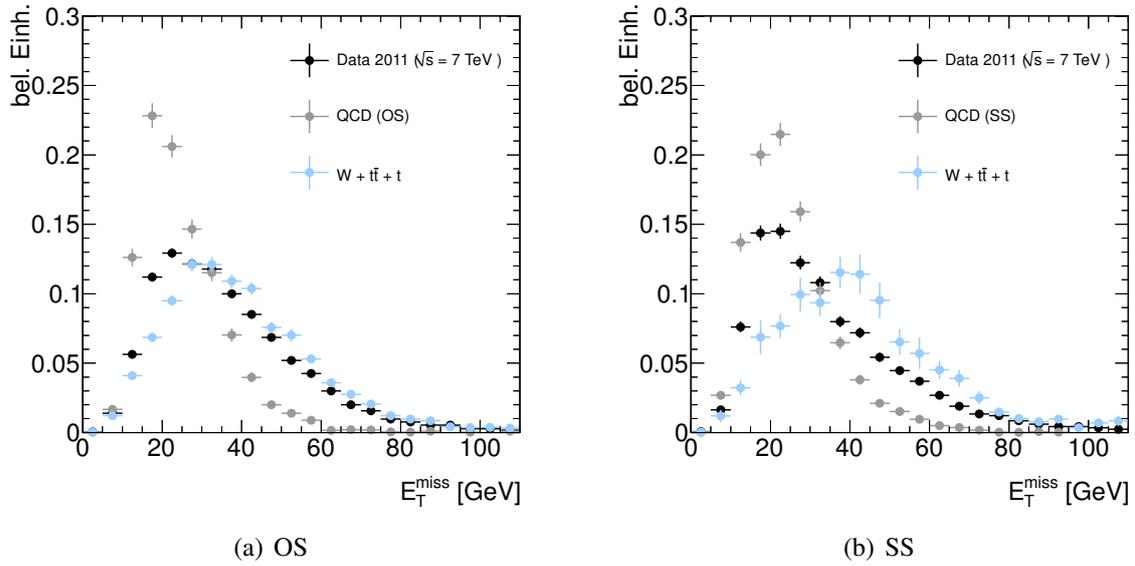


Abbildung 7.11.: Normierter Verlauf der E_T^{miss} -Verteilung in den Daten (schwarz), des QCD-Untergrundes (grau), die als QCD-Template fungiert und der W- sowie top-Untergründe (hellblau), welche als nicht-QCD-Template zum Einsatz kommt, (a) für OS-Ereignisse und (b) für SS-Ereignisse.

nen, die aus Paarbildungsprozessen stammen, auszusondern. Die gewählte Abänderung des Identifikationskriteriums geht auf eine Optimierung zurück, die für die QCD-Abschätzung im Rahmen einer Messung des inklusiven $W \rightarrow e\nu$ -Wirkungsquerschnitts durchgeführt wurde [94]. Dort stellte sich die Forderung nach dem *loose++*-Kriterium und die Invertierung von Schnitten sowohl des *tight++*- als auch des *medium++*-Kriteriums als sehr erfolgreich heraus. Diese Selektion erfordert allerdings die Verwendung eines Triggers mit einem entsprechend niedrigen Identifikationskriterium, was der Grund dafür ist, dass die Selektion nicht direkt auf die vorliegende Analyse übertragen werden kann. Denn im Jahr 2011 wurden, um die Ereignisrate auf einem prozessierbaren Level zu halten, nicht alle Ereignisse, die die Anforderungen eines solchen *loose++*-Trigger erfüllten, aufgezeichnet, was darin resultierte, dass selbst bei gelockerten Anforderungen der Template-Selektion nicht mehr genügend Ereignisse übrig blieben, um ein Template zu gewinnen. Werden durch die geschilderten Abänderungen der Elektronidentifikation bereits vermehrt QCD-Ereignisse selektiert, kann ihr Anteil noch erhöht und gleichzeitig der *nicht-QCD*-Anteil reduziert werden, indem Ereignisse mit isolierten Elektronen aussortiert werden. Dies wird durch Invertierung des Schnittes auf die Elektronisolierung erreicht, $E_T^{\text{conc}}(0.3) > 3 \text{ GeV}$, wie auch in Abbildung 7.2 zu erkennen ist. Um einen Eindruck zu gewinnen, wie groß der verbleibende *nicht-QCD*-Anteil in den Daten nach Anwendung dieser Template-Selektion ist, wird dieselbe Selektion auf die Monte Carlo-Simulationen der W- und top-Komponenten angewendet. Das Ergebnis lässt erwarten, dass sich für diese Selektion der *nicht-QCD*-Anteil auf nur $(1.9 \pm 0.2) \%$ beläuft, sodass tatsächlich der überwiegende Teil der auf Daten selektierten Ereignisse dem QCD-Untergrund zugeschrieben werden kann. Die normierten E_T^{miss} -Verteilungen in den Daten sind zusammen mit den QCD- und *nicht-QCD*-Templates für OS- bzw. SS-Ereignisse in Abbildung 7.11 zu sehen. Darin ist zu erkennen, dass das QCD-Template wie erwartet sein Maximum bei niedrigeren E_T^{miss} -Werten und nur eine geringe Breite hat, wohingegen sich

Selektion Nr.	Elektron ID	Isolation	N_{sel}	$N_{nicht-QCD}/N_{sel}$ [%]
1	nominell	nominell	2672 ± 52	1.9 ± 0.2
2	nominell	$E_T^{cone}(0.3) > 5 \text{ GeV}$	1891 ± 43	1.2 ± 0.2
3	nominell	$E_T^{cone}(0.3) > 7 \text{ GeV}$	1327 ± 36	1.1 ± 0.2
4	<i>medium++</i>	nominell	12169 ± 110	6.6 ± 0.3
5	<i>tight++</i>	nominell	6074 ± 78	11.6 ± 0.5

Tabelle 7.5.: Auflistung verschiedener zum Vergleich herangezogener Template-Selektionen: neben der Anforderung an die Elektronidentifikation (ID) ist der Schnitt auf die Isolation des Elektrons variiert. Unter „nominell“ ist diejenige ID-Anforderung zu verstehen, die im Text als solche eingeführt wurde. Bei der Isolation bezeichnet „nominell“ $E_T^{cone}(0.3) > 3 \text{ GeV}$. Neben der Anzahl der jeweils in den Daten selektierten Ereignisse N_{sel} ist der prozentuale Anteil der dabei von den Monte Carlo-Simulationen vorhergesagten nicht-QCD-Ereignisse $N_{nicht-QCD}/N_{sel}$ aufgeführt, der bei der Gewinnung des zugehörigen Templates von der Datenverteilung abgezogen wird.

das nicht-QCD-Template über den gesamten in den Daten zu beobachtenden E_T^{miss} -Bereich erstreckt.

An dieser Stelle sei kurz angemerkt, dass alle im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Verteilungen des QCD-Untergrundes durch Anwendung der beschriebenen Template-Selektion, jedoch mit dem üblichen Schnitt von $E_T^{miss} > 25 \text{ GeV}$ auf die fehlende transversale Energie, aus den Daten gewonnen wurden, normiert mit dem Ergebnis des im Folgenden diskutierten *Template Fits*.

Bei dieser Vorgehensweise geht man davon aus, dass der Verlauf der E_T^{miss} -Verteilung nach der Template-Selektion dem „wahren“ Verlauf nach der Ereigniseselektion sehr nahe kommt. In der Tat kann durch Variation der Template-Selektion gezeigt werden, dass sich dadurch der Verlauf der E_T^{miss} -Verteilung und das Ergebnis des *Template Fits* nur innerhalb der statistischen Unsicherheiten ändert. Wird somit die diskutierte *nominelle* Template-Selektion variiert, indem zum einen bei gleich bleibendem Identifikationskriterium des Elektrons der Schnitt bei der Invertierung der Isolation auf $E_T^{cone}(0.3) > 5$ bzw. 7 angehoben wird und zum anderen bei gleich bleibender Anforderung an die Isolation das Identifikationskriterium zu *medium++* bzw. *tight++* geändert wird, erhält man die in Tabelle 7.5 aufgeführten Varianten der Template-Selektion. Anhand der zusätzlich aufgeführten Anzahl der auf diese Weise in den Daten selektierten Ereignisse sowie des darin erwarteten nicht-QCD-Anteils lässt sich der Einfluss auf die Zusammensetzung des derart selektierten QCD-Untergrundes abschätzen. So ist beispielsweise zu erwarten, dass bei Forderung des *tight++*-Kriteriums tendenziell mehr echte Elektronen selektiert werden, was zu einer Anreicherung von schweren Hadronen im selektierten QCD-Untergrund führen sollte. Diese Erwartung steht mit dem gegenüber der nominellen Template-Selektion stark erhöhten nicht-QCD-Anteil im Einklang. Die aus den jeweiligen Selektionen resultierenden QCD-Templates, um den nicht-QCD-Anteil bereinigt, sind in Abbildung 7.12 separat für OS- und SS-Ereignisse im Vergleich zur nominellen Selektion zu sehen. Daran ist zu erkennen, dass die verschiedenen Templates trotz der verschiedenen Zusammensetzung der selektierten Ereignisse weitestgehend innerhalb der statistischen Unsicherheiten übereinstimmen. Vergleicht man darüberhinaus auch für eine bestimmte Selektion die Formen der Templates vor

sowie nach der Aufteilung gemäß des Ladungsprodukts, so findet man, dass sie ebenfalls innerhalb der statistischen Unsicherheiten übereinstimmen, wie in Abbildung 7.13 am Beispiel der nominellen Selektion zu sehen ist. Aus diesem Grund wird auch zur Extraktion der Anzahl OS- und SS-Ereignisse bei den *Template Fits* jenes Template verwendet, das vor der Unterteilung gewonnen wurde, um statistisch bedingte Fluktuationen in der Form der Templates möglichst gering zu halten.

Der Fit der QCD- und *nicht*-QCD-Templates an die in den Daten gemessenen E_T^{miss} -Verteilungen wird für alle aufgeführten Selektionen und nicht nur für die OS- und SS-Ereignisse, sondern zu Vergleichszwecken auch vor der Aufteilung entsprechend des Ladungsprodukts, im Bereich $10 \text{ GeV} < E_T^{\text{miss}} < 80 \text{ GeV}$ vollzogen. Für den Fall der nominellen Template-Selektion sind die Ergebnisse der Anpassung in Abbildung 7.14 im Vergleich mit der Datenverteilung zu sehen, mit der sie in allen drei Fällen sehr gut übereinstimmen. Zusätzlich sind auch die im Fit verwendeten und mit den Ergebnissen skalierten Templates eingezeichnet, die offenbar eine gute Beschreibung der QCD- und *nicht*-QCD-Komponente abgeben. Das QCD-Template ist dabei - wie zuvor begründet - jeweils dasjenige vor der Unterteilung gemäß des Ladungsprodukts. Um daraus schließlich die Anzahl der QCD-Ereignisse nach der $W+c+0$ Jet-Ereignisselektion $N_{\text{gesamt}}^{\text{QCD}}$ sowie 1121 und $N_{\text{SS}}^{\text{QCD}}$ zu erhalten, wird das jeweils das entsprechende mit dem Fit-Ergebnis skalierte QCD-Template im Bereich $E_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ aufintegriert. Die so erhaltenen Ergebnisse von

$$N_{\text{OS}}^{\text{QCD}} = 1121 \pm 51 \quad \text{und} \quad N_{\text{SS}}^{\text{QCD}} = 1029 \pm 33 \quad (7.9)$$

stimmen in der Summe, $N_{\text{OS+SS}}^{\text{QCD}} = 2152 \pm 61$, sehr gut mit dem Ergebnis des Fits an die E_T^{miss} -Verteilung vor der Unterteilung gemäß des Ladungsprodukts von $N_{\text{gesamt}}^{\text{QCD}} = 2149 \pm 61$ überein. Aus $N_{\text{OS}}^{\text{QCD}}$ und $N_{\text{SS}}^{\text{QCD}}$ lässt sich nun gemäß Gl. 3.9 die gesuchte Asymmetrie des QCD-Untergrundes berechnen zu

$$A_{\text{QCD}} = 0.04 \pm 0.03 \text{ (stat.)}. \quad (7.10)$$

Die angegebene Unsicherheit ergibt sich aus der Gaußschen Fortpflanzung der Fit-Unsicherheiten, die insbesondere die statistischen Unsicherheiten der zugrundeliegende Datenverteilung berücksichtigen. Diese geringe Asymmetrie von nur etwa 4 % zeigt, dass der Anteil der korrelierten und korrekt identifizierten Leptonen am QCD-Untergrund gering ist. Somit gehen teilweise bestehende Korrelationen, wie sie beispielsweise bei den Zerfällen schwerer Quarkpaare durchaus erwartet sind, verloren und werden durch symmetrisch auftretende Ereignisse, bei denen fälschlicherweise als Elektronen rekonstruierte Jets selektiert werden oder Spuren innerhalb der Jets, die fälschlicherweise für Myonen gehalten werden, abgeschwächt (vgl. Abschnitt 3.5 und Abschnitt 7.17).

In Tabelle 7.6 sind den nominellen Ergebnissen jene gegenübergestellt, die unter Verwendung der variierten Selektionen aus Tabelle 7.5 gewonnen wurden. Darüberhinaus sind auch Ergebnisse für $N_{\text{OS}}^{\text{QCD}}$ und $N_{\text{SS}}^{\text{QCD}}$ angegeben zu deren Bestimmung die entsprechenden OS- und SS-Templates nach der nominellen Selektion verwendet wurden (in Tabelle 7.6 mit * gekennzeichnet). Alle Ergebnisse der Variationen zeigen nur geringfügige Abweichungen zueinander und zu den nominellen Werten und stimmen allesamt innerhalb der statistischen Unsicherheiten des Fits überein. Dieses Resultat steht im Einklang mit der Erwartung infolge der Vergleiche der verschiedenen Template-Formen.

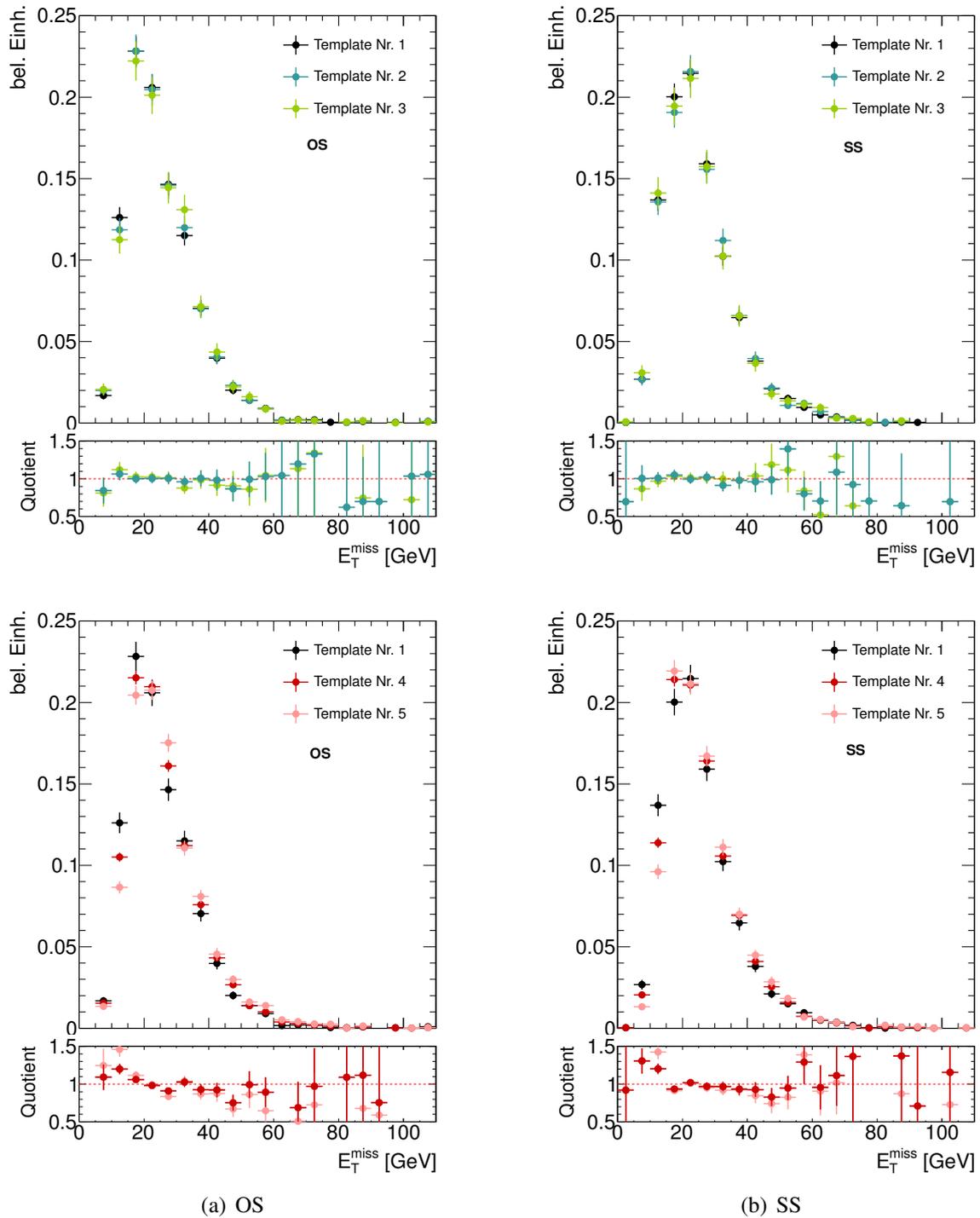


Abbildung 7.12.: Vergleich der normierten E_T^{miss} -Verteilungen nach Anwendung der nominellen (Template Nr. 1) sowie den verschiedenen in Tabelle 7.5 zusammengestellten variierten Template-Selektionen (Template Nr. 2 - 5) auf die Daten, separat für (a) OS-Ereignisse und (b) SS-Ereignisse. Der untere Teil jeder Abbildung zeigt das Verhältnis der variierten Templates zu dem jeweils nominellen Template Nr. 1, was durch die Achsenbeschriftung „Quotient“ angedeutet ist.

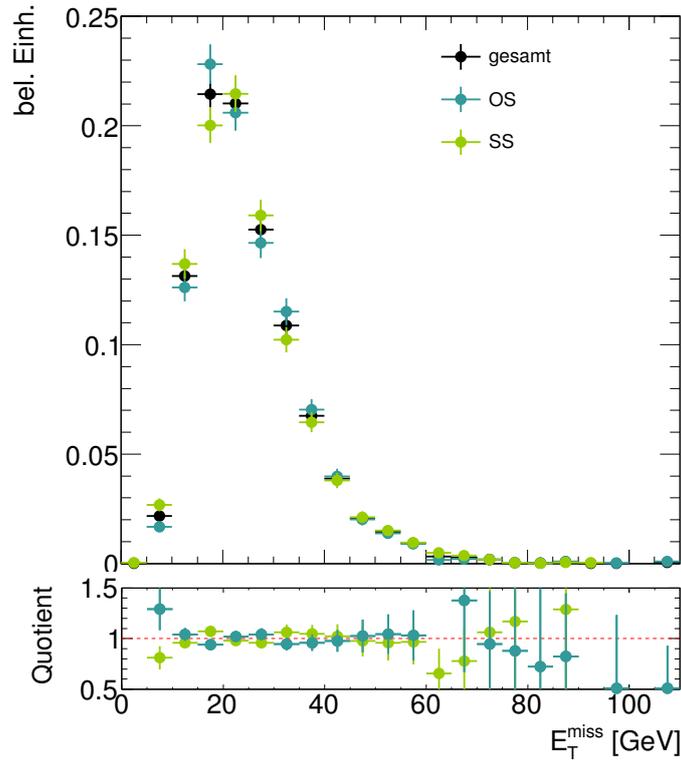


Abbildung 7.13.: Vergleich der normierten QCD-Templates, die mit Hilfe der nominellen Selektion aus den Daten gewonnen wurden, für OS- und SS-Ereignisse sowie vor der Aufteilung entsprechend des Ladungsprodukts (gesamt). Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis des OS- bzw. SS-Templates zu jenem vor der Aufteilung (gesamt), was durch die Bezeichnung „Quotient“ angedeutet ist.

Selektion	N_{OS}	N_{SS}	N_{OS+SS}	N_{gesamt}	A
1	1122 ± 51	1030 ± 33	2152 ± 61	2149 ± 61	0.04 ± 0.03
1*	1117 ± 50	1033 ± 34	2149 ± 60	-	0.04 ± 0.03
2	1171 ± 52	1063 ± 34	2235 ± 63	2234 ± 63	0.05 ± 0.03
3	1189 ± 53	1082 ± 35	2271 ± 64	2271 ± 64	0.05 ± 0.03
4	1262 ± 56	1131 ± 36	2393 ± 67	2393 ± 67	0.05 ± 0.03
5	1408 ± 62	1245 ± 40	2653 ± 74	2656 ± 75	0.06 ± 0.03

Tabelle 7.6.: Ergebnisse der QCD-Abschätzung für die $W+c+0\text{Jet}$ -Ereignisselektion sowohl vor (N_{gesamt}) als auch nach der Aufteilung entsprechend des Ladungsprodukts in OS- (N_{OS}) und SS-Ereignisse (N_{SS}) für die verschiedenen in Tabelle 7.5 aufgeführten Template-Selektionen. Mit Ausnahme der Ergebnisse in der mit * gekennzeichnete Zeile wurden alle weiteren Ereigniszahlen N_{gesamt} , N_{OS} und N_{SS} im Template Fit jeweils mit demselben vor der Aufspaltung in OS und SS gewonnen QCD-Template bestimmt. N_{OS+SS} ist die Summe aus den Abschätzungen für N_{OS} und N_{SS} und mit N_{gesamt} , welches in einem Template Fit bestimmt wurde, zu vergleichen. Aus N_{OS} und N_{SS} ist auch die Ladungsproduktasymmetrie A unter Verwendung von Gl. 3.9 berechnet. Die angegebenen Unsicherheiten stammen aus dem Template Fit und wurden unter Verwendung Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu N_{OS+SS} und A (vgl. Gl. 3.12) propagiert.

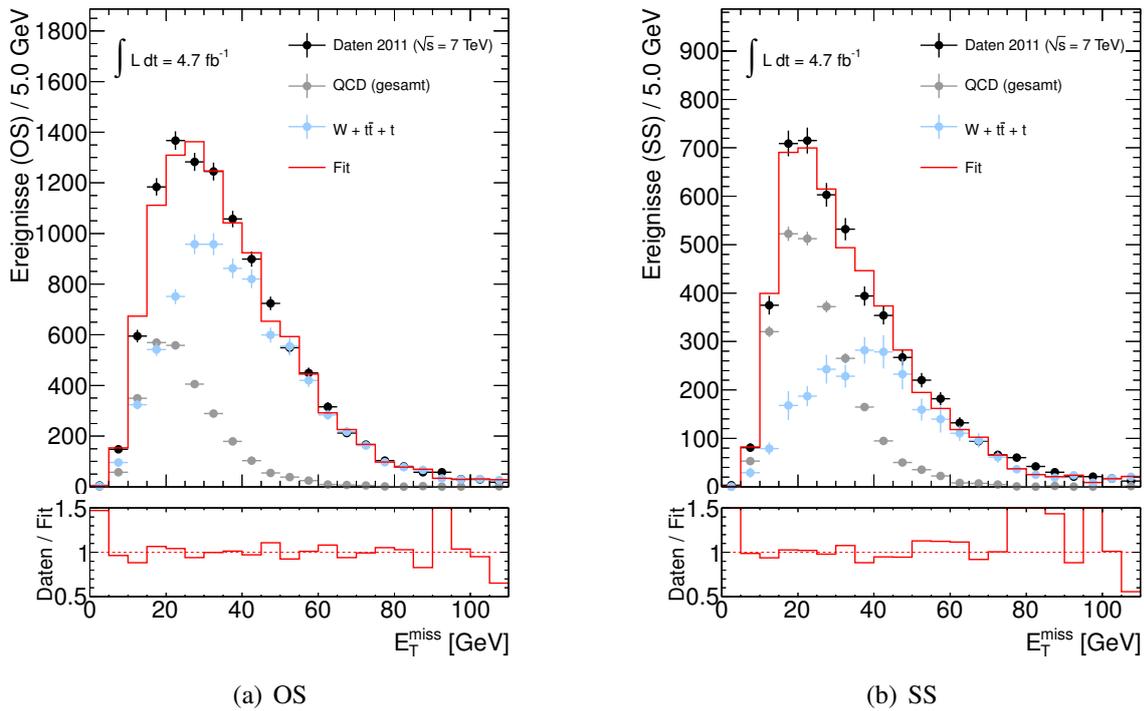


Abbildung 7.14.: E_T^{miss} -Verteilung in den Daten (schwarz) nach der vollen $W+c+0\text{Jet}$ -Ereignisselektion mit Ausnahme des Schnittes auf E_T^{miss} für (a) negativem und (b) positives Ladungsprodukt. Zusätzlich sind das Template für die elektroschwachen und top-Anteile (hellblau) sowie das QCD-Template (grau), die entsprechend mit den Fit-Ergebnissen skaliert sind und deren Summe als Fit-Ergebnis in Form der roten Linie gezeigt ist, zu sehen. Zur Erstellung des QCD-Templates, das in beiden Abbildungen dasselbe ist, wurde die nominelle Template-Selektion in den Daten angewendet; das nicht-QCD-Template wurde durch Anwendung der Ereignisselektion auf Monte Carlo-Simulationen gewonnen.

Könnte bereits anhand der Ergebnisse der modifizierten Template-Selektionen eine systematische Unsicherheit auf der Asymmetrie des QCD-Untergrundes abgeschätzt werden, wird hier jedoch eine andere Methode gewählt, die einen unabhängigen Test des Einflusses nahezu „beliebiger“ Verzerrungen des E_T^{miss} -Verlaufs darstellt: eine zufällige Variation sowohl des QCD- als auch des *nicht*-QCD-Templates. Auf diese Weise wird nicht nur die beschränkte Auswahl an QCD-Templates infolge der möglichen Variationen der Template-Selektion erweitert, sondern auch berücksichtigt, dass auch die *nicht*-QCD-Templates Unsicherheiten unterworfen sind. Zuvor bei der Gewinnung der verschiedenen Asymmetriewerte in Tabelle 7.6 wurden zwar die QCD-Templates variiert, nicht aber die *nicht*-QCD-Templates. Indem hier auch das *nicht*-QCD-Template zufällig variiert wird, werden Unsicherheiten, die beispielsweise durch die Beschreibung der E_T^{miss} -Verteilung in der Simulation oder infolge der Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie verursacht sind, indirekt berücksichtigt.

Somit wird ausgehend vom QCD-Template der nominellen Selektion und dem in Monte Carlo-Simulationen gewonnenen *nicht*-QCD-Template jede Klasse (engl. bin) der Templates gaußförmig um die darin enthaltene nominelle Anzahl der Ereignissen variiert. Die Stan-

	Mittelwert	Standardabweichung
N_{OS}	1084.5 ± 2.0	161.3 ± 1.9
N_{SS}	1006.7 ± 1.4	122.4 ± 1.3
A	0.040 ± 0.004	0.032 ± 0.003

Tabelle 7.7.: Mittelwert und Standardabweichung der in Abbildung 7.15 zu sehenden Verteilungen der Anzahl QCD-Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt N_{OS} , mit positivem Ladungsprodukt N_{SS} sowie der Asymmetrie A, die in 10 000 Template Fits mit zufällig variierten Templates gewonnen wurden.

Standardabweichung σ der Gaußfunktion wurde dabei im Falle des QCD-Templates zu 20 % der Einträge der betreffenden Klasse und zu 10 % für jede Komponente, aus der sich das nicht-QCD-Templates zusammensetzt, gewählt. Diese Variationen erfolgen dabei nicht nur zwischen den QCD- und nicht-QCD-Templates (d.h. auch den einzelnen Komponenten) korreliert, sondern auch zwischen den entsprechenden OS- und SS-Templates. Dies wird erreicht, indem bei der Durchführung einer Variation der verschiedenen Templates für alle derselbe Startwert für die Generation der dazu gezogenen (Pseudo-)Zufallszahl gewählt wird. Motiviert ist diese Vorgehensweise einerseits durch die Annahme, dass sich systematische Effekte, die den Verlauf der E_T^{miss} -Verteilung beeinflussten, sich gleichermaßen auf QCD- als auch auf nicht-QCD-Templates auswirkten und andererseits hat bereits der Vergleich der OS- und SS-QCD-Templates in Abbildung 7.13 nach der nominellen Template-Selektion gezeigt, dass die E_T^{miss} -Verteilungen für positives und negatives Ladungsprodukt innerhalb der statistischen Unsicherheiten übereinstimmen. Werden insgesamt 10 000 Variationen durchgeführt, jeweils mit Hilfe des *Template Fits* die Werte für N_{OS}^{QCD} und N_{SS}^{QCD} bestimmt und daraus die resultierende Asymmetrie berechnet, ergibt sich für jeden dieser drei Werte eine nahezu gaußförmige Verteilung, die in Abbildung 7.15 zu sehen sind. Durch Anpassung von Gaußfunktionen an diese Verteilungen lassen sich die in Tabelle 7.7 aufgeführten Mittelwerte und Standardabweichungen bestimmen. Die Mittelwerte $\overline{N}_{OS}^{\text{QCD}}$ und $\overline{N}_{SS}^{\text{QCD}}$ liegen dicht bei den Werten N_{OS} und N_{SS} , die mit Hilfe des QCD-Templates der nominellen Selektion bestimmten wurden. Dies führt insbesondere zu einer absoluten Übereinstimmung zwischen der aus den zufälligen Variationen erhaltenen mittleren und der nominell bestimmten Asymmetrie von 0.04. Darüberhinaus stimmen die Ergebnisse innerhalb ihrer Standardabweichungen auch mit all jenen in Tabelle 7.6 überein, die durch gezielte Variation der Template-Selektion gewonnen wurden. Desweiteren lässt sich bemerken, dass zwischen den Werten für N_{OS}^{QCD} und N_{SS}^{QCD} über einen weiten Bereich hinweg eine starke Korrelation besteht, wie in Abbildung 7.16(a) zu sehen ist, in der für jede der zufälligen Variationen die beiden Werte gegeneinander aufgetragen sind. Dieses Verhalten wird einerseits durch die geringe nominelle Asymmetrie und zum anderen durch die Ähnlichkeit der OS- und SS-QCD-Templates durchaus erwartet. Weiterhin ist in Abbildung 7.16(b) zu erkennen, in der die aus jeder Variation resultierende Asymmetrie gegen χ^2/n_{DOF} des entsprechenden *Template Fits* aufgetragen ist, dass auch bei der Verwendung von Templates, die offenbar keine gute Beschreibung der E_T^{miss} -Verteilung in den Daten liefern und daher große χ^2/n_{DOF} -Werte im *Template Fit* erzielen, nur einen geringen Einfluss auf das Ergebnis der Asymmetrie haben und überwiegend solche zu Abweichungen von der nominellen Asymmetrie führen.

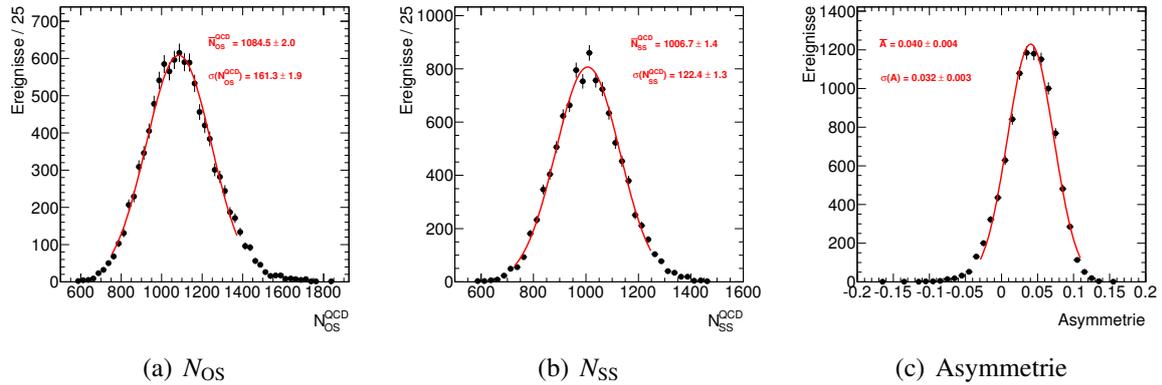


Abbildung 7.15.: Verteilung der Anzahl der (a) QCD-Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt N_{OS} , (b) mit positivem Ladungsprodukt N_{SS} und (c) der Ladungsproduktasymmetrie A , gewonnen in 10 000 *Template Fits* mit zufällig variierten QCD- und nicht-QCD-*Templates*. Mittelwerte und Standardabweichungen wurden mit Hilfe eines *Fits* extrahiert.

Wählt man schließlich die Standardabweichung der Asymmetrie $\sigma_A^{QCD} = 0.03$ aus Tabelle 7.7 als systematische Unsicherheit für die im nominellen *Template Fit* bestimmte Ladungsproduktasymmetrie, so lässt sich als Ergebnis für die Asymmetrie des QCD-Untergrundes angeben:

$$A_{QCD} = 0.04 \pm 0.03 \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.)} \quad (7.11)$$

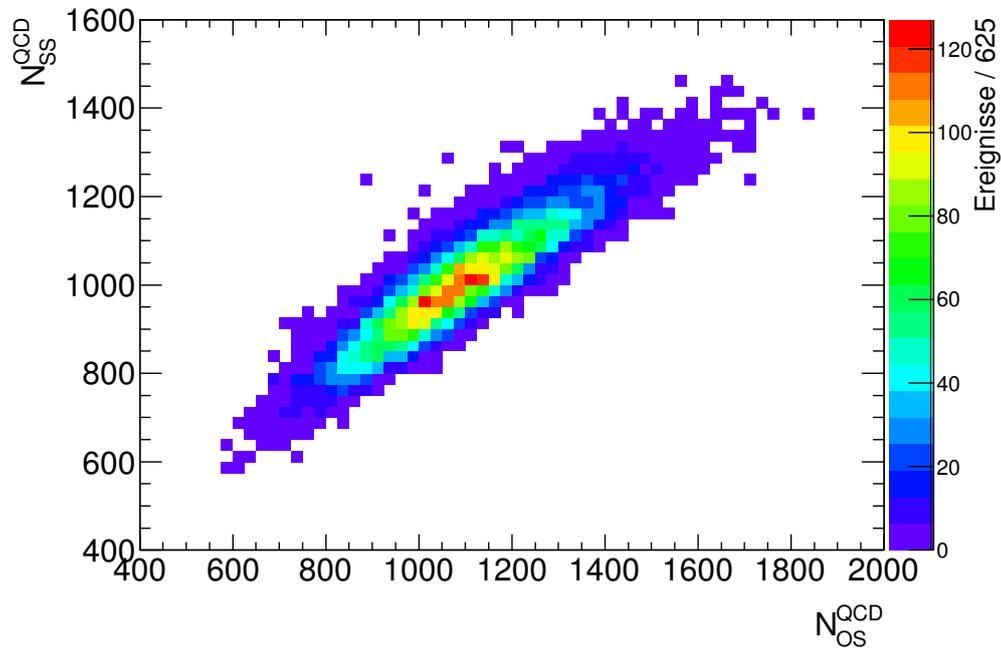
Wiederholt man die gesamte Prozedur in analoger Weise für die Abschätzung der Asymmetrie im $W + c + 1$ Jet-Kanal, erhält man:

$$A_{QCD} = 0.07 \pm 0.09 \text{ (stat.)} \pm 0.04 \text{ (syst.)} \quad (7.12)$$

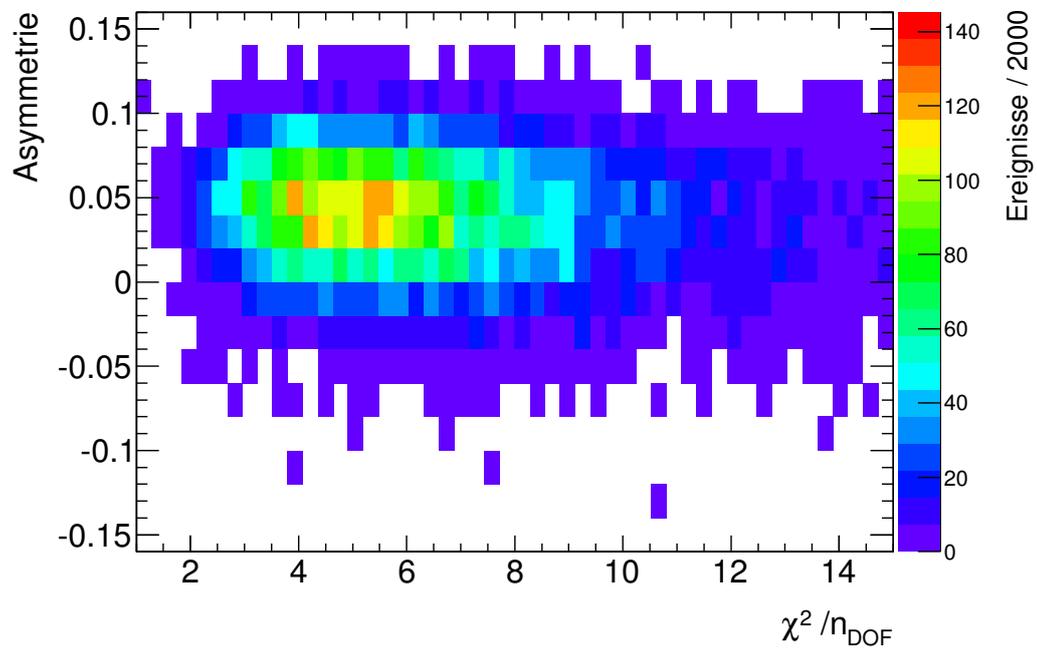
Wie bereits erwähnt, wurde die *Template Fit*-Methode lediglich zur Bestimmung von N_{OS}^{QCD} und N_{SS}^{QCD} benutzt, um daraus die Asymmetrie des QCD-Untergrundes zu berechnen. Die erwarteten Anzahlen an OS- und SS-Ereignisse mit denen QCD-Prozesse zu den $W + c$ -Kandidaten in den Daten in Tabelle 7.3 beitragen, werden gesondert und gemeinsam mit dem zweiten abzuschätzenden Untergrund $W + \text{light-Jets}$ bestimmt, wie in Abschnitt 7.2.3 erläutert.

7.2.2. Abschätzung der Asymmetrie des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes

Wie in Abschnitt 3.5 ausführlich erläutert, handelt es sich bei in $W + \text{light-Jet}$ -Ereignissen innerhalb von Jets selektierten Myonen häufig um solche, die aus Zerfällen von Pionen und Kaonen, die in der Fragmentation des ursprünglichen Quarks oder Gluons entstanden sind, stammen und daher keine Ladungskorrelation mit dem Lepton aus dem Zerfall des W -Bosons aufweisen sollten. Darüberhinaus bedeutet dies, dass die dem Myon zugeordnete Spur im inneren Detektor meist tatsächlich von dem Hadron, aus dessen Zerfall es hervorgeht, stammt. Im Hinblick auf die Forderung, dass es sich bei den selektierten Myonen um *combined*-Myonen handeln soll, also sie sowohl eine Spur im inneren Detektor als auch im Myonenspektrometer besitzen, kann man die in $W + \text{light-Jet}$ -Ereignissen selektierten als „unechte Myonen“ bezeichnen. Das Fazit ist also, dass es sich bei der im inneren Detektor rekonstruierten Spur um eine nahezu beliebige innerhalb des selektierten Jets handelt. Diese Annahme



(a)



(b)

Abbildung 7.16.: Gegeneinander aufgetragen sind für jeden der 10 000 Template Fits, die unter Verwendung zufällig variiertes QCD- und nicht-QCD-Templates bestimmten Werte für N_{OS}^{QCD} und N_{SS}^{QCD} (a) sowie (b) die aus diesen resultierende Asymmetrie und χ^2/n_{DOF} des entsprechenden Fits.

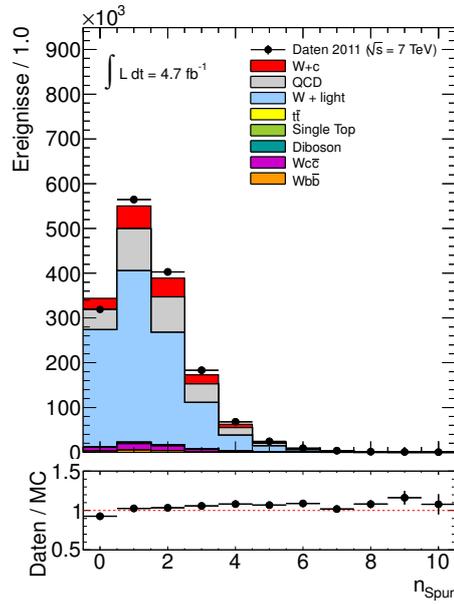
liegt hier der Abschätzung der $W + \text{light-Jet}$ -Asymmetrie aus den Daten zugrunde und wurde bereits bei einer anderen Analyse von ATLAS-Daten erfolgreich zur Abschätzung des Untergrundes durch light-Jets mit Myonen ausgenutzt [95].

Um also in den Daten solche Ereignisse zu selektieren, die Aufschluss über die $W + \text{light-Jet}$ -Asymmetrie in der $W + c$ -Analyse geben können, wird in der Ereignisselektion die Forderung nach einem Myon im Jet - zur Identifikation des c -Jets - fallen gelassen und ersetzt durch die nach mindestens einer Spur, die all jene Anforderungen der Myon-Selektion, wie sie in Abschnitt 7.1.1 definiert ist, erfüllt, die nicht Myon spezifisch sind⁹. Dies bedeutet insbesondere, dass zur Abschätzung der $W + \text{light-Jet}$ -Asymmetrie im $W + c + 1$ Jet-Kanal $W + 2$ Jet-Ereignisse selektiert werden, in denen in mindestens einem der beiden Jets sich eine Spur mit den gestellten Anforderungen findet. In Abbildung 7.17 ist die Multiplizität der wie beschrieben selektierten Spuren innerhalb von Jets n_{Spur} sowie deren Transversalimpulsverteilung $p_{\text{T}}^{\text{Spur}}$ zu sehen. Dabei zeigen die Abbildungen 7.17(a) bzw. (b) die Verteilungen in $W + 1$ Jet-Ereignissen. Die entsprechenden Verteilungen in $W + 2$ Jet-Ereignissen sind in den Abbildungen 7.17(c) und (d) zu sehen, wobei hier alle Spuren berücksichtigt sind, die einem der beiden selektierten Jets zugeordnet werden können. Alle vier Verteilungen zeigen beispielhaft, dass die Daten gut durch die Vorhersagen beschrieben sind, von denen alle Monte Carlo-Simulationen entnommen sind, mit Ausnahme die des QCD-Untergrundes, die in *Template Fits* analog zu der in Abschnitt 7.2.1 beschriebenen Methode aus den Daten bestimmt wurden. Es fällt auf, dass diese Selektion tatsächlich dazu führt, dass $W + \text{light-Jet}$ bei Weitem den größten Beitrag stellt. Den Abbildungen 7.17(a) und 7.17(c) ist darüberhinaus auch zu entnehmen, dass in der überwiegenden Mehrheit der selektierten Ereignisse sich mehr als eine Spur mit den geforderten Eigenschaften innerhalb des bzw. der Jets finden lässt. Da in den $W + 2$ Jet-Ereignissen Spuren aus beiden Jets berücksichtigt werden, befindet sich das Maximum in der Verteilung der Multiplizität bei größeren Werten. Die Verteilungen des Transversalimpulses in den Abbildungen (b) und (d) fallen, so wie es auch für die Myonen innerhalb von Jets in der nominellen Selektion der Fall ist (vgl. Abbildung 7.5), rasch zu größeren Transversalimpulswerten hin ab und bei Impulswerten von rund 30 GeV ist die Verteilung fast vollständig ausgeklungen.

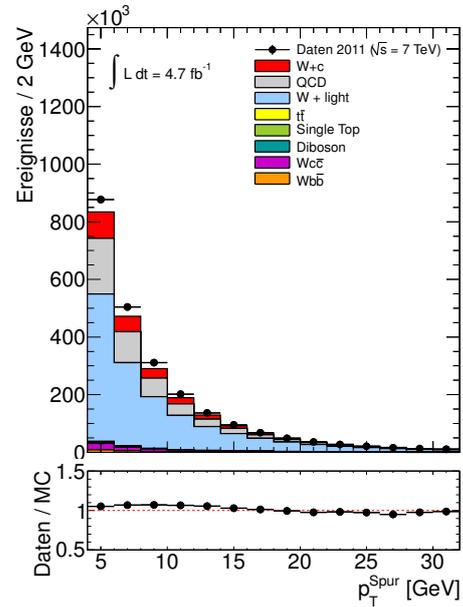
Da von diesem Punkt an, an dem die für die beiden Kanäle verschiedenen Selektionen erfolgt sind, die weitere Vorgehensweise zur Abschätzung der $W + \text{light}$ -Asymmetrie im $W + c + 1$ Jet-Kanal völlig analog verläuft zu jener des $W + c + 0$ Jet-Kanals, wird ausschließlich letztere im Folgenden erläutert und lediglich die Endergebnisse werden für beide Kanäle angegeben. Zur Erläuterung aufgezeigte Zwischenergebnisse finden sich entsprechend für den $W + c + 1$ Jet-Kanal in Anhang A.

Um nun die Asymmetrie $A_{W+\text{light}}$ des Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_\mu$ des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes nach der Ereignisselektion aus den Daten abzuschätzen, wird das Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_{\text{Spur}}$ herangezogen. Dieses wird als das Produkt der Ladung des Signalelektrons und jeder der auf die zuvor beschriebene Weise selektierten Spuren gebildet, sodass man die in Abbildung 7.18 dargestellte Verteilung erhält. Die zu beobachtende Diskrepanz zwischen den Daten und den Vorhersagen beträgt lediglich 4 % für Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_{\text{Spur}}$, die hier auch als OS-Ereignisse bezeichnet werden und 6 % für SS-Ereignisse, Ereignisse mit positivem Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_{\text{Spur}}$. Um nun die Anzahl der

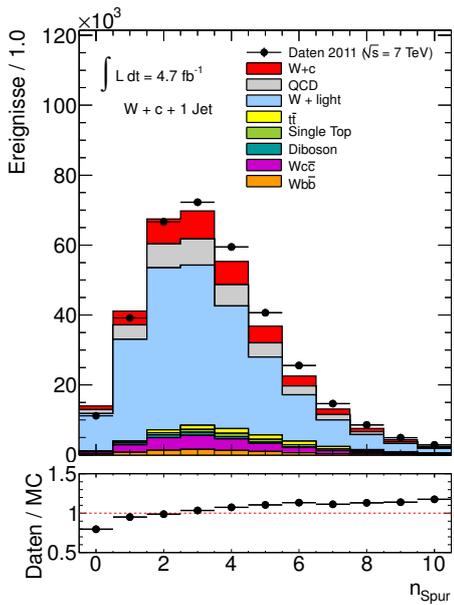
⁹Ausgenommen ist demnach die Forderung nach einer Spur im Myonspektrometer und somit auch der Qualitätsanforderung an diese in Form des χ^2/n_{DOF} -Schnittes.



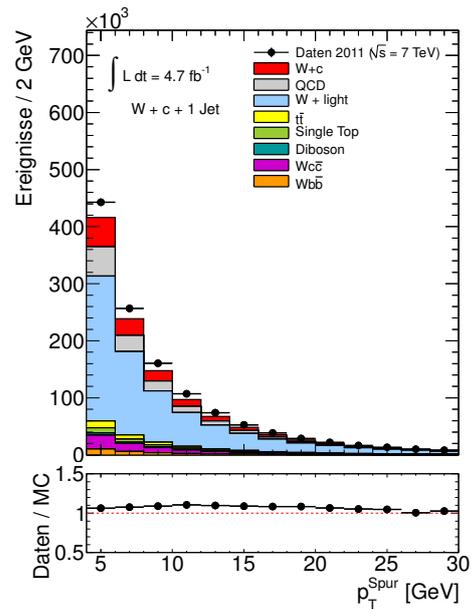
(a) W + 1 Jet-Ereignis



(b) W + 1 Jet-Ereignis



(c) W + 2 Jet-Ereignis



(d) W + 2 Jet-Ereignis

Abbildung 7.17.: Verteilungen von Spuren, die sich innerhalb eines Jets befinden und alle nicht Myon spezifischen Kriterien erfüllen, die an diese in der W + c-Ereignisselektion gestellt werden (vgl. Abschnitt 7.1.1). (a) und (c) zeigen die Multiplizität solcher Spuren in W + 1 Jet- bzw. W + 2 Jet-Ereignissen, (b) und (d) jeweils die Verteilung des Transversalimpulses. In (c) und (d) sind jegliche Spuren mit den genannten Eigenschaften berücksichtigt, gleich welchem der beiden Jets sie zuzuordnen sind. Alle zum Vergleich mit den Datenverteilungen herangezogenen Vorhersagen sind, ausgenommen des QCD-Untergrundes, der mit einer Template Fit-Methode aus den Daten abgeschätzt wurde (vgl. Abschnitt 7.2.1), Monte Carlo-Simulationen entnommen.

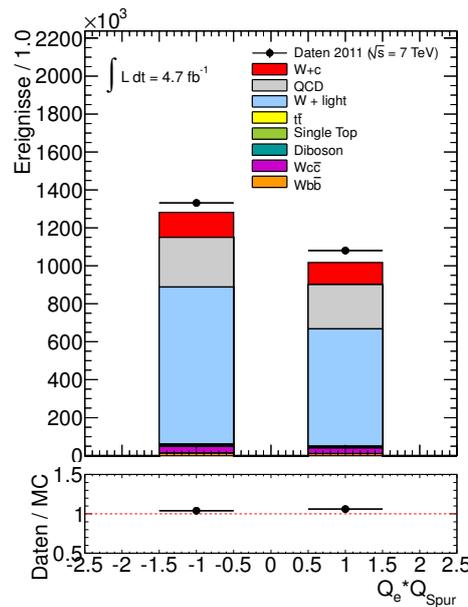


Abbildung 7.18.: Ladungsprodukt im $W + c + 0\text{Jet}$ -Kanal, bestimmt zwischen dem Signalelektron (Q_e) und jeder der wie im Text beschriebenen selektierten Spuren innerhalb des Jets ($Q_{S_{\text{pur}}}$).

OS- und SS-Ereignisse für $W + \text{light-Jet}$ aus den Daten abzuschätzen, werden von diesen jeweils alle erwarteten Beiträge - auch $W + c$, was hier zum Untergrund zählt - mit Ausnahme der $W + \text{light-Jet}$ -Vorhersage abgezogen:

$$N_{\text{Spur},x}^{\text{W+light}} = N_{\text{Spur},x}^{\text{Daten}} - N_{\text{Spur},x}^{\text{QCD}} - \sum_i^{\text{Untergrund}} N_{\text{Spur},x}^{\text{MC},i}, \quad \text{wobei } x = \{\text{OS}, \text{SS}\}. \quad (7.13)$$

Mit dieser Definition von $N_{\text{Spur,OS}}^{\text{W+light}}$ und $N_{\text{Spur,SS}}^{\text{W+light}}$ lässt sich nun über Gl. 3.9 die Asymmetrie $A_{\text{W+light}}^{\text{Spur}}$ in den Daten bestimmen zu:

$$A_{\text{W+light}}^{\text{Spur}} = 0.1273 \pm 0.0012. \quad (7.14)$$

Die angegebene Unsicherheit ergibt sich aus der Gaußschen Fortpflanzung der statistischen Unsicherheiten auf den Ereigniszahlen N_{OS} und N_{SS} der verschiedenen Beiträge in Gl. 7.13. Wobei diese für die aus der Monte Carlo-Simulation entnommenen Anteile aus der Anzahl der zur Verfügung stehenden simulierten Ereigniszahlen bestimmt sind, wohingegen sich jene des aus den Daten abgeschätzten QCD-Untergrundes aus des dazu durchgeführten *Template Fits* ergeben.

Um zu zeigen, dass die so bestimmte Asymmetrie $A_{\text{W+light}}^{\text{Spur}}$ tatsächlich eine sinnvolle Abschätzung für die $W + \text{light-Jet}$ -Asymmetrie $A_{\text{W+light}}$ bezüglich des nominellen Ladungsprodukts $Q_c \cdot Q_\mu$ darstellt, werden beide mit Hilfe einer $W + \text{light-Jet}$ -Simulation bestimmt:

$$A_{\text{W+light}}^{\text{Spur,MC}} = 0.1452 \pm 0.0015 \quad \text{und} \quad A_{\text{W+light}}^{\text{MC}} = 0.13 \pm 0.04. \quad (7.15)$$

Der Vergleich der beiden Größen zeigt, dass sie im Rahmen der statistischen Unsicherheiten gut übereinstimmen. Die mit rund $\pm 30\%$ sehr hohe relative Unsicherheit auf $A_{\text{W+light}}^{\text{MC}}$ resultiert dabei aus der Forderung nach einem Myon innerhalb des selektierten Jets, da dies eine

starke Einschränkung der zur Verfügung stehenden Anzahl simulierter Ereignisse bedeutet. Um gleichwohl verbleibende Unterschiede zwischen den auf ähnliche Weise selektierten Spuren und Myonen beispielsweise bei den Impulsspektren zu berücksichtigen, was Einfluss auf die Selektionseffizienz hat, wird auf das Ergebnis $A_{W+light}^{Spur}$ aus Gl. 7.14 ein Korrekturfaktor α_A angewendet. Dieser wird aus dem Verhältnis der aus der Monte Carlo-Simulation erhaltenen Asymmetrien $A_{W+light}^{MC}$ und $A_{W+light}^{Spur,MC}$ aus Gl. 7.15 bestimmt. Somit kann schließlich die Asymmetrie $A_{W+light}$ bezüglich des nominellen Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_\mu$ aus den Daten gemäß

$$A_{W+light} = \alpha_A \cdot A_{W+light}^{Spur}, \quad \text{wobei} \quad \alpha_A = \frac{A_{W+light}^{MC}}{A_{W+light}^{Spur,MC}} \quad (7.16)$$

abgeschätzt werden zu

$$A_{W+light} = 0.12 \pm 0.04. \quad (7.17)$$

Dieses Ergebnis steht mit der Erwartung aus der Monte Carlo-Simulation $A_{W+light}^{MC} = 0.13 \pm 0.04$ aus Gl. 7.15 in gutem Einklang. Die angegebene Unsicherheit ergibt sich dabei aus der Gaußschen Fortpflanzung der statistischen Unsicherheiten der drei über Gl. 7.16 eingehenden Asymmetrien und wird eindeutig dominiert durch die große Unsicherheit auf $A_{W+light}$ hat. Da diese sehr große statistisch bedingte Unsicherheit von rund $\pm 30\%$ jede systematische Unsicherheit bei Weitem übertrifft, wird von der separaten Bestimmung einer solchen abgesehen.

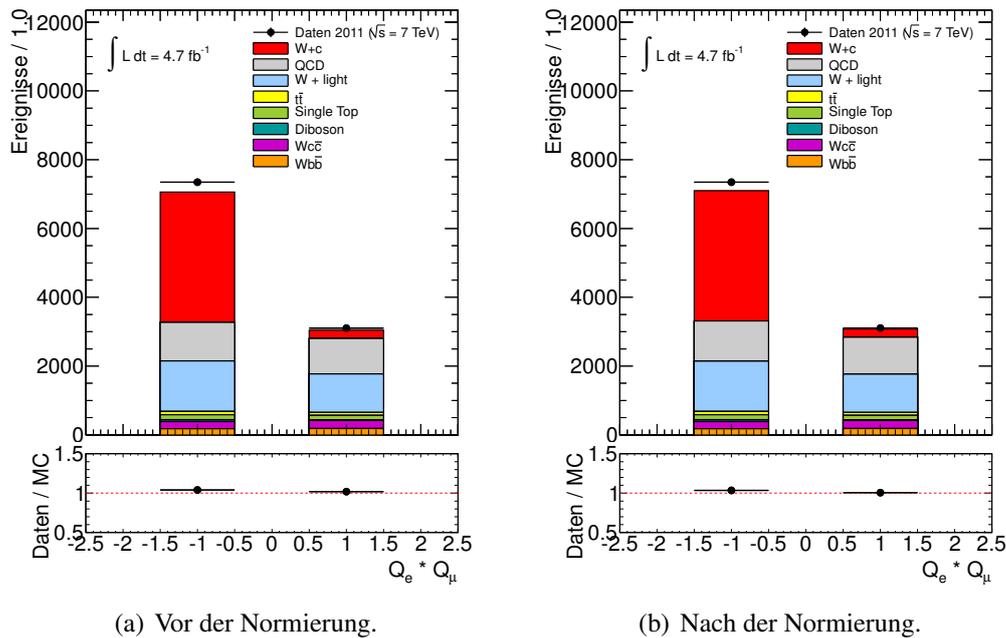
In analoger Weise lässt sich mit Hilfe der Spuren in beiden Jets in den zuvor erwähnten $W + 2\text{Jet}$ -Ereignissen die Asymmetrie bezüglich $Q_e \cdot Q_\mu$ nach der nominellen $W + c + 1\text{Jet}$ -Selektion abschätzen zu:

$$A_{W+light} = 0.10 \pm 0.04. \quad (7.18)$$

Die erläuterte Methode wird nur zur Abschätzung der Asymmetrie des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes nach der vollen $W + c + 0\text{Jet}$ - und $W + c + 1\text{Jet}$ -Ereignisselektion herangezogen. Nicht jedoch kann sie eingesetzt werden, um den absoluten Beitrag des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes an den OS- und SS-Ereignissen in den Daten zu bestimmen. Die Abschätzung dieser Normierung soll daher - wie bereits erwähnt - gemeinsam mit dem QCD-Untergrund erfolgen und ist Thema des sich anschließenden Abschnitts 7.2.3.

7.2.3. Bestimmung der Normierung und der systematischen Unsicherheiten des QCD- und W + light-Jet-Untergrundes

Wie bereits zuvor erläutert, ist für die Berechnung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts insbesondere die Kenntnis des Unterschiedes zwischen OS- und SS-Untergrundereignissen N_{OS-SS}^{Unt} , die definiert sind durch das Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_\mu$, von Bedeutung. Zu dessen Bestimmung für den QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund wurden in einem ersten Schritt bereits die Asymmetrien bezüglich des Ladungsprodukts aus den Daten abgeschätzt, wie in den Abschnitten 7.2.1 und 7.2.2 ausführlich geschildert. In einem zweiten Schritt soll nun die Bestimmung der Normierung, d.h. des absoluten Beitrags, den sie zu den OS- und SS-Kandidaten in den Daten leisten, gemeinsam für beide Untergründe erfolgen. Da man erwartet, dass Datenereignisse mit positivem Ladungsprodukt fast ausschließlich auf Untergrundprozesse zurückgehen, werden die Beiträge der QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergründe an diesen direkt abgeschätzt. Anschließend wird der Beitrag zu den OS-Kandidaten aus diesen mit



(a) Vor der Normierung.

(b) Nach der Normierung.

Abbildung 7.19.: Das Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_\mu$ nach erfolgter Selektion der $W+c$ -Kandidaten sowohl vor (a) als auch nach (b) der gemeinsamen Festlegung der Normierung des QCD- und des $W+\text{light}$ -Jet-Untergrundes. In Abbildung (a) ist die Abschätzung des $W+\text{light}$ -Untergrundes (hellblau) der Monte Carlo-Simulation entnommen und der QCD-Untergrund (grau) entspricht der Vorhersage aus dem Template Fit 7.2.1. In Abbildung (b) hingegen sind beide Untergründe wie im Text erläutert skaliert. Alle anderen Beiträge, inklusive des Signals (rot), sind in beiden Abbildungen in Monte Carlo-Simulationen gewonnen worden.

Hilfe der jeweiligen Asymmetrien über den in der Einleitung dieses Kapitels ausgeführten Zusammenhang (Gl. 7.8) bestimmt. Die Dominanz des Untergrundes an SS-Ereignissen ist zwar bereits mehrfach deutlich geworden, ist aber in Abbildung 7.19(a) anhand des Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_\mu$ für den $W+c+0\text{Jet}$ -Kanal noch einmal zu erkennen. Selbst der sehr geringe Anteil der Signalereignisse mit positivem Ladungsprodukt stellt, wie in Abschnitt 3.5 begründet einen „Untergrund im Signal“ dar, da er zwar durchaus von $W+c$ -Ereignissen stammt, diese aber die Anforderungen der gewählten Selektion nicht im beabsichtigten Sinne erfüllen. Alle Vorhersagen sind so, wie sie zu sehen sind, den entsprechenden Monte Carlo-Simulationen entnommen; eine Ausnahme davon stellt wiederum nur der QCD-Untergrund dar, dessen Beiträge den Ergebnissen des *Template Fits* aus Abschnitt 7.2.1 entsprechen (vgl. Angaben in Tabelle 7.6 zur nominellen Template-Selektion Nr. 1). Die Erwartungen für die Anzahl der SS-Kandidaten beschreiben die Beobachtung in den Daten bereits sehr gut und nur eine minimale Diskrepanz von etwa 2% lässt sich feststellen.

Die im Folgenden erläuterte Bestimmung des Anteils der QCD- und $W+\text{light}$ -Jet-Untergründe an den SS-Kandidaten aus den Daten erfolgt ausschließlich anhand des $W+c+0\text{Jet}$ -Kanals, da die Aussagen in gleicher Weise auch für den $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal gelten und somit die weitere Vorgehensweise völlig analog verläuft. Dies gilt ebenso für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten, die aus den verwendeten Methoden resultieren und sich direkt auf die bestimmte Anzahl der Signalereignisse in Abschnitt 7.1.2 fortpflanzen, wie im Anschluss an die eigentliche Abschätzung erläutert wird. Aufgeführte Zwischenergebnisse

finden sich für den $W + c + 1$ Jet-Kanal in Anhang A.

Betrachtet man noch einmal die Formel zur Extraktion des Signals in Form von N_{OS-SS}^{Wc} aus Gl. 7.3

$$N_{OS-SS}^{Wc} = N_{OS-SS}^{Daten} - \sum_{Unt} N_{OS-SS}^{Unt} \quad (7.19)$$

so wird deutlich, dass die Anzahl der Signalereignisse entscheidend davon abhängt, welcher Überschuss für den nicht vollständig symmetrischen Gesamtuntergrund an OS-Ereignissen bei positiver Symmetrie erwartet wird. Dieser Überschuss variiert je nach Art der Zusammensetzung des Gesamtuntergrundes durch die einzelnen Untergrundprozesse, die diesen sowohl durch die verschiedenen Asymmetrien bezüglich des Ladungsprodukts A_{Unt} als auch durch ihren jeweiligen Anteil am Gesamtuntergrund bestimmen. Geht man nun, wie zuvor begründet, von der Anzahl der SS-Ereignissen N_{SS}^{Unt} aus, lässt sich dieser Sachverhalt noch einmal anhand Gl. 7.8 erkennen:

$$N_{OS-SS}^{Unt} = -N_{SS}^{Unt} \cdot \frac{2 \cdot A_{Unt}}{A_{Unt} - 1}. \quad (7.20)$$

Demnach wirkt sich eine Variation in der Asymmetrie bei einer großen Anzahl von SS-Ereignissen stärker auf den Gesamtuntergrund und damit auf die Anzahl der Signalereignisse aus; entsprechendes gilt für eine Variation von N_{SS}^{Unt} bei einer großen Asymmetrie. Somit liegt es nahe, die beobachtete Differenz zwischen den Daten und den Vorhersagen anhand der dominantesten Untergründe QCD und $W + \text{light-Jet}$ zu untersuchen, insbesondere da sie mit $A_{QCD} = 0.04 \pm 0.03$ (vgl. Gl. 7.11) die kleinste - sofern eine Asymmetrie vorliegt - und $A_{W+\text{light}} = 0.12 \pm 0.04$ (vgl. Gl. 7.17) die größte Asymmetrie¹⁰ aller Untergründe aufweisen. Dies bedeutet nicht nur, dass dadurch in beide Richtungen die maximal möglichen Variationen zu beobachten sind, sondern auch, dass Fluktuationen der anderen Untergründe damit ebenso implizit berücksichtigt sind, da letztlich nur der Überschuss an OS-Ereignissen des Gesamtuntergrundes Relevanz hat und die genaue Zusammensetzung nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Nimmt man den SS-Beitrag aller weiteren Untergründe - inklusive des kleinen $W + c$ -Anteils - als aus der Monte Carlo-Simulation bekannt an und lässt auch keine Möglichkeit zur Variation innerhalb der Unsicherheiten zu, ist durch die in den Daten gemessene Anzahl der SS-Kandidaten der gemeinsame Anteil des QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes eindeutig bestimmt. Die Annahme, dass sich die Anteile der anderen Untergründe nicht innerhalb ihrer Unsicherheiten variieren, stellt eine Vereinfachung dar, die dadurch gerechtfertigt ist, dass sie insgesamt einen sehr geringen Anteil am Gesamtuntergrund haben und darüberhinaus ihre Asymmetrie insgesamt sehr klein ist. Damit ergibt sich, dass bei Kenntnis des Beitrages des einen Untergrundes, QCD oder $W + \text{light-Jet}$, der des jeweils anderen auch direkt bekannt ist, was sich wie folgt formulieren lässt:

$$N_{SS}^{W+\text{light}} = N_{SS}^{Daten} - N_{SS}^{\text{andere}} - N_{SS}^{QCD}, \quad (7.21)$$

wobei N_{SS}^{andere} die Summe der SS-Ereignisse aller weiteren Untergrundprozesse ist und N_{SS}^{QCD} bzw. $N_{SS}^{W+\text{light}}$, die im folgenden zu bestimmenden Anteile. Nun liegen bereits für beide

¹⁰Nur die erwartete Asymmetrie für den Diboson-Untergrund ist mit rund 54 % noch größer, jedoch ist ihr Anteil an OS-Ereignissen mit 0.5 % so gering, dass diese kaum einen Einfluss auf N_{OS-SS}^{Wc} haben.

vorläufige Abschätzungen vor; so wurde die Anzahl SS-Ereignisse für QCD in einem *Template Fit* bestimmt zu $N_{SS}^{\text{QCD}} = 1030$ und die Monte Carlo-Simulation sagt für die Anzahl SS-Ereignisse des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes $N_{SS}^{\text{W+light}} = 1123$, die, wie zuvor erwähnt, die Relation aus Gl. 7.21 nahezu erfüllen. Lässt man nun zu, dass diese Werte innerhalb a priori angenommener Unsicherheiten variieren können, lässt sich unter der Bedingung, dass Gl. 7.21 erfüllt ist, mit Hilfe einer χ^2 -Minimierung die Kombination aus QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Beitrag bestimmen, die die beste Übereinstimmung mit der Anzahl gemessener SS-Kandidaten erzielt. Bezeichnet man die in dieser Anpassung zu bestimmende Anzahl der QCD-Ereignisse mit A und die der $W + \text{light-Jet}$ -Ereignisse mit B , so lässt sich die zu minimierende χ^2 -Funktion folgendermaßen schreiben:

$$\chi^2 = \left(\frac{A - N_{SS}^{\text{QCD,Start}}}{\sigma^2(N_{SS}^{\text{QCD,Start}})} \right)^2 + \left(\frac{B - N_{SS}^{\text{W+light,Start}}}{\sigma^2(N_{SS}^{\text{W+light,Start}})} \right)^2 \quad (7.22)$$

$$= \left(\frac{A - N_{SS}^{\text{QCD,Start}}}{\sigma^2(N_{SS}^{\text{QCD,Start}})} \right)^2 + \left(\frac{N_{SS}^{\text{W+light,Start}} - N_{SS}^{\text{andere}} - A - N_{SS}^{\text{W+light,Start}}}{\sigma^2(N_{SS}^{\text{W+light}})} \right)^2. \quad (7.23)$$

Dabei bezeichnet $N_{SS}^{\text{QCD,Start}}$ die Anzahl der QCD-Ereignisse, bestimmt mit Hilfe des *Template Fits* und $N_{SS}^{\text{W+light,Start}}$ entsprechend, die durch die Monte Carlo-Simulation vorhergesagte Anzahl der $W + \text{light-Jet}$ -Ereignisse sowie $\sigma^2(N_{SS}^{\text{QCD,Start}})$ und $\sigma^2(N_{SS}^{\text{W+light,Start}})$ die dazugehörigen Unsicherheiten. In dem Schritt von Zeile 7.22 auf 7.23 wurde der geforderte Zusammenhang aus Gl. 7.21 ausgenutzt, wodurch sich nochmals zeigt, dass letztlich nur einer der beiden Untergründe optimiert werden muss und damit gleichzeitig auch der andere bestimmt ist. Nimmt man nun auf die Anzahl der QCD-Ereignisse eine relative Unsicherheit von $\pm 50\%$ an, ein Wert der üblicherweise für die *Template Fit*-Methode¹¹ angesetzt wird und für die Anzahl der $W + \text{light-Jet}$ -Ereignisse eine relative Unsicherheit von $\pm 30\%$, die eine grobe Abschätzung der Unsicherheiten insbesondere infolge der Fehlidentifikationsrate von Myonen in Jets leichter Quarks ($\approx \pm 14\%$) darstellt (vgl. Abschnitt 6.2.4), liefert die Minimierung von Gl. 7.23:

$$A = N_{SS}^{\text{QCD}} = 1069 \pm 282 \quad \text{und} \quad B = N_{SS}^{\text{W+light}} = 1140 \pm 282, \quad (7.24)$$

wobei sich B bzw. $N_{SS}^{\text{W+light}}$ aus A bzw. N_{SS}^{QCD} über den Zusammenhang in Gl. 7.21 ergibt: $B = N_{SS}^{\text{Daten}} - N_{SS}^{\text{andere}} - A$. Aus dieser Relation resultiert mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung ebenfalls, dass die Unsicherheit auf $N_{SS}^{\text{W+light}}$ dieselbe ist wie auf N_{SS}^{QCD} , die direkt aus der Anpassung folgt, da die Unsicherheit auf die Anzahl der SS-Kandidaten in den Daten und die der restlichen Beiträge erst im Folgenden berücksichtigt werden. Der Vergleich mit den Startwerten ergibt, dass infolge der Anpassung der QCD-Beitrag um etwa 4% und der $W + \text{light-Jet}$ -Anteil um etwa 2% angehoben wurde, um die Diskrepanz zwischen den Daten und der Vorhersage zu beseitigen. Die a priori angenommenen Unsicherheiten wurden durch die Anpassung angeglichen, sodass beide Untergründe nun mit einer relativen Unsicherheit von etwa $\pm 25\%$ bestimmt wurden.

¹¹Dies stellt hier sicherlich eine sehr konservative Abschätzung dar, da in Abschnitt 7.2.1 schließlich gezeigt werden konnte, dass die unabhängige Abschätzung der Anzahl der OS- und SS-Ereignisse in sehr gutem Einklang steht mit der Abschätzung der Gesamtanzahl der QCD-Ereignisse in den $W + c$ -Kandidaten.

Mit Hilfe der in den Daten bestimmten Asymmetrien A_{Unt} des QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes lassen sich aus diesen Ergebnissen über Gl. 7.20 die entsprechenden Anzahlen an OS-Ereignissen ermitteln zu:

$$N_{\text{OS}}^{\text{QCD}} = 1165 \pm 321 \quad \text{und} \quad N_{\text{OS}}^{\text{W+light}} = 1445 \pm 374. \quad (7.25)$$

Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich dabei aus der Gaußschen Fortpflanzung der Unsicherheiten von $N_{\text{SS}}^{\text{Unt}}$ und A_{Unt} . Auch diese Ergebnisse zeigen, wie erwartet, eine sehr gute Übereinstimmung mit den OS-Ereignissen, die analog zu den SS-Startwerten bestimmt wurden, von $N_{\text{OS}}^{\text{QCD}} = 1121$ und $N_{\text{OS}}^{\text{W+light}} = 1472$.

Die in den Gln. 7.24 und 7.25 aufgeführten Werte sind gerade jene, die in Abschnitt 7.1.2 im Zuge der Ereignis Selektion und der Präsentation der Ergebnisse als Beiträge durch den QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund angegeben wurden. So ergeben sich insbesondere die Werte in Tabelle 7.2, in der die Signal- und Untergrundbeiträge nach der vollen Ereignis Selektion jedoch vor der Aufteilung gemäß des Ladungsprodukts aufgeführt sind, gerade aus der jeweiligen Summe der N_{OS} - und N_{SS} -Werte und ihre Unsicherheiten durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Analoges gilt für die Anzahl der Ereignisse nach der Differenzbildung, die in Tabelle 7.2 aufgeführt sind und sich dementsprechend belaufen auf:

$$N_{\text{OS-SS}}^{\text{QCD}} = 96 \pm 423 \quad \text{und} \quad N_{\text{OS-SS}}^{\text{W+light}} = 305 \pm 476. \quad (7.26)$$

Abbildung 7.19(b) zeigt schließlich das Ladungsprodukt mit den neu bestimmten Werten für den QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund, mit der erzwungenermaßen perfekten Übereinstimmung der abgeschätzten Anzahl SS-Ereignisse mit den in den Daten bestimmten SS-Kandidaten. Die Diskrepanz im OS-Bin hat infolge der neuen Normierung nur minimal abgenommen und wird im Folgenden als zusätzliches Signal interpretiert, das somit von der Monte Carlo-Simulation leicht unterschätzt wird. Auf die Abschätzung des SS-Signalanteils durch die Monte Carlo-Simulation hingegen wird weiterhin vertraut, was vertretbar ist, da der SS-Anteil des Signals nur einen sehr geringen Anteil darstellt. Bevor jedoch die Anzahlen $N_{\text{OS}}^{\text{Wc}}$ und $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ und insbesondere ihre Unsicherheiten, mit denen sie behaftet sind, bestimmt werden, besteht der nächste Schritt in der Ermittlung des Gesamtuntergrunds an den OS- und SS-Kandidaten sowie deren Differenz, aus den angepassten Resultaten für den QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrund gemeinsam mit den Monte Carlo-Vorhersagen aller weiteren Untergründe, die Tabelle 7.3 zu entnehmen sind, zu

$$\sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS}}^{\text{Unt}} = 3290 \pm 157, \quad \sum_{\text{Unt}} N_{\text{SS}}^{\text{Unt}} = 2859 \pm 25 \quad \text{und} \quad \sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}} = 464 \pm 159. \quad (7.27)$$

Zu diesen Ergebnissen sind einige Anmerkungen zu machen: Zunächst sollte nochmals betont werden, dass sich alle drei angegebenen Ergebnisse durch Summation der Werte der einzelnen beitragenden Untergrundprozesse berechnen, was insbesondere zur Folge hat, dass sich das Ergebnis für $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}}$ nicht durch Subtraktion der Gesamtzahl an SS-Ereignissen $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{SS}}^{\text{Unt}}$ von der der OS-Ereignisse $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS}}^{\text{Unt}}$ erhalten lässt. Diese Diskrepanz erklärt sich damit, dass die als symmetrisch bezüglich des Ladungsprodukts angenommenen Untergrundprozesse $W+b\bar{b}$ und $W+c\bar{c}$ nicht in die Summe $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}}$ eingehen, da sie, wie in Abschnitt 7.1.2 erwähnt, entsprechend der theoretischen Erwartung auf Null gesetzt wurden. Die Unsicherheit auf die Anzahl der SS-Ereignisse des Gesamtuntergrundes berücksichtigt, dass die Unsicherheiten des QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes infolge von Gl. 7.21 vollständig

anti-korreliert sind und sich daher vollständig eliminieren. Somit tragen nur die Unsicherheiten der weiteren Untergrundprozesse infolge der zur Verfügung stehenden Anzahl simulierter Ereignisse zu der Unsicherheit auf $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{SS}}^{\text{Unt}}$ bei. Diese Anti-Korrelation ist auch in der Unsicherheit auf die Gesamtanzahl der OS-Ereignisse $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS}}^{\text{Unt}}$ berücksichtigt, die sich jedoch nur auf jenen Anteil der durch die beiden Untergründe beigetragene Unsicherheit erstreckt, der sich aus der Abschätzung der Normierung ergibt, da die Asymmetrien, die zur Propagation der SS-Ergebnisse herangezogen wurden, schließlich völlig unabhängig voneinander bestimmt wurden (vgl. Abschnitt 7.2.1 bzw. 7.2.2) und somit auch die damit verbundenen Unsicherheiten unabhängig sind. Die Unsicherheit auf der Differenz an OS- und SS-Ereignissen des Gesamtuntergrundes ergibt sich schließlich gerade aus der Gaußschen Fortpflanzung der Unsicherheiten auf $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{OS}}^{\text{Unt}}$ und $\sum_{\text{Unt}} N_{\text{SS}}^{\text{Unt}} = 2859$, wodurch die Anti-Korrelation des QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes ebenfalls berücksichtigt ist. Somit lässt sich schließlich durch Subtraktion der jeweiligen Ergebnisse aus Gl. 7.27 von den entsprechenden OS- und SS-Kandidaten sowie deren Differenz, die in den Daten gemessen wurden und in Tabelle 7.3 angegeben sind, die jeweiligen Werte für $W + c$ bestimmen zu

$$N_{\text{OS}}^{\text{Wc}} = 4060 \pm 86 \text{ (stat.)} \pm 157 \text{ (syst.)} \text{ und } N_{\text{SS}}^{\text{Wc}} = 241 \pm 56 \text{ (stat.)} \pm 25 \text{ (syst.)} \quad (7.28)$$

sowie

$$N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}} = 3786 \pm 102 \text{ (stat.)} \pm 165 \text{ (syst.)}. \quad (7.29)$$

Bei diesen handelt es sich ebenfalls um die in Tabelle 7.3 aufgeführten Ergebnisse. Wiederum lässt sich die Differenz $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ nicht durch Subtraktion von $N_{\text{SS}}^{\text{Wc}}$ von $N_{\text{OS}}^{\text{Wc}}$ bestimmen, da in $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ berücksichtigt ist, dass die Untergrundprozesse $W + b\bar{b}$ und $W + c\bar{c}$ de facto symmetrisch sind. Entsprechen die statistischen Unsicherheiten auf allen drei Größen gerade den statistischen Unsicherheiten der gemessenen Daten, entstammen die systematischen Unsicherheiten der Untergrundabschätzung, wie zuvor erläutert. Wurden Letztere im Falle von $N_{\text{OS}}^{\text{Wc}}$ und $N_{\text{SS}}^{\text{Wc}}$ direkt propagiert, wurde jene auf $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ wie im Folgenden beschrieben ermittelt. So wurden, um die systematische Unsicherheit auf $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ infolge der Abschätzung des QCD- und des $W + \text{light-Jet}$ -Untergrundes zu bestimmen, zum einen die in der Anpassung bestimmten SS-Beiträge und zum anderen die in den Abschnitten 7.2.1 und 7.1.2 aus den Daten ermittelten Asymmetrien innerhalb ihrer Unsicherheiten variiert und jeweils $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$, wie zuvor beschrieben, bestimmt. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Variation der Anzahl SS-Ereignisse zwischen den beiden Untergründen vollständig anti-korreliert erfolgen muss, was dazu führt, dass es sich letztlich nur um drei Variationen handelt, deren Resultate in Tabelle 7.8 aufgeführt sind. An diesen kann man ablesen, dass die anti-korrelierte Variation der Anzahl SS-Ereignisse zu einer relativen Abweichung vom nominellen Ergebnis aus Gl. 7.29 von 3786 um $\pm 1.3\%$ abweicht und zwar unabhängig davon, welcher der beiden Untergrundbeiträge hoch oder runter variiert wird. Die unabhängige Variation der Asymmetrien innerhalb ihrer jeweiligen Unsicherheit resultiert in einer relativen Abweichung vom nominellen Ergebnis, die nicht absolut symmetrisch bezüglich der Variation nach oben/unten und für $A_{W+\text{light}}$ größer ist. Um schließlich aus diesen drei Variationen eine systematische Unsicherheit für die Anzahl der Signalereignisse $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ zu gewinnen, werden die einzelnen relativen Abweichungen quadratisch addiert, wobei stets der größere Wert der Variation nach oben/unten dazu herangezogen wird, sodass man eine relative systematische Unsicherheit von $\pm 4.3\%$ erhält. Berücksichtigt man darüberhinaus die Unsicherheiten der weiteren Untergrundprozesse, die sich aus der zur Verfügung stehenden

	N_{OS-SS}^{Wc}	$\Delta N_{OS-SS}^{Wc} / N_{OS-SS}^{Wc} [\%]$
N_{SS}^{QCD} hoch, $N_{SS}^{W+light}$ runter	3836	+1.3
N_{SS}^{QCD} runter, $N_{SS}^{W+light}$ hoch	3737	-1.3
A_{QCD} hoch	3687	-2.6
A_{QCD} runter	3878	+2.4
$A_{W+light}$ hoch	3670	-3.1
$A_{W+light}$ runter	3894	+2.8
Summe	-	± 4.3
Summe + stat. Uns. MC	-	± 4.4

Tabelle 7.8.: Einfluss der (anti-korrelierten) Variation der Anzahl der SS-Ereignis des QCD- und W + light-Jet-Untergrundes, N_{SS}^{QCD} bzw. $N_{SS}^{W+light}$, innerhalb der gemeinsam bestimmten Unsicherheit sowie der unabhängigen Variation der Asymmetrien der beiden Untergrundprozesse, A_{QCD} bzw. $A_{W+light}$, innerhalb der jeweiligen Unsicherheiten auf die Anzahl der Signalereignisse N_{OS-SS}^{Wc} , die über Gl. 7.19 aus den Daten bestimmt ist. Der relative Unterschied der jeweils aus der Variation resultierenden Signalereignisse zum nominellen Ergebnis aus Gl. 7.29 von 3786, $\Delta N_{OS-SS}^{Wc} / N_{OS-SS}^{Wc}$, ist in Prozent angegeben. Die daraus abgeleitete systematische Unsicherheit auf N_{OS-SS}^{Wc} ergibt sich aus der quadratischen Summe der einzelnen relativen Unterschiede, wobei stets die größere der Variation nach oben bzw. unten eingeht. Die letzte Zeile gibt die gesamte systematische Unsicherheit auf N_{OS-SS}^{Wc} an, die sich unter Hinzunahme der Unsicherheiten der weiteren Untergrundprozesse basierend auf der Anzahl der zur Verfügung stehenden simulierten Ereignisse ergibt.

Anzahl der Ereignissen der Monte Carlo-Simulationen ergeben, so erhöht sich die Unsicherheit unwesentlich auf $\pm 4.4\%$. Vernachlässigt wurden systematische Unsicherheiten infolge der theoretischen Vorhersagen, denen die zur Bestimmung der weiteren Untergrundbeiträge herangezogenen Monte Carlo-Simulationen unterworfen sind. Der Grund dafür liegt - wie zuvor erwähnt - in dem geringen Anteil, den sie am Gesamtuntergrund haben zusammen mit der insgesamt kleinen Asymmetrie.

Somit lässt sich also abschließend festhalten, dass infolge der gemeinsamen Abschätzung der Normierung des QCD- und des W + light-Jet-Untergrundes aus den Daten und der daraus sich ergebenden Anti-Korrelation zwischen den sehr konservativ abgeschätzten Unsicherheiten, diese dennoch nur in einer sehr geringen systematischen Unsicherheit des Gesamtergebnisses resultieren.

8 Bestimmung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts

Dieses Kapitel widmet sich der Bestimmung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts aus den Daten, die in Proton-Proton-Kollisionen am ATLAS-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ gewonnen wurden und einer integrierten Luminosität von 4.71 fb^{-1} entsprechen. Dabei wird, wie in Kapitel 3 ausführlich erläutert, vorgegangen und der Wirkungsquerschnitt aus den Ergebnissen des vorangegangenen Kapitels für den $W + c + 0 \text{ Jet}$ - und den $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal berechnet.

8.1. Definition des experimentellen $W + c$ -Wirkungsquerschnitts

Die Bestimmung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts für den $W + c + 0 \text{ Jet}$ - und den $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal erfolgt in zwei Schritten. So wird zunächst derjenige Wirkungsquerschnitt ermittelt, der durch die Strategie der Messung auf solche c -Jets beschränkt ist, bei denen das ursprüngliche c -Hadron semileptonisch in ein Myon zerfällt. In einem zweiten Schritt wird dann mit Hilfe theoretischer Vorhersagen auf beliebige c -Jets extrapoliert. Beiden Wirkungsquerschnitten ist gemein, dass sie für den durch die Messung zugänglichen Phasenraum angegeben werden. Dieser ist zum einen durch die Akzeptanz des Detektors (vgl. Abschnitt 4.2) und zum anderen durch Anforderungen in der Ereignisselektion, die der Unterdrückung von Untergründen dienen, eingeschränkt (vgl. Abschnitt 7.1). Da eine weitere Extrapolation auf den gesamten Phasenraum jedoch zusätzlich zu signifikanten theoretisch bedingten Unsicherheiten führen würde, wird hier auf diesen Schritt verzichtet.

Der erste der beiden Wirkungsquerschnitte für die assoziierte Produktion eines W -Bosons mit einem c -Jet unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses (BR) für den Zerfall des W -Bosons in ein Elektron und ein Neutrino sowie für den semileptonischen Zerfall des c -Hadrons in ein Myon wird über folgende Gleichung bestimmt:

$$\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu) = \frac{N_{\text{OS-SS}}^{\text{Daten}} - N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}}}{U \cdot L_{\text{int}}}. \quad (8.1)$$

Dabei bezeichnet $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Daten}}$ die Anzahl in den Daten selektierter $W + c$ -Kandidaten, wo jene Ereignisse, die ein gerades Ladungsprodukt aufweisen (SS), von jenen mit negativem (OS) abgezogen wurden. Infolge der Korrelation zwischen den Leptonladungen im Signalprozess, die in einem negativen Ladungsprodukt resultiert, werden durch diese Differenzbildung Beiträge durch überwiegend symmetrisch auf das Ladungsprodukt verteilte Untergrundereignisse beseitigt. Um auch noch den restlichen Anteil an Ereignissen durch asymmetrische Untergrundprozesse zu entfernen, wird $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}}$ von $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Daten}}$ abgezogen. Im Nenner taucht neben der integrierten Luminosität L_{int} noch ein Korrekturfaktor U auf. Mit Hilfe dessen können Effizienzen in der Selektion der Ereignisse korrigiert werden, die im weitesten Sinne auf der Ereignisrekonstruktion und auch der Auflösung des Detektors beruhen.

In einem zweiten Schritt wird der $W + c$ -Jet-Wirkungsquerschnitt für beliebig zerfallende c -Hadronen innerhalb des Jets durch Extrapolation aus ersterem über folgende Gleichung bestimmt:

$$\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu) = \frac{\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu)}{B}. \quad (8.2)$$

So erhält man $\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu)$ durch Anwendung eines weiteren Korrekturfaktors B auf das Ergebnis, das mit Gl. 8.1 erhalten wird. Dabei entspricht B im Wesentlichen dem Verzweigungsverhältnis von c -Hadronen in ein Myon im zugänglichen Phasenraum.

Da die Anzahl der in den Daten selektierten $W + c$ -Kandidaten N_{OS-SS}^{Daten} sowie die erwartete Anzahl an dazu beitragenden Untergründereignissen N_{OS-SS}^{Unt} in Kapitel 7 bestimmt wurde und auch die integrierte Luminosität L_{int} bekannt ist, fehlen zur Angabe der Wirkungsquerschnitte für den $W + c + 0$ Jet- und den $W + c + 1$ Jet-Kanal in Abschnitt 8.4 noch jeweils die beiden Korrekturfaktoren U und B . Wie ihre nominellen Werte mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen bestimmt werden, ist Thema des sich anschließenden Abschnitts 8.2; die Ermittlung der systematischen Unsicherheiten, mit denen sie behaftet sind, wird in Abschnitt 8.3 erläutert.

8.2. Bestimmung der Faktoren zur Effizienzkorrektur und Extrapolation

Die beiden Korrekturfaktoren U und B , die in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach Gln. 8.1 und 8.2 eingehen, werden mit Hilfe von Monte Carlo-Vorhersagen für den Signalprozess $W + c$ bestimmt. So wird der Korrekturfaktor U , der jegliche Effizienzen berücksichtigt, die die Auflösung des Detektors oder die Rekonstruktion der Ereignisse im weitesten Sinne betreffen, wie folgt berechnet:

$$U = \frac{N_{OS-SS}^{Wc}}{N_{Wc(c \rightarrow \mu)}}. \quad (8.3)$$

Dabei ist N_{OS-SS}^{Wc} die Anzahl der Ereignisse einer allein den Signalprozess berücksichtigenden Monte Carlo-Simulation, die die volle Ereignisselektion passieren und nach Bildung der Differenz zwischen Ereignissen mit positivem und negativem Ladungsprodukt noch übrig bleiben. Somit entspricht N_{OS-SS}^{Wc} gerade der Monte Carlo-Vorhersage der zu erwarteten Anzahl an $W + c$ -Ereignissen in den Daten.¹

$N_{Wc(c \rightarrow \mu)}$ hingegen bezeichnet die Anzahl an *wahren* $W + c$ -Ereignissen, bei denen das W -Boson in ein Elektron und ein Neutrino und das c -Hadron semileptonisch in ein Myon zerfällt. Die Bezeichnung „wahre Ereignisse“ bezieht sich darauf, dass es sich bei den selektierten Objekten und ihren Eigenschaften um die ursprünglich *generierten* handelt, die *nicht*, wie jene aus den Simulationen, die zuvor zu Vergleichen mit den Daten herangezogen

¹Dies bedeutet, dass die generierten Ereignisse die volle Detektorsimulation durchlaufen haben, mit den in Kapitel 5 erläuterten Algorithmen rekonstruiert wurden und alle in Abschnitt 6.2 motivierten Korrekturen zur Behebung der Unterschiede zwischen Daten und Simulation erfahren haben.

wurden, die volle Detektorsimulation durchlaufen haben und zu *gemessenen* Objekten mit bestimmten Eigenschaften rekonstruiert wurden.

Um die Einschränkung des zugänglichen Phasenraumbereichs durch die Anforderungen der Messung entsprechend zu berücksichtigen, werden an die wahren Objekte der $W+c$ -Ereignisse zu der in Abschnitt 7.1 erläuterten Ereignisselektion analoge Forderungen an ihre wahren Eigenschaften gestellt:

- Elektron: $p_T^e > 25 \text{ GeV}$, $|\eta_e| < 2.5$, $\Delta R(e, \text{Jet}) > 0.5$
- Neutrino: $p_T^\nu > 25 \text{ GeV}$
- W-Boson: $m_T > 40 \text{ GeV}$
- Myon: $p_T^\mu > 4 \text{ GeV}$, $|\eta_\mu| < 2.5$
- c -Jet: $p_T^{c\text{-Jet}} > 25 \text{ GeV}$, $|\eta_{c\text{-Jet}}| < 2.5$, $\Delta R(\mu, \text{Jet}) < 0.5$
- Jet: $p_T^{\text{Jet}} > 25 \text{ GeV}$, $|\eta_{\text{Jet}}| < 2.5$ (nur im $W+c+1$ Jet-Kanal)

Dazu ist anzumerken, dass den Elektronen durch Bremsstrahlung emittierte Photonen in einem Abstand $\Delta R(e, \gamma) < 0.1$ zugeordnet werden und diese somit auf eine Art definiert sind, die der experimentellen sehr nahe kommt (vgl. Abschnitt 5.2.1). Zu demselben Zweck wird auch verlangt, dass zwischen Elektronen und Jets mit $p_T^{\text{Jet}} > 25 \text{ GeV}$ ein Mindestabstand besteht, welcher der Forderung nach einem isolierten Elektron in der Ereignisselektion entspricht. Um den geringen Anteil an Untergrundereignissen aus $W \rightarrow \tau\nu(+c\text{-Jet})$ -Ereignissen durch den nachfolgenden Zerfall des τ -Leptons in ein Elektron zu korrigieren, wird hier zusätzlich die Forderung an das Elektron gestellt, eben nicht aus einem solchen Zerfall zu stammen.

Jets sind hier anders als in den Daten (oder der zum Vergleich mit diesen herangezogenen Simulationen) als aus stabilen Teilchen rekonstruiert zu verstehen, die am Ende der Zerfallskette der anfänglich generierten und hadronisierten Teilchen stehen. Zu Jets gruppiert werden diese jedoch mit Hilfe desselben in Abschnitt 5.2.4 erläuterten *anti- k_T* -Jet-Algorithmus, wobei aber Myonen oder Elektronen aus Boson-Zerfällen, die räumlich bedingt durch den Algorithmus ebenfalls bei der Bildung der Jets hinzugenommen würden, davon ausgenommen sind.

Abweichend von der in Abschnitt 5.2.4 eingeführten Namensgebung von Jets in Monte Carlo-Simulationen, wird hier ein c -Jet dann als solcher bezeichnet, wenn er ein c -Hadron im Grundzustand² mit $p_T > 5 \text{ GeV}$ und $\Delta R(\text{Jet}, c\text{-Hadron}) < 0.3$ enthält. Diese Definition ist in Anbetracht der in Kapitel 3 dargelegten Grundlagen der Strategie der Analyse näher an der experimentellen Wirklichkeit. Was im Experiment nicht verhindert werden kann, wird hier gefordert: das c -Hadron darf nicht aus dem Zerfall eines b -Hadrons stammen. Darüber hinaus wird entsprechend der Identifikation des c -Jets in den Daten über den semileptonischen Zerfall des c -Hadrons in ein Myon verlangt, dass dieser exakt ein Myon mit den weiter oben aufgeführten Eigenschaften enthält.

Bei der Bestimmung von U im $W+c+1$ Jet-Kanal wird desweiteren genau ein weiterer Jet

²Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, werden damit jene c -Hadronen bezeichnet, die ausschließlich über die schwache Wechselwirkung zerfallen.

gefordert, der aber weder ein c -Jet nach obiger Definition sein, noch ein Myon enthalten darf.

Der Korrekturfaktor B wird, wie erwähnt, dazu herangezogen, um in einem zweiten Schritt den $W + c$ -Wirkungsquerschnitt beliebiger c -Jets in dem durch die weiter oben definierten Anforderungen eingeschränkten Phasenraum durch Extrapolation zu bestimmen. Demnach kann dieser als der Anteil der wahren $W + c$ -Ereignisse definiert werden, bei dem das c -Hadron innerhalb des Jets semileptonisch in ein Myon zerfällt:

$$B = \frac{N_{Wc(c \rightarrow \mu)}}{N_{Wc}}, \quad (8.4)$$

wodurch der Zähler $N_{Wc(c \rightarrow \mu)}$ gerade dem Nenner von U entspricht. N_{Wc} im Nenner hingegen ist die Anzahl an wahren $W + c$ -Ereignisse, die durch Anwendung der oben aufgeführten Selektion mit Ausnahme der Forderung nach einem Myon innerhalb des c -Jets gewonnen wird. Damit hängt B allein von theoretischen Vorhersagen ab, insbesondere von der Beschreibung der Fragmentation von c -Quarks in c -Hadronen (vgl. Abschnitt 3.2) sowie der erwartete Anteil semileptonisch in Myonen zerfallender c -Hadronen (vgl. Abschnitt 3.3). B kann jedoch nicht vollständig mit dem Verzweigungsverhältnis (in dem zugänglichen Phasenraum) gleichgesetzt werden, da auch solche Fälle auftreten, in denen zwar das c -Hadron in ein Myon zerfällt, dieses jedoch die geforderten Schnitte nicht passiert. Neben einem zu niedrigen transversalen Impuls, kann es beispielsweise geschehen, dass es außerhalb des in der Selektion berücksichtigten Abstandes zum c -Jet oder außerhalb der Akzeptanz des Detektors liegt. Auch wird berücksichtigt, dass es geschehen kann, dass es infolge des Aufspaltens eines Gluons in ein $c\bar{c}$ -Paar innerhalb des c -Jets neben dem c -Hadron aus dem $W + c$ -Prozess noch weitere gibt. Daneben gibt es ebenso Ereignisse, die die Selektion deswegen nicht passieren, weil innerhalb des selektierten c -Jets mehr als ein Myon gefunden wird oder im $W + c + 1$ Jet-Kanal der zweite Jet ebenfalls ein Myon enthält.

Schließlich können die beiden Korrekturfaktoren gemäß der Gln. 8.3 und 8.4 anhand der in Abschnitt 6.2 näher beschriebenen ALPGEN + PYTHIA-Simulation des Signalprozesses zu den Ergebnisse in Tabelle 8.1 für den $W + c + 0$ Jet- und den $W + c + 1$ Jet-Kanal bestimmt werden. Die angegebenen Unsicherheiten entsprechen dabei der quadratischen Summe aus den statistischen Unsicherheiten bedingt durch die Anzahl zur Verfügung stehender simulierter Ereignisse und den deutlich dominierenden systematischen Unsicherheiten. Die relativen statistischen Unsicherheiten betragen im $W + c + 0$ Jet-Kanal lediglich $\pm 1.0\%$ auf U und $\pm 0.8\%$ auf B sowie jeweils $\pm 1.5\%$ im $W + c + 1$ Jet-Kanal. Die systematischen Unsicherheiten auf U und B belaufen sich hingegen auf $\pm 4.5\%$ und $\pm 6.1\%$ im $W + c + 0$ Jet-Kanal und $\pm 7.4\%$ und $\pm 5.7\%$ im $W + c + 1$ Jet-Kanal, deren Zusammensetzung und Bestimmung im nächsten Abschnitt ausführlich erläutert wird.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Bestimmung der Korrekturfaktoren U und B sowie ihrer Unsicherheiten in enger Zusammenarbeit mehreren Gruppen in Vorbereitung einer Veröffentlichung erfolgte.

	$W+c+0\text{Jet}$	$W+c+1\text{Jet}$
U	0.401 ± 0.018	0.48 ± 0.04
B	0.051 ± 0.003	0.054 ± 0.003

Tabelle 8.1.: Die Korrekturfaktoren U und B für den $W+c+0\text{Jet}$ - und den $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal, die in die Berechnung der $W+c$ -Wirkungsquerschnitte nach Gl. 8.1 und Gl. 8.2 eingehen. U und B wurden nach den Gln. 8.3 bzw. 8.4 mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation des Signalprozesses durch ALPGEN + PYTHIA (vgl. 6.2) bestimmt. Bei den angegebenen Unsicherheiten handelt es sich um die quadratische Summe der systematischen Unsicherheiten, deren Ermittlung in Abschnitt 8.3 erläutert ist, und den statistischen Unsicherheiten infolge der Anzahl zur Verfügung stehender simulierter Ereignissen.

8.3. Systematische Unsicherheiten der Korrekturfaktoren

Die systematischen Unsicherheiten, mit denen die Korrekturfaktoren U und B behaftet sind, sollen im Folgenden entsprechend ihrer Quelle aufgeführt und ihre Bestimmung kurz erläutert werden.

Da sowohl U als auch B mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen gewonnen wurden, gibt es eine Reihe von theoretischen Annahmen, die bei beiden gleichermaßen zu systematischen Unsicherheiten führen. Die Ergebnisse hängen zunächst einmal von der gewählten Monte Carlo-Simulation ab, die hier mit Hilfe von ALPGEN + PYTHIA generiert wurde, aber auch die zugrundeliegende PDF (CTEQ6L1) hat einen Einfluss auf die Vorhersagen. Viel entscheidendere Auswirkungen haben in der vorliegenden Analyse jedoch die Vorhersagen über Produktionsraten der c -Hadronen, die Modellierung ihrer Fragmentationsfunktionen und insbesondere die zugrundeliegenden Verzweigungsverhältnisse von c -Hadronen in Myonen und deren Impulsspektrum (vgl. Kapitel 3). Die zuletzt aufgeführten Punkte sind auch deswegen von entscheidender Bedeutung, da die ursprünglichen Werte bzw. Verteilungen dafür in der PYTHIA-Simulation durch anderweitig bestimmte durch Umgewichten ersetzt wurden, wie weiter unten erläutert wird. Bevor diese Quellen von systematischen Unsicherheiten für U und B gemeinsam diskutiert werden, ist zu erwähnen, dass U über den Zähler $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ (Gl. 8.3) zusätzlich auch Unsicherheiten unterworfen ist, die durch die angewendete Rekonstruktion der Objekte, die in Kapitel 5 thematisiert ist, bedingt sind. Evaluiert wird der Einfluss der Rekonstruktion einerseits durch Betrachtung der Unsicherheiten auf den Skalierungsfaktoren, die angewendet wurden, um beobachtete Diskrepanzen zwischen der Rekonstruktion der Daten und der Monte Carlo-Simulation zu korrigieren (vgl. Abschnitt 6.2.4) und andererseits durch Untersuchung der Unsicherheiten der Energieskalierungen der Objekte sowie der fehlenden transversalen Energie (vgl. Abschnitt 5.3).

Skalierungsfaktoren Wie in Abschnitt 6.2.4 ausführlich diskutiert, wurden, um Unterschiede in der Effizienz der Rekonstruktion der Objekte Elektron und Myon zwischen den Daten und der Simulation zu beseitigen, auf letztere Skalierungsfaktoren angewendet, die in der Regel nahe bei Eins liegen. Die mit den einzelnen Skalierungsfaktoren verbundenen Unsicherheiten lassen sich direkt in Unsicherheiten auf U übersetzen. So resultiert die Unsicherheit des Elektronskalierungsfaktors im $W+c+0\text{Jet}$ - und $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal gleichermaßen in einer relativen systematischen Unsicherheit von U von $\pm 1.9\%$. Entsprechend

der Zusammensetzung des Skalierungsfaktors aus einzelnen Skalierungsfaktoren zur Effizienzkorrektur der Ein-Elektron-Trigger, zur Korrektur der Rekonstruktions- und Identifikationseffizienz und der Effizienzkorrektur bei Anwendung der Forderungen nach Isolation und bestimmter Werte des transversalen Stoßparameters ist die gesamte angegebene Unsicherheit durch quadratische Addition der einzelnen Unsicherheiten, die in Tabelle 8.2 zusätzlich aufgeführt sind, gewonnen. Diese wiederum wurden ermittelt durch Variation des jeweiligen Skalierungsfaktors innerhalb seiner Unsicherheit. In analoger Vorgehensweise wurde die relative Unsicherheit auf U infolge der Myonskalierungsfaktoren in beiden Kanälen zu $\pm 1.2\%$ bestimmt. Bei den in diese einfließenden einzelnen Skalierungsfaktoren, denen für *combined* Myonen sowie für Myonen innerhalb Jets, sind minimale Unterschiede zwischen $W + c + 0$ Jet- und $W + c + 1$ Jet-Kanal zu beobachten (vgl. Tabelle 8.2). Etwas größere Unterschiede findet man bei den Unsicherheiten bedingt durch den Korrekturfaktor für die Fehlidentifikationsrate, der dafür Rechnung trägt, dass in den Daten und in der Simulation nicht in gleichem Maße unechte Myonen in Jets leichter Quarks oder Gluonen selektiert werden. Entsprechend der Beobachtung, die in Abschnitt 7.1.2 geschildert ist, dass es sich bei dem zusätzlichen Jet im $W + c + 1$ Jet-Kanal meistens um einen solchen Jet aus leichten Quarks handelt und es passieren kann, dass eine Spur innerhalb dieses zusätzlichen Jets irrtümlich für das Myon gehalten wird, das zur Identifikation des c -Jets ausgenutzt wird, ist es plausibel, dass im $W + c + 1$ Jet-Kanal die aus der Fehlidentifikationsrate resultierende Unsicherheit mit $\sigma_U/U = \pm 0.5\%$ leicht höher ist als im $W + c + 0$ Jet-Kanal mit $\sigma_U/U = \pm 0.2\%$.

Energieskalierung und -auflösung Wie in Abschnitt 5.3 erläutert, wurde die ursprüngliche Kalibration des Kalorimeters noch dadurch verbessert, dass in dedizierten Messungen Skalierungen gewonnen wurden, die auf gemessene Energien der Elektronen und Jets angewendet wurden. Um den Einfluss dieser Korrekturen auf die Selektion und damit U abzuschätzen, wurden die Skalierungen auch auf die Monte Carlo-Simulation des Signalprozesses angewendet und innerhalb der gegebenen Unsicherheiten variiert. Für Elektronen im Zentralbereich des Detektors ($|\eta| < 2.47$) beläuft sich die Unsicherheit auf der Energieskala auf $\pm(0.3 - 1.6)\%$ [32], was sich in einer relativen Unsicherheit auf U von $\pm 1.1\%$ und $\pm 0.6\%$ im $W + c + 0$ Jet- bzw. $W + c + 1$ Jet-Kanal niederschlägt. Für Jets mit niedrigen Transversalimpulsen liegt die Unsicherheit der Energieskala infolge der schwierigen Bestimmung der solchen (vgl. Abschnitt 5.3) bei rund $\pm 4\%$ und bei Jets mit $p_T > 60$ GeV bei etwa $\pm(2.5 - 3)\%$ [50]. Resultiert dies im $W + c + 0$ Jet-Kanal bereits in $\sigma_U/U = \pm 2.5\%$ und somit zur größten beitragenden Unsicherheit, beläuft sich im $W + c + 1$ Jet-Kanal die ergebende Unsicherheit auf $\sigma_U/U = \pm 6.7\%$. Dabei sind die angegebenen Werte jeweils die größeren, die sich bei Variation der jeweiligen Skala innerhalb der Unsicherheiten nach oben bzw. unten ergeben haben.

Wie in Abschnitt 5.3 erläutert, musste, um die Energieauflösung von Elektronen in den Daten durch die Monte Carlo-Simulation korrekt zu beschreiben, letztere statistisch verschmiert werden. Um die daraus resultierende Unsicherheit auf U zu bestimmen, wird der Grad, mit dem die Energie verschmiert wird, innerhalb der Unsicherheit der Energieauflösungskorrektur von $\pm 0.4\%$ [32] variiert. Die sich so ergebende relative Unsicherheit beläuft sich in beiden Kanälen auf lediglich $\pm 0.1\%$. Eine ähnliche Notwendigkeit, die Energieauflösung der Jets in der Monte Carlo-Simulation zur Bestimmung der nominellen Werte zu korrigieren, bestand hingegen nicht. Um jedoch den Einfluss der Unsicherheit der Jet-Energieauflösung auf U abzuschätzen, wurde analog zu den Elektronen die Jet-Energie in der Monte Carlo-

Simulation innerhalb der Unsicherheit von rund $\pm 10\%$ [96] verschmiert, was sich in $\sigma_U/U = \pm 0.4\%$ und $\sigma_U/U = \pm 0.3\%$ im $W+c+0\text{Jet}$ - bzw. $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal niederschlägt. Auch der Impuls der Myonen wurde verschmiert, um die Impulsauflösung in den Daten korrekt widerzugeben. Eine Variation davon innerhalb der Unsicherheiten, mit der die Auflösung bestimmt wurde, trägt mit weniger als $\pm 0.1\%$ in beiden Kanälen gleichermaßen kaum zur gesamten Unsicherheit auf U bei. Bei allen bisher angegebenen Unsicherheiten infolge der Energieskalierung oder -auflösung wurde berücksichtigt, dass sich die Variationen über Gl. 5.9 auch auf die fehlende transversale Energie fortpflanzen. Unberücksichtigt sind jedoch Unsicherheiten jener Terme der fehlenden transversalen Energie, die Beiträge durch niedere-energetische Jets (*SoftJets*) sowie nicht zu bestimmten Objekten zugeordnete Energiedepositionen (*CellOut*) liefern. Da beide auf derselben Cluster-Kalibration beruhen, werden sie innerhalb ihrer Unsicherheiten vollständig korreliert variiert, um die Unsicherheit auf U , die in Tabelle 8.2 unter *AllClusters* angegeben ist, zu gewinnen: $\sigma_U/U = \pm 1.2\%$ im $W+c+0\text{Jet}$ - und $\sigma_U/U = \pm 1.1\%$ im $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal. Zusätzlich berücksichtigt wird der Einfluss von *Pile-Up* auf die Rekonstruktion von E_T^{miss} , was in einer Unsicherheit auf U von $\pm 1.0\%$ bzw. $\pm 0.8\%$ resultiert.

Die bisher aufgeführten systematischen Unsicherheiten mit denen U behaftet ist, lassen sich zusammenfassen, indem alle Komponenten quadratisch addiert werden. Dies führt zu dem Ergebnis von $\sigma_U/U = \pm 3.8\%$ im $W+c+0\text{Jet}$ - und $\sigma_U/U = \pm 7.2\%$ $W+c+1\text{Jet}$ -Kanal. Die einzelnen Beiträge sowie die Ergebnisse der quadratischen Addition sind in Tabelle 8.2 zusammenfassend dargestellt.

Fragmentation der c -Hadronen Wie in Abschnitt 3.2 ausführlich beschrieben, kann der Prozess der Fragmentation nicht mit Hilfe der Störungstheorie vorhergesagt werden. Stattdessen bedient man sich zu seiner Beschreibung verschiedener Modelle, die anhand von Messungen parametrisiert und optimiert werden können. In der Monte Carlo-Simulation des Signalprozesses durch den Generator PYTHIA³, welche zur Bestimmung der nominellen Werte von U und B sowie der bisher erörterten Unsicherheiten herangezogen wurde, wird der Fragmentationsprozess mit Hilfe des in Abschnitt 3.2 vorgestellten „String-Modells“ beschrieben. Um den Einfluss dieser Wahl auf die Korrekturfaktoren U und B abzuschätzen, werden beide Größen in einer anderen Monte Carlo-Simulation des Signalprozesses, die mit dem Generator HERWIG produziert wurde, bestimmt und die Differenz zu den nominellen Ergebnissen als systematische Unsicherheit angegeben. In der Simulation durch HERWIG liegt der Fragmentation ein alternatives Modell zugrunde, das „Cluster-Modell“. Anhand von Abbildung 8.1 lassen sich einige Unterschiede zwischen den beiden Modellen beobachten, in der zum einen die Produktionsraten $f(h \rightarrow c)$ der vornehmlich produzierten schwach zerfallenden c -Hadronen verglichen sind (8.1(a)) und zum anderen beispielhaft das Verhältnis des transversalen Impulse des D^0 -Mesons p_T^h und des in der Fragmentation entstandenen c -Jets p_T^{c-Jet} , welches eine Größe darstellt, die sensitiv ist auf die zugrundeliegende Fragmentati-

³Hier und im Folgenden wird stets darauf verzichtet zu erwähnen, dass der zugrundeliegende harte Streuprozess mit dem Generator ALPGEN simuliert wurde. Die verkürzte Bezeichnung PYTHIA dient insbesondere der Abgrenzung zu einer weiteren zum Vergleich herangezogenen Simulation des Signalprozesses, auf die mit HERWIG verwiesen wird. Bei letzterer Simulation wurde der harte Streuprozess ebenfalls von ALPGEN simuliert, jedoch wurde für die Beschreibung der Hadronisierung der Monte Carlo-Generator HERWIG verwendet, in Kombination mit der Simulation des *Underlying Event* durch JIMMY (vgl. Abschnitt 6.2).

	σ_U/U [%]	
	$W + c + 0 \text{ Jet}$	$W + c + 1 \text{ Jet}$
Elektronskalierungsfaktor	± 1.9	± 1.9
↔ Trigger	± 0.6	± 0.6
↔ Rekonstruktion	± 0.8	± 0.8
↔ Identifikation	± 1.0	± 1.0
↔ Isolation und d_0	± 1.2	± 1.2
Elektronenergieskala	± 1.1	± 0.6
Energieauflösung Elektronen	± 0.1	± 0.1
Myonskalierungsfaktor	± 1.2	± 1.2
↔ <i>combined</i> Myonen	± 1.1	± 1.0
↔ Myonen in Jets	± 0.4	± 0.4
Fehlidentifikationsrate	± 0.2	± 0.5
Energieauflösung Myonen	$< \pm 0.1$	$< \pm 0.1$
Jet-Energieskala	± 2.5	± 6.7
Energieauflösung Jets	± 0.4	± 0.3
E_T^{miss}	± 1.6	± 1.4
↔ <i>AllClusters</i>	± 1.2	± 1.1
↔ <i>Pile-Up</i>	± 1.0	± 0.8
Σ	± 3.8	± 7.2

Tabelle 8.2.: Übersicht über die zum Korrekturfaktor U beitragenden systematischen Unsicherheiten infolge der in Abschnitt 5 diskutierten Rekonstruktion der untersuchten Objekte. Mit „↔“ ist angedeutet, dass die betreffende Komponente bereits in dem jeweiligen übergeordneten Zwischenergebnis berücksichtigt ist.

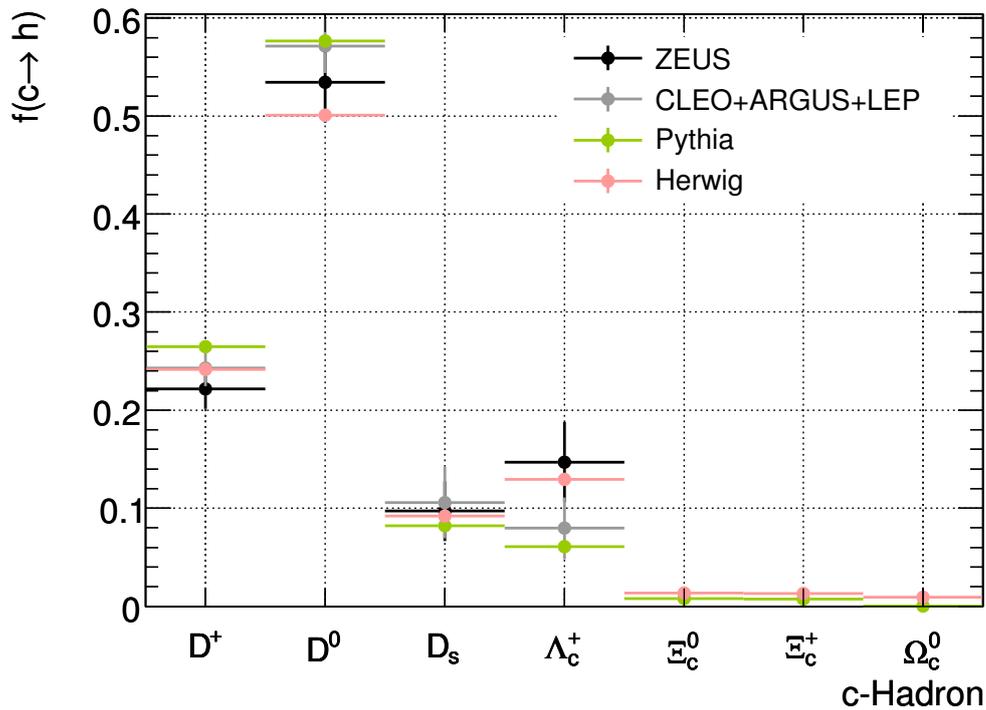
onsfunktion, gegenüber gestellt sind (8.1(b)). Neben den Werten aus den beiden Simulationen sind in Abbildung 8.1(a) zusätzlich - sofern vorhanden - die Ergebnisse von Messungen der CLEO- und ARGUS-Kollaborationen sowie von LEP [26] auf der einen Seite⁴ und der ZEUS-Kollaboration [25] auf der anderen Seite eingetragen. Der Vergleich zeigt, dass HERWIG tendenziell die Ergebnisse der ZEUS-Kollaboration wiedergibt, wohingegen die Werte von PYTHIA eher mit jenen der anderen Messungen übereinstimmen, sodass ihre Differenz Unterschiede in den Messungen gut beschreiben. Um daher die systematischen Unsicherheiten auf U und B infolge der Wahl eines Fragmentationsmodells zu bestimmen, werden die Produktionsraten in PYTHIA derart umgewichtet, dass sie dieselben sind wie in HERWIG, U und B ermittelt und der relative Unterschied zu den nominellen Ergebnissen in Tabelle 8.1 bestimmt. Dieser ist schließlich als systematische Unsicherheit auf U und B in Tabelle 8.3

⁴Die gemittelten Ergebnisse der drei Messungen sind in Tabelle 3.1 zu finden.

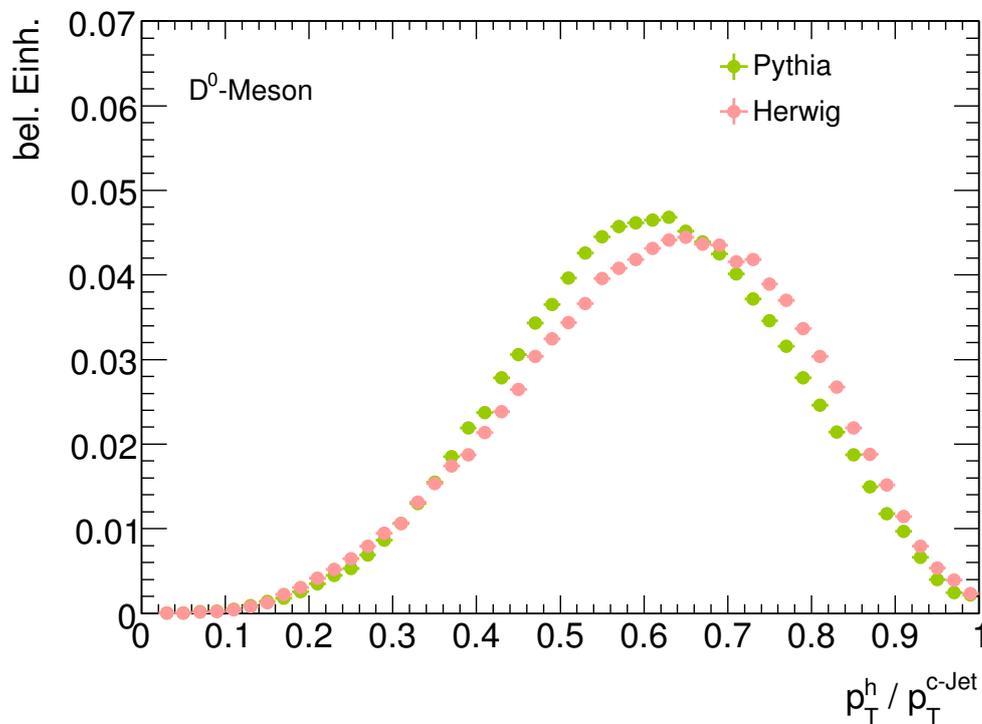
angegeben. Somit erhält man für den $W+c+0$ Jet-Kanal für U eine relative Unsicherheit von $+0.4\%$ und B von -4.9% sowie $+0.7\%$ und -4.8% im $W+c+1$ Jet-Kanal, wobei die Unsicherheiten im Folgenden symmetrisiert werden. Die Ungewichtung stellt dabei sicher, dass die bestimmten Unsicherheiten sich tatsächlich auf die Unterschiede in der Beschreibung der Fragmentation beziehen und nicht darüberhinaus noch weitere Unterschiede, beispielsweise in der Modellierung der Schauerentwicklung der beiden Generatoren, berücksichtigen.

In Abbildung 8.1(b) ist, wie bereits erwähnt, beispielhaft das auf Eins normierte Verhältnis des transversalen Impulse des D^0 -Mesons und des im Zuge der Fragmentation entstandenen c -Jets p_T^h/p_T^{c-Jet} zu sehen, das einmal mit Hilfe der PYTHIA- und einmal mit der HERWIG-Simulation bestimmt wurde. Dabei handelt es sich, wie im vorangegangenen Abschnitt definiert, um einen wahren Jet rekonstruiert aus stabilen Teilchen, zu denen auch die Zerfallsprodukte des D^0 -Mesons gehören. Da der transversale Impuls des c -Jets ein gutes Maß für den transversalen Impuls des initialen c -Quarks darstellt, ist das aufgetragene Verhältnis sensitiv auf die der Simulation zugrundeliegende Fragmentationsfunktion. Denn diese gibt, vereinfacht gesprochen, an, welchen Impulsbruchteil des ursprünglichen c -Quarks das in der Fragmentation entstandene c -Hadron davonträgt. In der PYTHIA-Simulation folgen die Fragmentationsfunktionen gerade der in Abschnitt 3.2 aufgeführten „symmetrischen LUND-Funktion“, deren Parameter in Fits an Daten bestimmt sind. Der Vergleich des von PYTHIA vorhergesagten Verhältnisses p_T^h/p_T^{c-Jet} in Abbildung 8.1(b) mit der entsprechenden HERWIG-Vorhersage zeigt, dass letzterer eine härtere Fragmentation des D^0 -Mesons zugrundeliegt. Die systematische Unsicherheit, die solche Unterschiede infolge der verschiedenen Modelle berücksichtigt, gewinnt man auch hier durch Ungewichten jener Verteilungen für alle in Abbildung 8.1(a) aufgeführten c -Hadronen in PYTHIA, sodass sie denselben Verlauf zeigen wie jene der HERWIG-Simulation und durch Bestimmung der Korrekturfaktoren U und B sowie ihres relativen Unterschiedes zu den nominellen Werten. Dadurch erhält man die in Tabelle 8.3 angegebenen systematischen Unsicherheiten für den $W+c+0$ Jet- und $W+c+1$ Jet-Kanal, die -1.6% und $+1.2\%$ bzw. -0.9% und $+0.5\%$ betragen und im Folgenden symmetrisiert werden. Es fällt dabei auf, dass diese jeweils für U und B fast vollständig anti-korreliert sind. Denn eine Variation des transversalen Impulses des c -Hadrons wirkt sich auf den transversalen Impuls des aus dem Zerfall hervorgehenden Myons aus und führt dazu, dass bestimmte Myonen den geforderten p_T -Schnitt eben nicht mehr oder aber gerade noch passieren. Berücksichtigt man weiterhin, dass der Nenner von U gerade dem Zähler von B entspricht und nimmt einmal vereinfacht an, dass die Anzahl der rekonstruierten $W+c$ -Ereignisse N_{OS-SS}^{Wc} und die Anzahl der wahren $W+c$ -Ereignisse N_{Wc} , mit beliebig zerfallenden c -Hadronen, unverändert sind, wird klar, wie eine Änderung der transversalen Impulse der c -Hadronen zu einer entgegengesetzten Variation der Korrekturfaktoren kommt. Es bleibt allerdings zu berücksichtigen, dass sich der veränderte transversale Impuls der c -Hadronen und daher der Zerfallsmyonen in der Effizienz, mit der diese rekonstruiert werden können, niederschlägt, was dazu führt, dass sich auch N_{OS-SS}^{Wc} ändert. Auch N_{Wc} bleibt nicht unbeeinflusst, da sich ebenso die Anzahl der zur Identifikation des c -Jets geforderten c -Hadronen mit einem Impuls oberhalb der angegebenen Schwelle ändert, jedoch bleibt insgesamt die Tendenz der entgegengesetzten Variation bestehen.

Myonverzweungsverhältnis der c -Hadronen und Impulsverteilung der Zerfallsmyonen Da in der vorliegenden Analyse Myonen von semileptonisch zerfallenden c -Hadronen in Jets zu ihrer Identifikation ausgenutzt werden, ist bei der Bestimmung der Korrekturfakto-



(a)



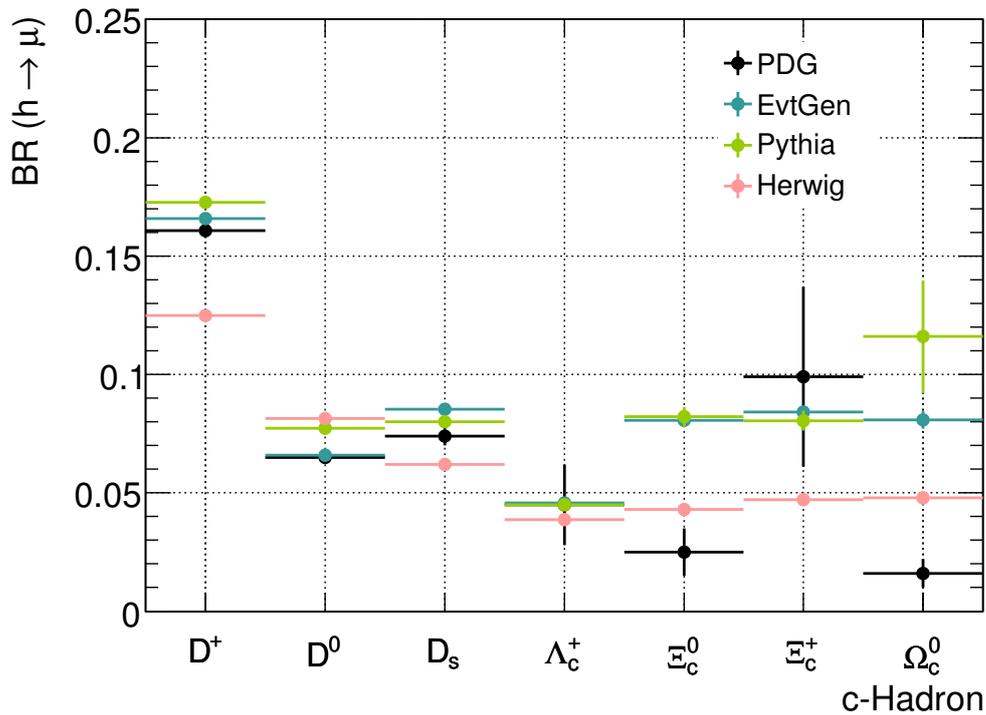
(b)

Abbildung 8.1.: (a) Produktionsraten $f(c \rightarrow h)$ verschiedener c -Hadronen vorhergesagt, in Monte Carlo-Simulationen der Generatoren PYTHIA und HERWIG im Vergleich zu Messergebnissen - sofern vorhanden - der CLEO- und ARGUS-Kollaborationen sowie von LEP [26] und der ZEUS-Kollaboration [25]. (b) Auf Eins normiertes Verhältnis des transversalen Impulses des D^0 -Mesons und des im Zuge der Fragmentation entstandenen c -Jets $p_T^h / p_T^{c\text{-Jet}}$, welches sensitiv ist auf die den Simulationen zugrundeliegenden Fragmentationsfunktionen. Das Verhältnis wurde mit Hilfe einer PYTHIA- und einer HERWIG-Simulation bestimmt (basierend auf Ref. [97]).

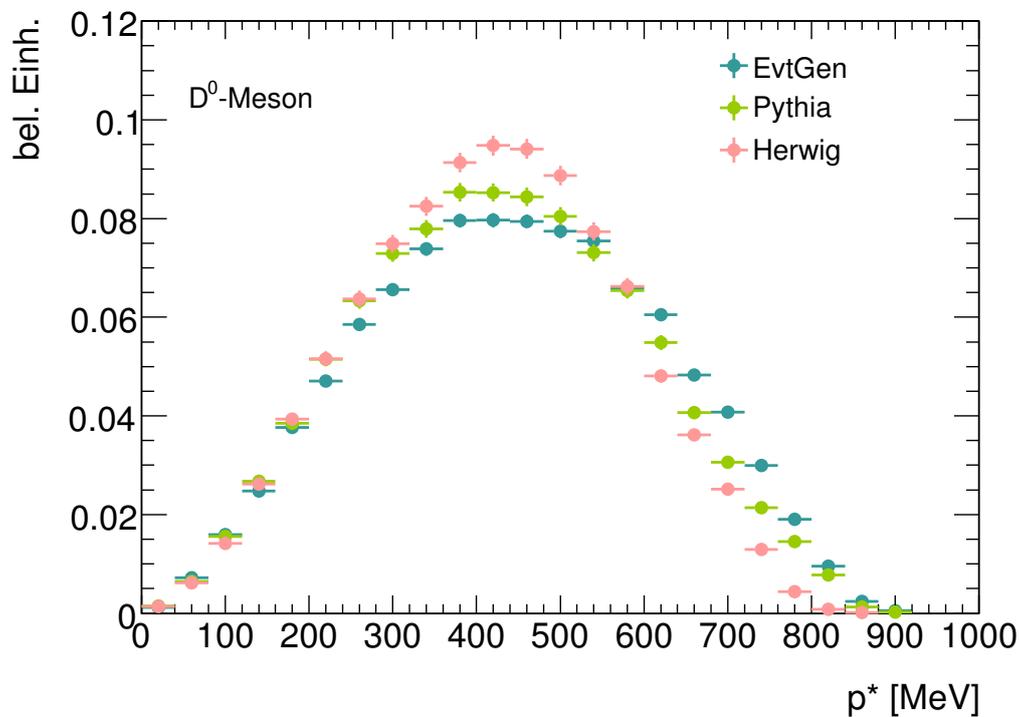
ren U und B entscheidend, welche Annahmen die dazu verwendete Monte Carlo-Simulation zum einen über das Verzweigungsverhältnis von c -Hadronen in Myonen und zum anderen über das Impulsspektrum der Zerfallsmuonen macht. So zeigt Abbildung 8.2(a) verschiedene Angaben für die Verzweigungsverhältnisse $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$ für dieselbe Auswahl an c -Hadronen wie zuvor. Neben den Vorhersagen der PYTHIA und HERWIG generierten Monte Carlo-Simulation sind die des Monte Carlo-Generators EVTGEN zu sehen, der viele experimentell gemessene Verzweigungsverhältnisse implementiert hat. Darüber hinaus sind auch von der Particle Data Group (PDG) [11] zusammengestellte Messergebnisse abgebildet, die zuvor in Tabelle 3.1 aufgeführt waren. Der Vergleich ergibt, dass PYTHIA und EVTGEN insbesondere für D-Mesonen die gemessenen Werte gut wiedergeben, wohingegen HERWIG größere Abweichungen zeigt, jedoch für Baryonen eine etwas bessere Beschreibung liefert. Bei der Bestimmung aller bisher aufgeführten nominellen Werte mit Hilfe der PYTHIA-Simulation waren die Verzweigungsverhältnisse jedoch gemäß Abbildung 8.2(a) so umgewichtet, dass sie den PDG-Werten entsprachen. Um daher die systematischen Unsicherheiten auf den Korrekturfaktoren U und B infolge der Verzweigungsverhältnisse zu erhalten, werden die der angegebenen c -Hadronen einzeln in der bereits umgewichteten PYTHIA-Simulation innerhalb der von der Particle Data Group zur Verfügung gestellten Unsicherheiten variiert. Die relativen Unterschiede der anschließend bestimmten Korrekturfaktoren zu den nominellen Werten wurden quadratisch addiert und symmetrisiert, sodass jeweils die größeren Werte der Variation nach oben bzw. nach unten in Tabelle 8.3 als relative Unsicherheiten aufgeführt sind. So erhält man für den $W+c+0$ Jet-Kanal eine relative Unsicherheit auf U von $\pm 0.1\%$ und auf B von $\pm 1.7\%$ und für den $W+c+1$ Jet-Kanal in ähnlicher Höhe $\pm 0.2\%$ und $\pm 1.7\%$, respektive.

In Abbildung 8.2(b) sind beispielhaft die verschiedenen von EVTGEN, PYTHIA, und HERWIG vorausgesagte Impulsspektren der Myonen p^* im Schwerpunktsystem des D^0 -Meson, aus dessen Zerfall sie hervorgegangen sind, zu sehen. Der Vergleich zeigt, dass EVTGEN und PYTHIA beide ein etwas breiteres Spektrum voraussagen, das sich auch weiter zu höheren Werten erstreckt als jenes des HERWIG-Generators. Da EVTGEN detaillierte Zerfallsmodelle schwerer Hadronen implementiert hat, wurde bei der Bestimmung aller bisher aufgeführten nominellen Ergebnisse die ursprüngliche p^* -Verteilung der PYTHIA-Simulation derart umgewichtet, dass sie derjenigen von EVTGEN gleiche. Die in Tabelle 8.3 angegebenen Unsicherheiten infolge der zugrundeliegenden p^* -Verteilung wurde dadurch bestimmt, dass die p^* -Verteilung in der PYTHIA-Simulation anstatt der von EVTGEN vorhergesagten Verteilung zu der von HERWIG umgewichtet und die relative Differenz der daraufhin ermittelten Werte von U und B zu den nominellen berechnet wurde. Daraus resultieren relative systematische Unsicherheiten auf U von $+1.3\%$ und -2.7% im $W+c+0$ Jet-Kanal sowie $+1.0\%$ und -2.3% im $W+c+1$ Jet-Kanal, die ebenfalls im Folgenden als symmetrisch behandelt werden.

PDF Wie bereits erwähnt wurde zur Bestimmung der nominellen Werte der Korrekturfaktoren U und B eine mit PYTHIA generierte Simulation des Signalprozesses verwendet, deren zugrundeliegender PDF-Satz CTEQ6L1 ist. Um einen Eindruck über den Einfluss einer solchen Wahl auf die Ergebnisse zu erhalten und daraus systematische Unsicherheiten abzuleiten, wird eine Methode verwendet, die es ermöglicht die Ergebnisse mit verschiedenen PDF-Sätzen zu reproduzieren, ohne dafür jeweils eine eigene Simulation durchzuführen. Wird bei diesem sog. *PDF Reweighting* zwar der harte Streuprozess korrekt behandelt, gilt dies nicht für sekundäre Effekte, die wie das *Underlying Event* auch von der jeweiligen PDF



(a)



(b)

Abbildung 8.2.: (a) Verzweungsverhältnisse für den Zerfall verschiedener c -Hadronen in Myonen $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$ vorhergesagt in Monte Carlo-Simulationen der Generatoren EvtGen, Pythia und Herwig im Vergleich zu Messergebnissen, die von der Particle Data Group (PDG) [11] zusammengestellt wurden. (b) Impulsspektren des Myons im Schwerpunktsystem des c -Hadrons, aus dessen Zerfall es hervorgegangen ist, p^* , beispielhaft für das D^0 -Meson bestimmt aus Simulationen der Monte Carlo-Generatoren EvtGen, Pythia und Herwig (basierend auf Ref. [97])

	W + c + 0 Jet		W + c + 1 Jet	
	σ_U/U [%]	σ_B/B [%]	σ_U/U [%]	σ_B/B [%]
Produktionsrate	+0.4	-4.9	+0.7	-4.8
Fragmentationsfunktionen	-1.6	+1.2	-0.9	+0.5
Verzweigungsverhältnis $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$	± 0.1	± 1.7	± 0.2	± 1.7
Myonimpuls (im CMS des c-Hadrons) p^*	+1.3	-2.7	+1.0	-2.3
PDF	$\sim \pm 1.0$	$\sim \pm 1.0$	$\sim \pm 1.0$	$\sim \pm 1.0$
gesamt	± 2.3	± 6.1	± 1.8	± 5.7
gesamt + Rekonstruktion (vgl. Tabelle 8.2)	± 4.5	-	± 7.4	-

Tabelle 8.3.: Relative systematische Unsicherheiten auf die Korrekturfaktoren U und B im $W+c+0$ Jet- und $W+c+1$ Jet-Kanal, bedingt durch die theoretische Beschreibung der Fragmentation des c -Quarks und des anschließenden Zerfalls des c -Hadrons sowie den Einfluss der Wahl einer bestimmten zugrundeliegenden PDF. Somit sind aufgeführt die Unsicherheit im Zusammenhang mit der Produktionsrate von c -Hadronen und den Fragmentationsfunktionen (vgl. Abschnitt 3.2) sowie dem Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von c -Hadronen in Myonen $BR(h \rightarrow \mu\nu_\mu X)$ und dem Impulsspektrum p^* , das jene im Schwerpunktsystem des c -Hadrons, aus dem sie hervorgehen, zeigen. Die gesamte theoretische Unsicherheit ergibt sich aus der quadratischen Summe der zuvor symmetrisierten Einzelbeiträge. In der letzten Zeile ist für den Korrekturfaktor U das Ergebnis der quadratischen Addition dieser theoretisch bedingten Unsicherheiten mit jenen aus Tabelle 8.2 infolge der Rekonstruktion angegeben.

abhängen. Um die Korrekturfaktoren U und B für einen anderen PDF-Satz zu bestimmen, wird auf jedes Ereignis der nominellen Selektion ein Gewicht [98]

$$w = \frac{f'(x_1, Q^2, id_1) \cdot f'(x_2, Q^2, id_2)}{f(x_1, Q^2, id_1) \cdot f(x_2, Q^2, id_2)} \quad (8.5)$$

angewendet, das von den Impulsbruchteilen x_1 und x_2 der beiden einlaufenden Partonen, deren *Flavour* id_1 und id_2 und der Schwerpunktsenergie des harten Streuprozesses bzw. der Energieskala Q^2 des Ereignisses abhängt. Dabei steht f für die ursprüngliche PDF und f' für diejenige, zu der hin umgewichtet wird. Um dieses Umgewichten vorzunehmen, wird ein Paket verwendet, LHAPDF [98], welches eine Schnittstelle zu einer Reihe von PDF-Sätzen darstellt. Das Umgewichten zu den PDF-Sätzen NNPDF2.1 [99], MSTW08 [18] und HERAPDF1.5 [100] und Evaluieren der Korrekturfaktoren U und B zeigt nur geringe Unterschiede in den Ergebnissen im Vergleich zu den nominellen Werten, die mit einer Unsicherheit von etwa 1 % berücksichtigt werden. Dadurch sind auch die sehr kleinen Unsicherheiten der einzelnen PDF-Sätze abgedeckt.

Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten auf U und B Die quadratische Addition der diskutierten und symmetrisierten Unsicherheiten, bedingt durch die Beschreibung der Fragmentation des c -Hadrons, dessen Zerfalls sowie des zugrundeliegenden PDF-Satzes ergibt im $W+c+0$ Jet-Kanal eine gesamte relative Unsicherheit auf U von $\sigma_U/U = \pm 2.3$ % und auf B von $\sigma_B/B = \pm 6.1$ %. Im $W+c+1$ Jet-Kanal erhält man eine gesamte relative Unsicherheit auf U von $\sigma_U/U = \pm 1.8$ % und auf B von $\sigma_B/B = \pm 5.7$ %. Sind damit für

B jeweils auch alle beitragenden Unsicherheiten, die in Tabelle 8.1 als absolute Unsicherheiten angegeben sind, berücksichtigt, müssen auf U noch die weiter oben beschriebenen Unsicherheiten infolge der Rekonstruktion einbezogen werden, um die in Tabelle 8.1 aufgeführte totale Unsicherheit zu erhalten. Dazu addiert man auch hier die Unsicherheiten quadratisch und erhält schließlich eine gesamte Unsicherheit auf U von $\sigma_U/U = \pm 4.5\%$ im $W + c + 0$ Jet-Kanal und $\sigma_U/U = \pm 7.4\%$ im $W + c + 1$ Jet-Kanal.

8.4. Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung

In diesem Abschnitt werden mit Hilfe der Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte die gemessenen $W + c$ -Wirkungsquerschnitte im $W + c + 0$ Jet- und $W + c + 1$ Jet-Kanal angegeben und mit Vorhersagen verglichen. In Tabelle 8.4 sind nochmals alle zur Berechnung notwendigen Größen mit ihren Unsicherheiten aufgeführt. Mit diesen erhält man für den $W + c + 0$ Jet-Kanal über Gl. 8.1 für den Wirkungsquerschnitt der assoziierten Produktion eines W -Bosons mit einem c -Jet, wobei das W -Boson leptonisch in ein Elektron und ein Neutrino und das c -Hadron semileptonisch in ein Myon zerfällt,

$$\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu) = (2.01 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \pm 0.13 \text{ (syst.)} \pm 0.07 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb} \quad (8.6)$$

und über Gl. 8.2 extrapoliert auf c -Jets mit beliebig zerfallenden c -Hadronen

$$\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu) = (39.42 \pm 1.06 \text{ (stat.)} \pm 3.11 \text{ (syst.)} \pm 1.46 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb} \quad (8.7)$$

in einem Phasenraum, der über die Anforderungen, wie in Abschnitt 8.2 beschrieben, eingeschränkt ist. In analoger Weise erhält man für den $W + c + 1$ Jet-Kanal, bei dem neben dem c -Jet noch genau ein weiterer Jet zugelassen

$$\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu) = (0.63 \pm 0.04 \text{ (stat.)} \pm 0.08 \text{ (syst.)} \pm 0.02 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb} \quad (8.8)$$

und

$$\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu) = (11.7 \pm 0.8 \text{ (stat.)} \pm 1.6 \text{ (syst.)} \pm 0.4 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb} \quad (8.9)$$

in einem Phasenraum, der gegenüber dem des $W + c + 0$ Jet-Kanals noch durch die zusätzlichen Forderungen an den zweiten Jet weiter eingeschränkt ist (vgl. Abschnitt 8.2). Bei den angegebenen systematischen Unsicherheiten wurde berücksichtigt, dass zwischen den Korrekturfaktoren U und B teilweise eine Anti-Korrelation besteht, wie im vorangegangenen

	$W + c + 0$ Jet	$W + c + 1$ Jet
$N_{\text{OS-SS}}^{\text{Daten}}$	4250 ± 102	1540 ± 82
$N_{\text{OS-SS}}^{\text{Unt}}$	464 ± 145	353 ± 81
U	0.401 ± 0.018	0.48 ± 0.04
B	0.051 ± 0.003	0.054 ± 0.003
L_{int}	$(4.70 \pm 0.17) \text{ fb}^{-1}$	

Tabelle 8.4.: Zusammenfassung der Größen, die in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu)$ und $\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu)$ im $W + c + 0$ Jet- und $W + c + 1$ Jet-Kanal eingehen.

Abschnitt beschrieben.

Im $W + c + 0$ Jet-Kanal liegt die statistische Unsicherheit in der gleichen Größenordnung wie jene bedingt durch die Luminositätsmessung ($\pm 3.7\%$) und auch die systematischen Unsicherheiten sind mit $\pm 6\%$ bzw. $\pm 8\%$ nur etwa doppelt so groß, obwohl in der gesamten Abschätzung sehr konservativ vorgegangen wurde. Im $W + c + 1$ Jet-Kanal ist sowohl die statistische Unsicherheit mit etwa $\pm 7\%$ als auch die systematische Unsicherheit mit $\pm 13\%$ bzw. $\pm 14\%$, nahezu doppelt so hoch wie im $W + c + 0$ Jet-Kanal. Dies kann insbesondere auf die etwa verdoppelte Unsicherheit infolge der Jet-Energieskala bei zwei Jets im Ereignis zurückgeführt werden (vgl. Tabelle 8.2), die bereits im $W + c + 0$ Jet-Kanal die größte beitragende Unsicherheit darstellt. Bei der Extrapolation auf beliebig zerfallende c -Jets dominiert in beiden Kanälen von den Unsicherheiten infolge von Theorievorhersagen jene, die angibt, wie gut die Produktionsraten der verschiedenen c -Hadronen in der Fragmentation bekannt sind (vgl. Tabelle 8.3).

Um einen Eindruck zu bekommen, wie die gemessenen Wirkungsquerschnitte aus den Gln. 8.6 - 8.9 mit Vorhersagen übereinstimmen, sind in Tabelle 8.5 die entsprechenden Werte für beide Kanäle aufgeführt, die mit Hilfe der ALPGEN + PYTHIA-Simulation (vgl. Abschnitt 6.2) innerhalb eines der Messung entsprechenden Phasenraums, der durch die in Abschnitt 8.2 aufgeführten Schnitte eingeschränkt ist. Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, wurde auch zu dieser Bestimmung das Verzweigungsverhältnis von c -Hadronen in Myonen an die Messwerte der Particle Data Group angepasst sowie das p^* -Spektrum der Zerfallsmyonen so umgewichtet, um einen Verlauf wie durch den Generator EVTGEN vorausgesagt, zu erhalten. Zudem wurde der der Simulation zugrundeliegende LO-Wirkungsquerschnitt mit Hilfe eines Korrekturfaktors von 1.196, der für eine Monte Carlo-Simulation inklusiver $W + Jets$ -Ereignisse durch Anpassung an den NNLO-Wirkungsquerschnitt [66] bestimmt wurde, der NNLO-Vorhersage angepasst. Die in Tabelle 8.5 angegebenen Unsicherheiten sind rein statistischer Natur, bedingt durch die Anzahl der zur Verfügung stehenden simulierten Ereignisse. Man kann davon ausgehen, dass die theoretischen Unsicherheiten, mit denen die Simulation behaftet ist, sich in Unsicherheiten auf die vorhergesagten Wirkungsquerschnitte niederschlagen, die in derselben Größenordnung liegen wie die in den Gln. 8.6 - 8.9 angegebenen theoretischen und experimentellen zusammen, wenn nicht gar darüber. Der Vergleich mit den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten zeigt schließlich, dass diese etwas höher sind als es nach der ALPGEN + PYTHIA-Vorhersage erwartet wurde. Innerhalb ihrer Unsicherheiten sind die gemessenen Werte aber durchaus mit den vorhergesagten kompatibel.

Wirkungsquerschnitt	$W + c + 0 \text{ Jet}$ [pb]	$W + c + 1 \text{ Jet}$ [pb]
$\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu)$	1.9 ± 0.02	0.56 ± 0.03
$\sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu)$	37.2 ± 0.3	10.3 ± 0.6

Tabelle 8.5.: Durch die ALPGEN + PYTHIA-Simulation (vgl. Abschnitt 6.2) vorhergesagte Wirkungsquerschnitte für den $W + c + 0 \text{ Jet}$ - und $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal in einem durch die in Abschnitt 8.2 aufgeführten Schnitte eingeschränkten Phasenraum. In der Simulation wurde, wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, zum einen das Verzweigungsverhältnis von c -Hadronen in Myonen und zum anderen das p^* -Spektrum der Zerfallsmuonen umgewichtet. Zudem wurde der zugrundeliegende $W + c$ -Wirkungsquerschnitt von LO auf NNLO korrigiert.

8.5. Ausblick

Mit der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts eröffnet sich eine hervorragende Gelegenheit einen Beitrag zur Reduzierung der beträchtlichen Unsicherheiten auf den PDFs der strange-Quarks im Proton zu leisten. Darüberhinaus bilden die im Verlauf der Messung durchgeführten Studien eine ausgezeichnete Grundlage einerseits für eine weitere Optimierung der vorgestellten Ergebnisse hinsichtlich der sehr konservativ abgeschätzten systematischen Unsicherheiten und andererseits für die Durchführung weiterer daraus hervorgehender Messungen. Welche Verbesserung der Unsicherheiten der strange-Quark-PDF man sich von der vorliegenden Messung erhofft und um welche weiterführenden Messungen es sich handeln kann, soll im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Voraussichtlicher Einfluss der vorliegenden $W + c$ -Wirkungsquerschnittsmessung auf die Unsicherheit der s -Quark-PDF Abbildung 8.3 zeigt die relativen Unsicherheiten auf der s -Quark-PDF des NNPDF2.1-Satzes [99] bei $Q^2 = m_W^2$, die ausschließlich in Anpassungen an in Beschleunigerexperimenten gesammelte Daten bestimmt wurden. Darüberhinaus ist eine Vorhersage dafür zu sehen, wie diese Unsicherheiten unter Einbeziehung einer Messung des $W + c$ -Wirkungsquerschnitts bei einer integrierten Luminosität von 5 fb^{-1} verringert werden können und damit eine Präzision erreicht werden kann, die mit globalen Anpassungen vergleichbar ist. Diese Abschätzung basiert auf einer Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\sigma_{W+\bar{c}}/\sigma_{W-c}$ (s.u.), die durch die CMS-Kollaboration bei einer integrierten Luminosität von 36 pb^{-1} durchgeführt wurde (vgl. Abschnitt 3.6). Da die Extrapolation zu der Vorhersage daher von größeren systematischen Unsicherheiten ausgeht, als sie in der vorliegenden Messung bestimmt wurden, ist zu erwarten, dass mit Hilfe der vorliegenden Ergebnisse sogar noch eine stärkere Absenkung der Unsicherheiten auf der s -Quark-PDF erreicht werden kann.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{W+\bar{c}}$ und σ_{W-c} Die Messung des Verhältnisses aus den ladungstrennten $W + c$ -Wirkungsquerschnitten $\sigma_{W+\bar{c}}$ und σ_{W-c} im $W + c + 0 \text{ Jet}$ - und $W + c + 1 \text{ Jet}$ -Kanal stellt eine naheliegende Ergänzung dar. Ein großer Vorteil der Messung dieses Verhältnisses besteht darin, dass die meisten in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten beitragenden systematischen Unsicherheiten sich bei der Bildung des Verhältnisses gegenseitig aufheben. Lediglich Unsicherheiten, die vornehmlich aus der Untergrun-

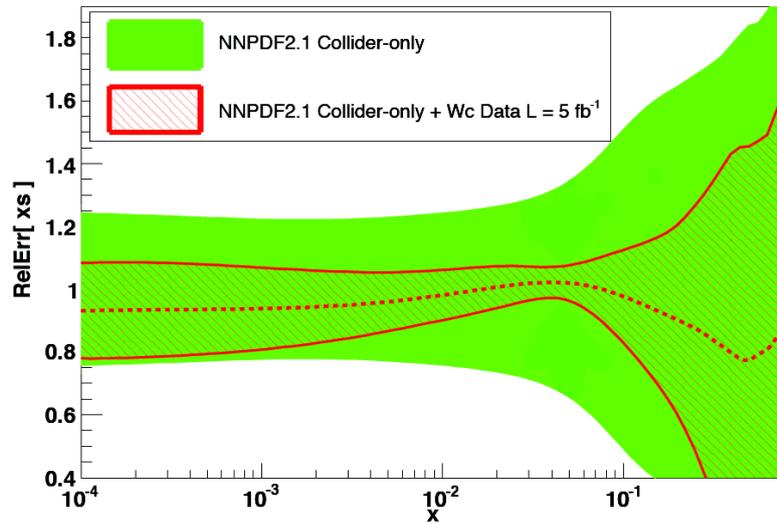


Abbildung 8.3.: Relative Unsicherheiten auf der s -Quark-PDF des NNPDF2.1-Satzes [99] bei $Q^2 = m_W^2$ in Abhängigkeit des Impulsbruchteils vom Proton x . Das rot schraffierte Band zeigt die Vorhersage dafür, dass zu den bereits existierenden Messungen von Beschleunigerexperimenten in der PDF-Anpassung (grünes Band) eine Messung des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts bei einer totalen integrierten Luminosität von 5fb^{-1} hinzugenommen wird [101].

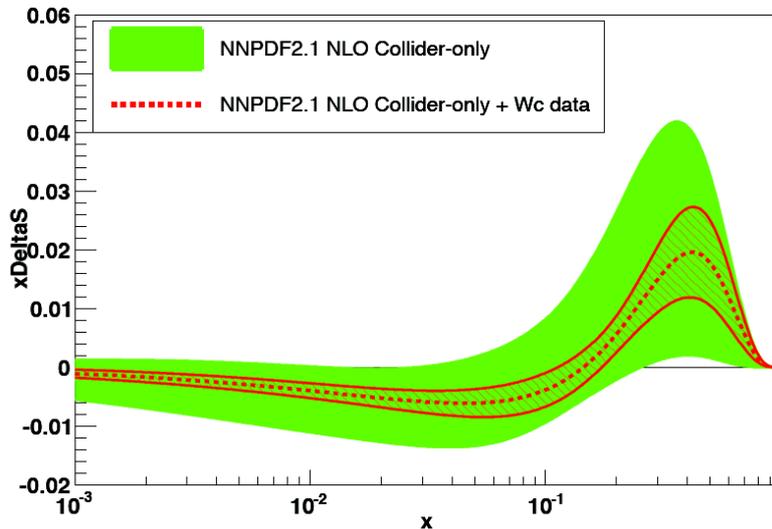


Abbildung 8.4.: Unterschied zwischen dem s - und \bar{s} -Quark-Gehalt des Protons in Abhängigkeit des Impulsbruchteils x . Bestimmt wurde die Verteilung mit Hilfe des NNPDF2.1 (NLO)-Satzes [99] bei $Q^2 = m_W^2$ basierend allein auf den Daten von Beschleunigerexperimenten (grünes Band) und unter Hinzunahme der Messung des Verhältnisses $\sigma(W^+c+X)/\sigma(W^-c+X)$ durch die CMS-Kollaboration (rot umrahmtes und schraffiertes Band), (vgl. Abschnitt 3.6 und [6]), (basierend auf [101].)

dabschätzung und der Rekonstruktionseffizienz herrühren, die teilweise nicht identisch sind für Ereignisse mit unterschiedlichen Ladungen der Objekte, werden sich zu einer gesamten systematischen Unsicherheit summieren, die jedoch gegenüber den präsentierten systematischen Unsicherheiten der absoluten $W + c$ -Wirkungsquerschnittsmessung stark abgeschwächt ist. Lässt sich die systematische Unsicherheit stark genug senken, kann die Messung dieses Verhältnisses dazu beitragen, Aufschluss darüber zu geben, ob der s -Quark- und \bar{s} -Quark-Gehalt des Protons, wie naiv erwartet, tatsächlich gleich ist oder aber es ein Ungleichgewicht zwischen diesen gibt. Denn Messungen der NuTeV- und CCFR-Experimente am Fermilab, die sensitiv auf den *strange*-Gehalt des Protons sind, haben Hinweise geliefert, dass eine Asymmetrie zwischen s - und \bar{s} -Quark vorliegen könnte, die durchaus mit Hilfe theoretischer Modelle (z.B. das *meson cloud model*) vorhergesagt werden kann [102]. Die bislang vorliegenden Messungen sind jedoch noch mit zu großen Unsicherheiten behaftet, um eine Asymmetrie eindeutig belegen oder ausschließen zu können. Damit die Bestimmung des Verhältnisses $\sigma_{W^+c}/\sigma_{W^-c}$ jedoch in der Lage ist, Aufschluss über eine mögliche Asymmetrie des *strange*-Gehalts zu geben, muss berücksichtigt werden, dass eine Asymmetrie des Verhältnisses bereits aufgrund der d/\bar{d} -Quark induzierten $W + c$ -Prozesse erwartet ist.⁵ Denn, wie in Abschnitt 3.1 erörtert, ist die Wahrscheinlichkeit, dass durch d -Quark-Gluon-Streuung der Endzustand $W^-c + X$ produziert wird infolge der dominanten PDF des Valenzquarks, höher als jene, für die Produktion von $W^+\bar{c}$ infolge von \bar{d} -Quark-Gluon-Streuung. Demnach ist nur bei ausreichend genauer Kenntnis dieser Asymmetrie und gleichzeitiger Reduktion der systematischen Unsicherheiten das zu messende Verhältnis $\sigma_{W^+c}/\sigma_{W^-c}$ sensitiv genug, um Rückschlüsse auf die s - \bar{s} -Asymmetrie zuzulassen. Abbildung 8.4 zeigt den Unterschied zwischen den s - und \bar{s} -Quark-Verteilungen, ermittelt mit Hilfe des NNPDF2.1 (NLO)-Satzes [99] bei $Q^2 = m_W^2$. Die zu sehenden Verteilungen basieren beide auf den Daten von Beschleunigerexperimenten, wobei nur bei der Bestimmung der einen die Messung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses $\sigma_{W^+c}/\sigma_{W^-c}$ durch die CMS-Kollaboration aus den Daten, die im Jahr 2010 am LHC geliefert wurden und einer totalen integrierten Luminosität von 36 pb^{-1} entsprechen (vgl. Abschnitt 3.6 und [6]), hinzugenommen wurde, so dass der Einfluss dieser Messung auf die Unsicherheit, mit der das Verhältnis bestimmt werden kann, abzulesen ist. Bereits mit Hilfe der Messung des Verhältnisses $\sigma_{W^+c}/\sigma_{W^-c}$ mit einem verhältnismäßig geringen Datensatz konnte die Sensitivität bereits enorm gesteigert werden, weswegen eine weitere Erhöhung der Sensitivität bei einer Wiederholung der Messung mit dem vollen Datensatz aus dem Jahr 2011 zu erwarten ist.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_{Wc} und σ_{W+Jets} Auch die Messung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte σ_{Wc} und σ_{W+Jets} ist im Hinblick auf die Reduktion systematischer Unsicherheiten attraktiv, auch insbesondere als Beitrag in der Bestimmung der *strange*-PDFs. Denn es wird nicht erwartet, dass die Sensitivität der $W + c$ -Wirkungsquerschnittsmessung durch eine weitere Senkung der statistischen Unsicherheiten, d.h. durch größere zur Verfügung stehende Datensätze, erhöht werden kann, solange die systematische Unsicherheit infolge der Luminositätsmessung nicht weiter reduziert werden kann [101]. So muss zwar zur Bestimmung des Verhältnisses der $W + c$ -Wirkungsquerschnitt extrapoliert auf beliebige c -Jets herangezogen werden, es fällt jedoch nicht nur die Unsicherheit infolge

⁵Die bereits existierende Messung des Verhältnisses $\sigma(W^+\bar{c} + X)/\sigma(W^-c + X) = 0.92 \pm 0.19 \text{ (stat.)} \pm 0.04 \text{ (syst.)}$ der CMS-Kollaboration kann eine derartige Asymmetrie innerhalb der Unsicherheiten weder bestätigen noch widerlegen (vgl. Abschnitt 3.6 und [6]).

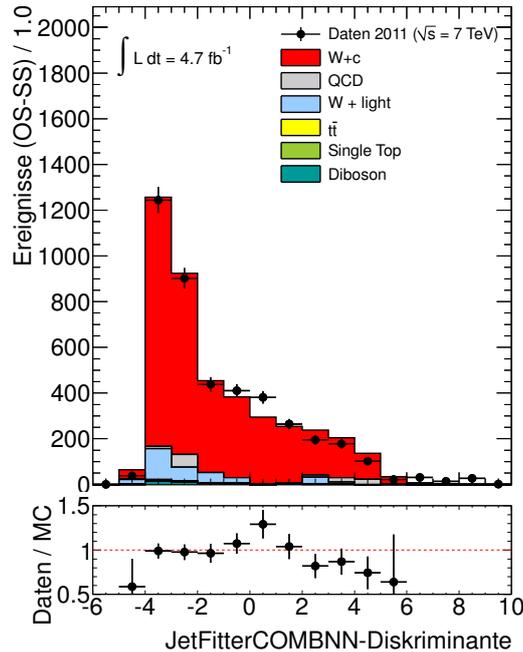


Abbildung 8.5.: Verteilung der b -Tagging-Variablen, der $JetFitterCOMBNN$ -Diskriminanten, nach der $W+c+0$ Jet-Selektion und Differenzbildung zwischen OS- und SS-Ereignissen, (vgl. für Details Abbildung 7.9).

der Luminositätsmessung, sondern auch alle mit der Rekonstruktion des W -Bosons zusammenhängenden weg. Nicht komplett eliminieren, aber sicherlich reduzieren, lassen sich Unsicherheiten, die die Jet-Rekonstruktion betreffen, insbesondere die Jet-Energieskala, die für inklusive Jets und solche schwerer Quarks durchaus verschieden ist. Denn bei Jets schwerer Quarks tragen Zerfälle unter Aussendung von Neutrinos, die zu einer schlechteren Rekonstruktion der Jet-Energie führen, nicht unerheblich bei.

Eine differentielle $W+c$ -Wirkungsquerschnittsmessung Insbesondere bei zukünftig größeren Datenmengen kann eine differentielle Messung der $W+c$ -Wirkungsquerschnitte einen wertvollen Beitrag zur weiteren Senkung der Unsicherheiten auf s -Quark-PDFs leisten, da die Sensitivität des Prozesses auf den s -Quark-Gehalt des Protons bei sorgfältiger Wahl der Variablen, in der die Messung durchgeführt wird, noch erhöht werden kann. Für vergangene Messungen (vgl. beispielsweise Refn. [103], [104] oder [105]) hat sich beispielsweise die Pseudorapidität η_e des Elektrons als geeignet herausgestellt und bereits durchgeführte Vorstudien [31] lassen vermuten, dass es sich dabei auch für die differentielle Messung der $W+c$ -Wirkungsquerschnitte um eine geeignete Variable handelt.

Kalibration der Identifikationseffizienz von c -Jets beim b -Tagging Insbesondere die Selektion zur Extraktion des $W+c$ -Signals im $W+c+0$ Jet-Kanal und der anschließenden Differenzbildung zwischen OS- und SS-Ereignissen resultiert in einer Auswahl von Datenergebnissen, von denen man erwartet, dass bis zu 90 % tatsächlich einen c -Jet enthalten. Daher ist die zur Bestimmung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte extrahierten Stichprobe prädestiniert für eine Untersuchung von c -Jets. Bereits in Abschnitt 7.1.2 wurde die kom-

plette Verteilung der *b-Tagging*-Variablen, der JetFitterCOMBNN-Diskriminanten, gezeigt, die nochmals in Abbildung 8.5 zu sehen ist. Diese ermöglicht es, die *b-Tagging*-Effizienz für *c*-Jets sowohl in den Daten als auch in der Simulation zu bestimmen und daraus einen Skalierungsfaktor zu berechnen, der mögliche Unterschiede in der Identifikationseffizienz von *c*-Jets zwischen den Daten und der Simulation korrigiert. Da die *b-Tagging*-Effizienz grundsätzlich von der Lebensdauer der untersuchten Hadronen abhängt, ist sie für verschiedene *c*-Hadronen, die, wie in Abschnitt 3.3 erläutert, stark unterschiedliche Lebensdauern aufweisen, entsprechend unterschiedlich. Da durch die Forderung nach semileptonisch zerfallenden *c*-Hadronen insbesondere langlebige D^+ -Mesonen selektiert werden, stellte eine Kalibration der *c-Tagging*-Effizienz für *c*-Jets mit Hilfe der vorliegenden Daten eine gute Ergänzung zu bereits existierenden mit Schwerpunkt auf kurzlebigen *c*-Hadronen, insbesondere D^0 -Mesonen aus D^{*+} -Zerfällen [106], dar.

In der vorliegenden Arbeit wurde die erste Messung des Wirkungsquerschnitts der Produktion eines W -Bosons in Assoziation mit einem charm-Jet in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, die mit Hilfe des ATLAS-Experiments am Teilchenbeschleuniger LHC des Forschungszentrums CERN aufgezeichnet wurden, vorgestellt. Diese Messung stellt einen weiteren Test der Vorhersagen des Standardmodells, insbesondere der Quantenchromodynamik (QCD), in einem bisher unerforschten Energiebereich dar. Da im Standardmodell die Produktion eines W -Bosons in Verbindung mit einem charm-Quark in Proton-Proton-Kollisionen vorherrschend durch die Streuung eines Gluons mit einem strange-Quark bzw. strange-Antiquark erfolgt, bietet die Bestimmung des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts darüberhinaus eine ausgezeichnete Möglichkeit einen Beitrag zur Reduzierung der beträchtlichen Unsicherheiten auf den Partonverteilungsfunktionen (PDFs) der strange-Seequarks im Proton zu leisten. Der zur Verfügung stehende vollständige Datensatz des Jahres 2011, der einer integrierten Luminosität von 4.7 fb^{-1} entspricht, ermöglichte es, die statistische Limitierung vorangegangener Messungen des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts durch andere Experimente zu überwinden [4–6]. Dies erlaubte es, zusammen mit einer zusätzlichen Reduktion der systematischen Unsicherheiten, die Präzision, mit der die vorliegenden Ergebnisse bestimmt wurden, deutlich zu verbessern.

In der vorliegenden Arbeit wurden insbesondere jene $W+c$ -Ereignisse untersucht, in denen neben dem c -Jet kein bzw. genau ein weiterer Jet vorliegt, was in einer voneinander unabhängigen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte im sog. $W+c+0 \text{ Jet}$ - und $W+c+1 \text{ Jet}$ -Kanal resultierte. Die Rekonstruktion der W -Bosonen erfolgte dabei mit Hilfe ihrer leptonenischen Zerfallsprodukte, eines hochenergetischen Elektrons und eines (Anti-)Elektron-Neutrinos, das sich im Detektor als fehlende transversale Energie (E_T^{miss}) zeigt. Zur Identifikation der c -Jets wurde der semileptonische Zerfall der c -Hadronen in Myonen ausgenutzt, die sich demnach innerhalb eines Jets befinden. Infolge der Ladungserhaltung können nur die Kombinationen W^-c und $W^+\bar{c}$ auftreten, woraus folgt, dass die Ladungen der Zerfallsleptonen, Elektron und Myon, stets entgegengesetzte Vorzeichen tragen. Diese Korrelation zwischen den Leptonladungen wurde ausgenutzt, um $W+c$ -Kandidaten aus den Daten zu extrahieren. Dazu wurden die selektierten Ereignisse in solche mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen der Zerfallsleptonen (OS-Ereignisse¹) und solche mit gleichem Ladungsvorzeichen (SS-Ereignisse) aufgeteilt und die Anzahl letzterer von der ersterer abgezogen. Da nur wenige der beitragenden Untergrundprozesse eine derartige Ladungskorrelation zeigen, konnte bei dieser Vorgehensweise der zunächst dominierende Untergrund stark reduziert werden und eine Signalreinheit von rund 90 % im $W+c+0 \text{ Jet}$ und knapp 80 % im $W+c+1 \text{ Jet}$ erreicht werden. Der geringe verbleibende Anteil an Untergrundeignissen wurde für die meisten Prozesse mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen abgeschätzt. Die

¹Die abkürzende Bezeichnung „OS-Ereignisse“ für Ereignisse mit entgegengesetzten Ladungsvorzeichen der Zerfallsleptonen geht auf den engl. Ausdruck *opposite sign* zurück. Analog werden Ereignisse mit gleichem Ladungsvorzeichen nach *same sign* als SS-Ereignisse bezeichnet.

Beiträge durch die insbesondere vor der Differenzbildung dominierenden Untergrundprozesse hingegen wurden aus den Daten abgeschätzt. Bei diesen handelt es sich zum einen um Multi-Jet-Ereignisse infolge von QCD-Prozessen und zum anderen um Ereignisse, in denen das W -Boson in Assoziation mit einem Jet aus leichten Quarks (u , d oder s) oder einem Gluon erzeugt wurde, die als QCD- bzw. W + light-Jet-Untergrund bezeichnet werden. Beiden Abschätzungen liegt die Überlegung zugrunde, dass der Anteil eines bestimmten Prozesses nach der Differenzbildung nicht allein durch die absolute Anzahl an OS- und SS-Ereignissen bestimmt ist, sondern vielmehr durch das Zusammenspiel mit der jeweiligen *Asymmetrie* bzgl. des Ladungsprodukts, also des relativen Unterschiedes zwischen OS- und SS-Ereignissen gemessen an der Gesamtzahl. Dementsprechend wurde die Asymmetrie der beiden Untergrundprozesse verschiedenen Strategien folgend separat ermittelt. Der absolute Beitrag hingegen wurde gemeinsam mit Hilfe einer Anpassung an die W + c -Kandidaten mit gleichem Ladungsvorzeichen abgeschätzt, die der Erwartung nach durch Untergrundereignisse dominiert sind.

Die Wirkungsquerschnitte für den W + c + 0 Jet- und den W + c + 1 Jet-Kanal wurden beide in zwei Schritten bestimmt. Demnach wurde jeweils zunächst derjenige Wirkungsquerschnitt ermittelt, der durch die Strategie der Messung auf solche c -Jets beschränkt ist, bei denen das ursprüngliche c -Hadron semileptonisch in ein Myon mit einem Transversalimpuls von mehr als 4 GeV zerfällt. Dieser wurde dann in einem zweiten Schritt mit Hilfe theoretischer Vorhersagen auf beliebige c -Jets extrapoliert. Beide Wirkungsquerschnitte sind jedoch jeweils auf den durch die Messung bestimmten zugänglichen Phasenraum beschränkt, welcher durch die Forderung nach Elektronen und Jets mit transversalen Impulsen größer als 25 GeV, die sich im Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2.5$ befinden, definiert ist. Auf eine weitere Extrapolation auf den gesamten Phasenraum wurde verzichtet, um die beitragenden theoretischen Unsicherheiten so gering wie möglich zu halten. Die im W + c + 0 Jet-Kanal ermittelten Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung des sehr genau bekannten Verzweigungsverhältnisses für den leptonischen Zerfall des W -Bosons $BR(W \rightarrow e\nu)$ ergeben sich zu

$$\begin{aligned}\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu) &= (2.01 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \pm 0.13 \text{ (syst.)} \pm 0.07 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb} \\ \sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu) &= (39.42 \pm 1.06 \text{ (stat.)} \pm 3.11 \text{ (syst.)} \pm 1.46 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb}\end{aligned}$$

und im W + c + 1 Jet-Kanal

$$\begin{aligned}\sigma_{Wc(c \rightarrow \mu)} \times BR(W \rightarrow e\nu) &= (0.63 \pm 0.04 \text{ (stat.)} \pm 0.08 \text{ (syst.)} \pm 0.02 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb} \\ \sigma_{Wc} \times BR(W \rightarrow e\nu) &= (11.7 \pm 0.8 \text{ (stat.)} \pm 1.6 \text{ (syst.)} \pm 0.4 \text{ (Lumi.)}) \text{ pb}.\end{aligned}$$

Die aufgeführten Ergebnisse zeigen, dass die statistische Unsicherheit in derselben Größenordnung liegt, wie jene bedingt durch die Genauigkeit der Luminositätsmessung. Insbesondere im W + c + 0 Jet-Kanal ist die systematische Unsicherheit mit einem nur etwa doppelt so hohen Anteil wie die statistische Unsicherheit bereits sehr klein, obwohl alle systematischen Unsicherheiten sehr konservativ abgeschätzt wurden. Sie sind insbesondere durch die Jet-Energieskala dominiert, was auch dazu führt, dass die relative systematische Unsicherheit im W + c + 1 Jet-Kanal nahezu doppelt so hoch ist wie im W + c + 0 Jet-Kanal. Bei der Extrapolation auf beliebig zerfallende c -Hadronen innerhalb der c -Jets dominiert die Unsicherheit auf der Produktionsrate der verschiedenen schwach zerfallenden c -Hadronen.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte liegen allesamt leicht über den zum Vergleich herangezogenen Vorhersagen, sind jedoch innerhalb der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten kompatibel.

Abschätzungen lassen vermuten, dass die Einbeziehung der vorliegenden Messungen in Anpassungen zur Extraktion der strange-Quark-PDF die bisher beträchtlichen Unsicherheiten auf diesen stark reduzieren wird, so dass zukünftig allein durch Verwendung von Daten, die von Beschleunigerexperimenten stammen, eine mit globalen Anpassungen vergleichbare Präzision erreicht werden kann.

Der Nutzen der Untersuchung der assoziierten Produktion eines W -Bosons in Verbindung mit einem charm-Jet in Bezug auf die Reduzierung der Unsicherheiten der strange-Quark-PDF des Protons kann in zukünftigen Messungen noch verbessert werden, wenn es gelingt die systematischen Unsicherheiten weiter zu reduzieren. Eine Möglichkeit stellt dabei die Messung des Wirkungsquerschnitts im Verhältnis zu dem von W -Bosonen in Verbindung mit Jets beliebigen *Flavours*: $\sigma_{Wc}/\sigma_{W+Jets}$. Die Messung des Verhältnisses $\sigma_{W+\bar{c}}/\sigma_{W-c}$ der ladungsseparierten $W+c$ -Wirkungsquerschnitte verspricht in ähnlicher Weise eine starke Absenkung der systematischen Unsicherheiten und kann darüberhinaus zusätzliche Informationen über das Verhältnis von strange-Quarks zu strange-Antiquarks im Proton liefern. Auch eine differentielle Messung des $W+c$ -Wirkungsquerschnitts, beispielsweise in der Pseudorapidität des Elektrons, kann die Sensitivität des Prozesses auf den strange-Gehalt noch erhöhen.

Desweiteren ermöglicht die Tatsache, dass im Zuge der Selektion eine sehr reine Auswahl an Ereignissen mit c -Jets getroffen wurde, eine Kalibration der Identifikationseffizienz von c -Jets mit Hilfe von Algorithmen zur Erkennung von Jets aus b -Quarks, dem sog. *b-Tagging*.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die vorliegende Messung eine sehr gute Ergänzung der bereits am ATLAS-Experiment durchgeführten Messungen von W -Bosonen in Verbindung mit Jets und eine ausgezeichnete Grundlage für weitere Messungen darstellt, die das Ziel haben die Unsicherheiten der strange-Quark-PDF weiter zu reduzieren.

A Zwischenergebnisse der Untergrundabschätzung im $W + c + 1$ Jet-Kanal

In diesem Kapitel sind alle wesentlichen Zwischenergebnisse der Abschätzung der QCD- und $W + \text{light-Jet}$ -Untergründe aus den Daten, die in den Abschnitten 7.2.1 bis 7.2.3 ausführlich anhand des $W + c + 0$ Jet-Kanals erläutert wurde, für den $W + c + 1$ Jet-Kanal aufgeführt.

Abschätzung der Asymmetrie des QCD-Untergrundes

Selektion Nr.	Elektron ID	Isolation	N_{Sel}	$N_{\text{nicht-QCD}}/N_{\text{Sel}}$ [%]
1	nominell	nominell	1352 ± 37	4.1 ± 1.0
2	nominell	$E_{\text{T}}^{\text{cone}}(0.3) > 5 \text{ GeV}$	969 ± 31	2.3 ± 0.3
3	nominell	$E_{\text{T}}^{\text{cone}}(0.3) > 7 \text{ GeV}$	710 ± 27	2.3 ± 0.4
4	<i>medium++</i>	nominell	5961 ± 77	14.5 ± 0.8
5	<i>tight++</i>	nominell	3027 ± 55	24.9 ± 1.5

Tabelle A.1.: Auflistung verschiedener zum Vergleich herangezogener Template-Selektionen: neben der Anforderung an die Elektronidentifikation (ID) ist der Schnitt auf die Isolation des Elektrons variiert. Unter „nominell“ ist diejenige ID-Anforderung zu verstehen, die im Text in Abschnitt 7.2.1 als solche eingeführt wurde. Bei der Isolation bezeichnet „nominell“ $E_{\text{T}}^{\text{cone}}(0.3) > 3 \text{ GeV}$. Neben der Anzahl der jeweils in den Daten selektierten Ereignisse N_{sel} ist der prozentuale Anteil der dabei von den Monte Carlo-Simulationen vorhergesagten nicht-QCD-Ereignisse $N_{\text{nicht-QCD}}/N_{\text{sel}}$ aufgeführt, der bei der Gewinnung des zugehörigen Templates von der Datenverteilung abgezogen wird.

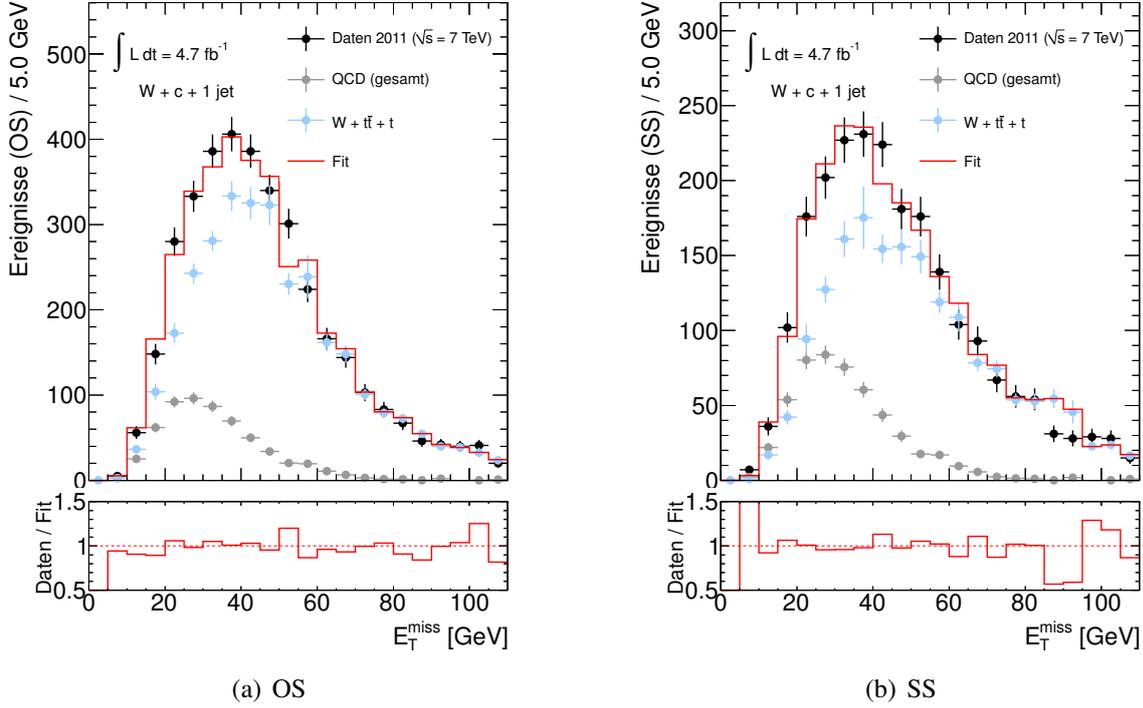


Abbildung A.1.: E_T^{miss} -Verteilung in den Daten (schwarz) nach der vollen $W+c+1$ Jet-Ereignisselektion mit Ausnahme des Schnittes auf E_T^{miss} für (a) negatives und (b) positives Ladungsprodukt. Zusätzlich sind das Template für die elektroschwachen und top-Anteile (hellblau) sowie das QCD-Template (grau), die entsprechend mit den Fit-Ergebnissen skaliert sind und deren Summe als Fit-Ergebnis in Form der roten Linie gezeigt ist, zu sehen. Zur Erstellung des QCD-Template, das in beiden Abbildungen dasselbe ist, wurde die nominelle Template-Selektion in den Daten angewendet; das nicht-QCD-Template wurde durch Anwendung der Ereignisselektion auf Monte Carlo-Simulationen gewonnen.

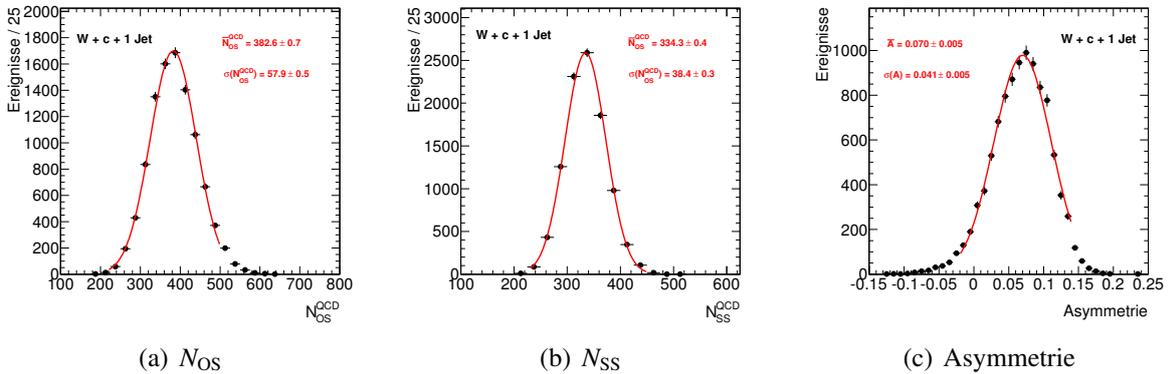


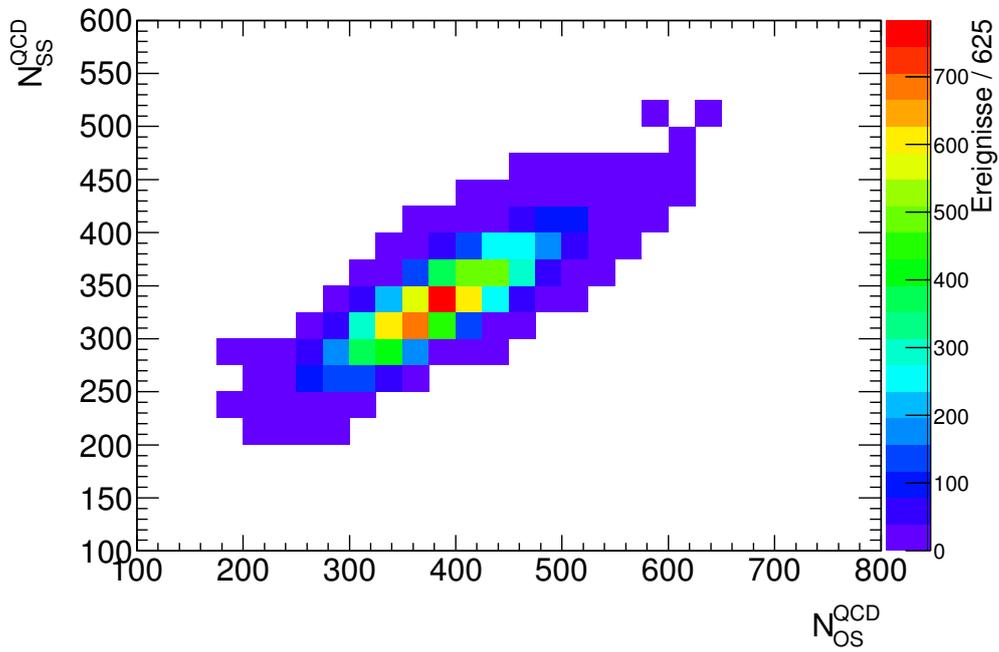
Abbildung A.2.: Verteilung der (a) Anzahl der QCD-Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt N_{OS} , (b) mit positivem Ladungsprodukt N_{SS} und (c) der Ladungsproduktasymmetrie A im $W+c+1$ Jet-Kanal gewonnen in 10 000 Template Fits mit zufällig variierten QCD- und nicht-QCD-Template. Mittelwerte und Standardabweichungen wurden mit Hilfe eines Fits extrahiert und sind ebenfalls in Tabelle A.3 aufgeführt.

Selektion	N_{OS}	N_{SS}	N_{OS+SS}	N_{gesamt}	A
1	402 ± 55	351 ± 40	753 ± 68	741 ± 68	0.07 ± 0.09
1*	394 ± 54	355 ± 41	750 ± 67	-	0.05 ± 0.09
2	399 ± 54	347 ± 40	746 ± 67	734 ± 67	0.07 ± 0.09
3	382 ± 52	337 ± 39	719 ± 65	709 ± 65	0.06 ± 0.09
4	434 ± 58	371 ± 42	805 ± 72	792 ± 72	0.08 ± 0.09
5	512 ± 69	438 ± 50	950 ± 85	934 ± 85	0.08 ± 0.09

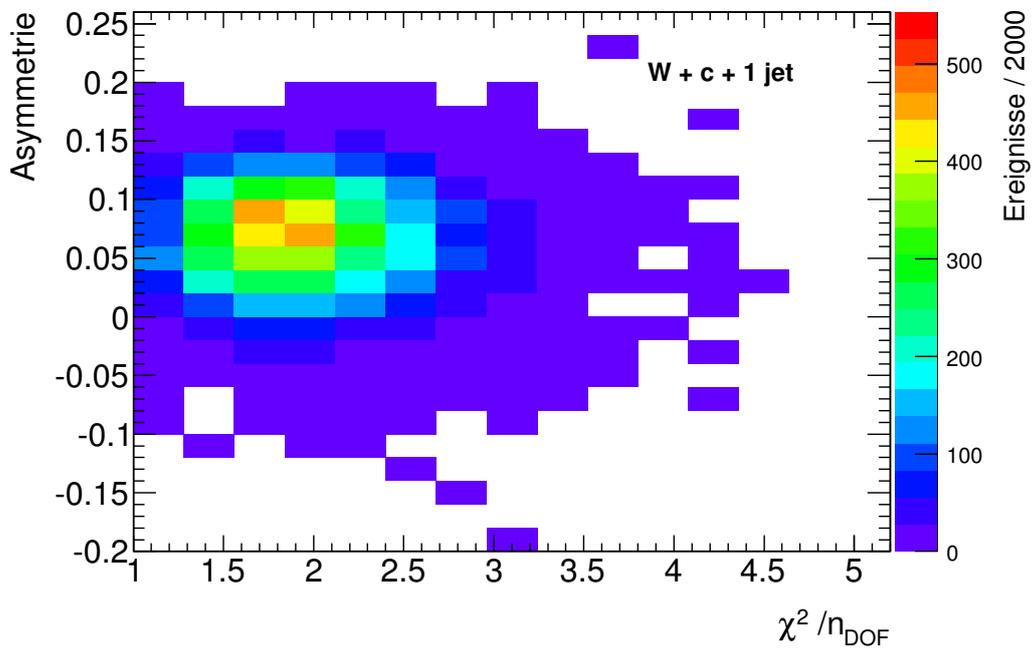
Tabelle A.2.: Ergebnisse der QCD-Abschätzung für die $W+c+1$ Jet-Ereignisselektion sowohl vor (N_{gesamt}) als auch nach der Aufteilung entsprechend des Ladungsprodukts in OS- (N_{OS}) und SS-Ereignisse (N_{SS}) für die verschiedenen in Tabelle A.1 aufgeführten Template-Selektionen. Mit Ausnahme der Ergebnisse in der mit * gekennzeichnete Zeile wurden alle weiteren Ereigniszahlen N_{gesamt} , N_{OS} und N_{SS} im Template Fit jeweils mit demselben vor der Aufspaltung in OS und SS gewonnenen QCD-Template bestimmt. N_{OS+SS} ist die Summe aus den Abschätzungen für N_{OS} und N_{SS} und mit N_{gesamt} , welches in einem Template Fit bestimmt wurde, zu vergleichen. Aus N_{OS} und N_{SS} ist auch die Ladungsproduktasymmetrie A unter Verwendung von Gl. 3.9 berechnet. Die angegebenen Unsicherheiten stammen aus dem Template Fit und wurden unter Verwendung Gaußscher Fehlerfortplanzung zu N_{OS+SS} und A (vgl. Gl. 3.12) propagiert.

	Mittelwert	Standardabweichung
N_{OS}	382.6 ± 0.7	57.9 ± 0.5
N_{SS}	334.3 ± 0.4	38.4 ± 0.3
A	0.070 ± 0.005	0.041 ± 0.005

Tabelle A.3.: Mittelwert und Standardabweichung der in Abbildung A.2 zu sehenden Verteilungen der Anzahl der QCD-Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt N_{OS} , mit positivem Ladungsprodukt N_{SS} sowie der Asymmetrie A im $W+c+1$ Jet-Kanal, die in 10 000 Template Fits mit zufällig variierten Templates gewonnen wurden.



(a)



(b)

Abbildung A.3.: Gegeneinander aufgetragen sind für jeden der 10 000 Template Fits, die unter Verwendung zufällig variiertes QCD- und nicht-QCD-Templates bestimmten Werte für N_{OS}^{QCD} und N_{SS}^{QCD} im W+c+1 Jet-Kanal (a) sowie (b) die aus diesen resultierende Asymmetrie und χ^2/n_{DOF} des entsprechenden Fits.

Abschätzung der Asymmetrie des W+light-Jet-Untergrundes

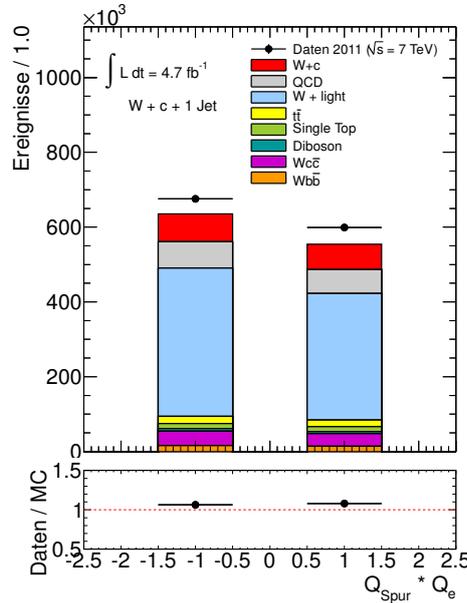


Abbildung A.4.: Ladungsprodukt im $W+c+1$ Jet-Kanal, bestimmt zwischen dem Signalelektron (Q_e) und jeder der, wie im Text beschrieben selektierten Spuren innerhalb des Jets (Q_{Spur}).

Die in den Daten bestimmte Asymmetrie $A_{W+light}^{Spur}$ bzgl. des Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_{Spur}$, das in Abbildung A.4 zu sehen ist, beläuft sich im $W+c+1$ Jet-Kanal auf:

$$A_{W+light}^{Spur} = 0.0655 \pm 0.0017. \quad (A.1)$$

Die angegebene Unsicherheit ergibt sich, wie in Abschnitt 7.2.2 für den $W+c+0$ Jet-Kanal erläutert, aus der Gaußschen Fortpflanzung der statistischen Unsicherheiten auf den Ereigniszahlen N_{OS} und N_{SS} der verschiedenen Beiträge in Gl. 7.13. Die in Abbildung A.4 zu beobachtende Diskrepanz zwischen den Daten und den Vorhersagen beträgt lediglich 6 % für Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_{Spur}$ und 7 % für Ereignisse mit positivem Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_{Spur}$.

Die Bestimmung der Asymmetrie $A_{W+light}^{Spur,MC}$ bzgl. des Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_{Spur}$ und der Asymmetrie $A_{W+light}^{MC}$ bzgl. des nominellen Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_\mu$, das in Abbildung 7.7(b) zu sehen ist, mit Hilfe einer $W+light$ -Jet-Simulation ergibt

$$A_{W+light}^{Spur,MC} = 0.0784 \pm 0.0016 \quad \text{und} \quad A_{W+light}^{MC} = 0.12 \pm 0.05. \quad (A.2)$$

Nach Gl. 7.16 lässt sich aus dem Verhältnis der Größen in Gl. A.2 ein Korrekturfaktor bestimmen, der auf die Asymmetrie $A_{W+light}^{Spur}$ in Gl. A.1 angewendet wird, um daraus die Asymmetrie $A_{W+light} = 0.10 \pm 0.04$ in Gl. 7.18 bezüglich des nominellen Ladungsprodukts $Q_e \cdot Q_\mu$ aus den Daten zu erhalten. Der Korrekturfaktor im $W+c+1$ Jet-Kanal beläuft sich demnach auf:

$$\alpha_A = \frac{A_{W+light}^{MC}}{A_{W+light}^{Spur,MC}} = 1.6 \pm 0.6. \quad (A.3)$$

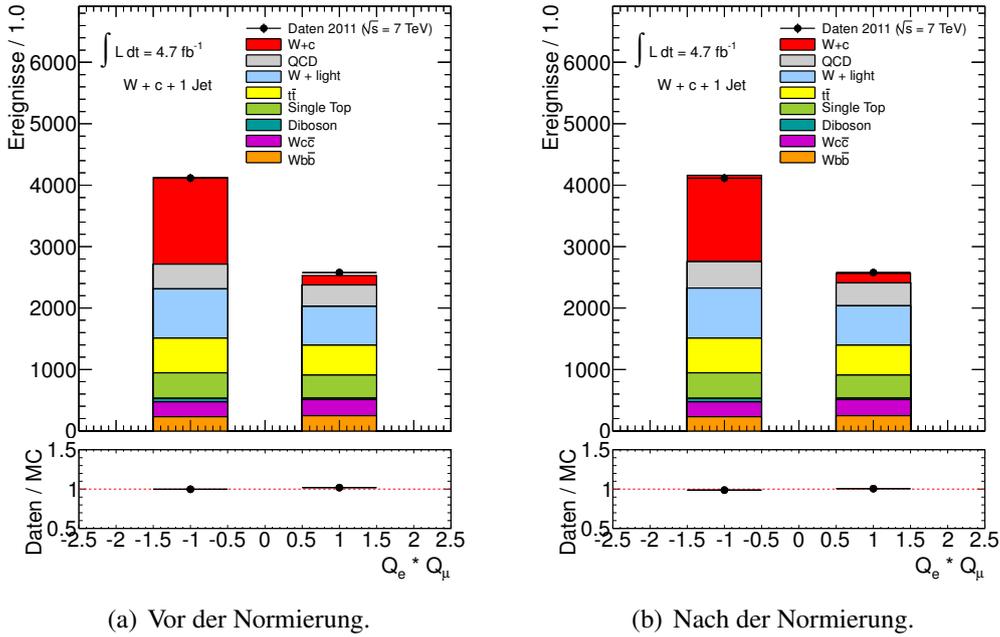


Abbildung A.5.: Das Ladungsprodukt $Q_e \cdot Q_\mu$ nach erfolgter $W+c+1$ Jet-Selektion sowohl vor (a) als auch nach (b) der gemeinsamen Festlegung der Normierung des QCD- und des W +light-Jet-Untergrundes. In Abbildung (a) ist die Abschätzung des W +light-Untergrundes (hellblau) der Monte Carlo-Simulation entnommen und der QCD-Untergrund (grau) entspricht der Vorhersage aus dem Template Fit (vgl. Tabelle A.2 die Ergebnisse zu Template Nr. 1). In Abbildung (b) hingegen sind beide Untergründe wie im Text in Abschnitt 7.2.3 erläutert skaliert. Alle anderen Beiträge, inklusive des Signals (rot), sind in beiden Abbildungen in Monte Carlo-Simulationen gewonnen worden.

Bestimmung und Normierung der systematischen Unsicherheiten des QCD- und W + light-Jet-Untergrundes

Die Startwerte für die in Abschnitt 7.2.3 erläuterte χ^2 -Minimierung zur Bestimmung der Normierung des QCD- und W + light-Jet-Untergrundes im $W+c+1$ Jet-Kanal, belaufen sich auf

$$N_{SS}^{\text{QCD,Start}} = 351 \quad \text{und} \quad N_{SS}^{\text{W+light,Start}} = 629 \quad (\text{A.4})$$

Dabei ist $N_{SS}^{\text{QCD,Start}}$ das Ergebnis des *Template Fits* (vgl. Tabelle A.2) und $N_{SS}^{\text{W+light,Start}}$ ist der Monte Carlo-Simulation entnommen.

Das Ladungsprodukt vor der Bestimmung der Normierung ist in Abbildung A.5(a) zu sehen. Nach erfolgter Minimierung erhält man

$$N_{SS}^{\text{QCD}} = 373 \pm 129 \quad \text{und} \quad N_{SS}^{\text{W+light}} = 654 \pm 129, \quad (\text{A.5})$$

was sehr gut mit den Startwerten übereinstimmt. Mit Hilfe der in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Propagation der SS-Ergebnisse über die gemessenen Asymmetrien (vgl. Gln. 7.12 bzw. 7.18) in OS-Ereignisse, ergeben sich die in Tabelle 7.4 aufgeführten Ergebnisse für N_{OS} , N_{SS} und N_{OS-SS} . Das entsprechende Ladungsprodukt ist in Abbildung A.5(b) zu sehen.

	$N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$	$\Delta N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}} / N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}} [\%]$
$N_{\text{SS}}^{\text{QCD}}$ hoch, $N_{\text{SS}}^{\text{W+light}}$ runter	1197	+0.8
$N_{\text{SS}}^{\text{QCD}}$ runter, $N_{\text{SS}}^{\text{W+light}}$ hoch	1177	-0.9
A_{QCD} hoch	1093	-7.9
A_{QCD} runter	1262	+6.4
$A_{\text{W+light}}$ hoch	1119	-5.7
$A_{\text{W+light}}$ runter	1249	+5.2
Summe	-	± 9.6
Summe + stat. Uns. MC	-	± 10.13

Tabelle A.4.: Einfluss der (anti-korrelierten) Variation der Anzahl der SS-Ereignis des QCD- und W + light-Jet-Untergrundes, $N_{\text{SS}}^{\text{QCD}}$ bzw. $N_{\text{SS}}^{\text{W+light}}$, innerhalb der gemeinsam bestimmten Unsicherheit sowie der unabhängigen Variation der Asymmetrien der beiden Untergrundprozesse, A_{QCD} bzw. $A_{\text{W+light}}$, innerhalb der jeweiligen Unsicherheiten auf die Anzahl der Signalereignisse $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ im W + c + 1 Jet-Kanal, die über Gl. 7.19 aus den Daten bestimmt ist. Der relative Unterschied der jeweils aus der Variation resultierenden Signalereignisse zum nominellen Ergebnis aus Tabelle A.2 von 1187, $\Delta N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}} / N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$, ist in Prozent angegeben. Die daraus abgeleitete systematische Unsicherheit auf $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ ergibt sich aus der quadratischen Summe der einzelnen relativen Unterschiede, wobei stets die größere der Variation nach oben bzw. unten eingeht. Die letzte Zeile gibt die gesamte systematische Unsicherheit auf $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$ an, die sich unter Hinzunahme der Unsicherheiten der weiteren Untergrundprozesse basierend auf der Anzahl der zur Verfügung stehenden simulierten Ereignisse ergibt.

Infolge der Durchführung der in Abschnitt 7.2.3 erläuterten Variationen zur Abschätzung der gesamten systematischen Unsicherheit auf $N_{\text{OS-SS}}^{\text{Wc}}$, die in Gl. 7.5 angegeben ist, erhält man die in Tabelle A.4 aufgeführten Ergebnisse.

Literaturverzeichnis

- [1] *CERN Press Release: CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson*, Jul, 2012.
- [2] ATLAS Collaboration, *Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2012-093, Jul, 2012.
- [3] *Fermi National Accelerator Laboratory*, <http://www.fnal.gov/>.
- [4] CDF Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, *First Measurement of the Production of a W Boson in Association with a Single Charm Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 091803, arXiv:hep-ex.
- [5] D0 Collaboration, *Measurement of the ratio of the $p\bar{p} \rightarrow W+c$ -jet cross section to the inclusive $p\bar{p} \rightarrow W+jets$ cross section*, Phys. Lett. **B666** (2008) , arXiv:0803.2259 [hep-ex].
- [6] CMS Collaboration, *Study of associated charm production in W final states at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS note: CMS-PAS-EWK-11-013.
- [7] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
- [8] D. Griffith, *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2. ed., 2008.
- [9] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [10] B. Povh *et al.*, *Teilchen und Kerne*. Springer, 4., ed., 1993.
- [11] Particle Data Group, K. Nakamura *et al.*, *Review of particle physics*, J. Phys. **G37** (2010) 075021.
- [12] SNO Collaboration, Q. R. Ahmad *et al.*, *Measurement of the rate of $\nu_e+d \rightarrow p+p+e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 071301, arXiv:nucl-ex/0106015.
- [13] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys.Rev.Lett. **81** (1998) 1562, arXiv:hep-ex/9807003 [hep-ex].
- [14] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. **22** (1961) 579.

- [15] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys.Lett. **13** (1964) 168.
- [16] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264.
- [17] ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ Using the ATLAS Detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C71** (Jan, 2011) 1630, arXiv:1101.2185 [hep-ex].
- [18] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189, arXiv:0901.0002 [hep-ph].
- [19] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics*, Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 89, arXiv:hep-ph/0611148.
- [20] S. Drell and T.-M. Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies*, Phys.Rev.Lett. **25** (1970) 316.
- [21] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, *Factorization of Hard Processes in QCD*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5** (1988) 1, arXiv:hep-ph/0409313.
- [22] B. R. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*, Nucl. Phys. B **238** (1984) 492.
- [23] B. Anderson *et al.*, *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [24] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [25] ZEUS Collaboration, *Measurement of charm fragmentation ratios and fractions in photoproduction at HERA*, Eur.Phys.J. **C44** (2005) 351, arXiv:0508019 [hep-ex].
- [26] L. Gladilin, *Charm Hadron Production Fractions*, arXiv:9912064 [hep-ex].
- [27] C. Weiser, *Messung der Produktionsraten von Σ^- , B_s und B^+ Hadronen in Z^0 -Zerfällen*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 1998.
- [28] C. Peterson *et al.*, *Scaling Violations in Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.
- [29] R. Ellis, W. Stirling, and B. Webber, *QCD and collider physics*, vol. 8. 1996.
- [30] Particle Data Group, J.Beringer *et al.*, *Review of particle physics*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [31] K. Lohwasser *et al.*, *W+Charm cross sections and PDF impact of results*, Talk at the Joint Z+hf and W+hf meeting, 23. Jan 2012.

- [32] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. C **72** no. 3, (2012) 1909, arXiv:1110.3174v1 [hep-ex].
- [33] J. M. Campbell and R. K. Ellis, *An update on vector boson pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D60** (1999) 113006, arXiv:hep-ph/9905386.
- [34] H.-L. Lai *et al.*, *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024, arXiv:1007.2241 [hep-ph].
- [35] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [36] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [37] ATLAS Collaboration, G. Duckeck *et al.*, *ATLAS computing: Technical design report*, CERN-LHCC-2005-022.
- [38] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512 [hep-ex].
- [39] ATLAS Collaboration, *Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT)*, ATLAS note: ATL-SOFT-PUB-2007-007.
- [40] ATLAS Collaboration, *Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2010-069.
- [41] *Atlas Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ElectronGamma>.
- [42] ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS note: ATL-PHYS-PUB-2011-006, Apr, 2012.
- [43] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Electron and Photon Trigger in p-p Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2011*.
- [44] ATLAS Collaboration, *Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1593, arXiv:1011.6665 [physics.ins-det].
- [45] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/STACODocumentation>, Jul, 2012.
- [46] J. Hartert and I. Ludwig, *Electron isolation in the ATLAS experiment*, ATLAS internal note: ATL-PHYS-INT-2010-052.
- [47] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/CaloIsolationCorrections>, Apr, 2012.
- [48] ATLAS Collaboration, *Performance of Jet Algorithms in the ATLAS Detector*.

- [49] *The anti- k_T jet clustering algorithm*, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [50] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, arXiv:1112.6426 [hep-ex].
- [51] ATLAS Collaboration, *ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 p-p Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV*.
- [52] ATLAS Twiki, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetCalibrationToolsWinter2011>.
- [53] ATLAS Collaboration, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS*, arXiv:1108.5602 [hep-ex].
- [54] ATLAS Public Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [55] https://atlas-tagservices.cern.ch/tagservices/RunBrowser/runBrowserReport/rBR_Period_Report.php.
- [56] *ATLAS Run Queries*, <http://atlas-runquery.cern.ch/>.
- [57] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/TrigEgammaRecommendedTriggers2011>, Apr, 2012.
- [58] ATLAS Twiki, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TechnicalitiesForMedium1>, Apr, 2012.
- [59] ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2011-116, Aug., 2011.
- [60] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [61] M. L. Mangano, M. Moretti, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001.
- [62] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **01** (2001) 010, arXiv:hep-ph/0011363.
- [63] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637, arXiv:hep-ph/9601371.
- [64] A. Ryd *et al.*, *EvtGen: A Monte Carlo Generator for B-Physics*, BAD 522 V6, EvtGen V00-11-07.
- [65] *AMI: Atlas Datasets Selection*.
- [66] J. Butterworth *et al.*, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS internal note: ATL-COM-PHYS-2010-695.

- [67] M. Aliev *et al.*, – *HATHOR – HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculator*, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 1034, arXiv:1007.1327 [hep-ph].
- [68] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^-* , Phys. Rev. D **82** (2010), arXiv:1005.4451 [hep-ph].
- [69] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, Phys. Rev. D **81** (2010), arXiv:1001.5034 [hep-ph].
- [70] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, Phys. Rev. D **83** (2011), arXiv:1103.2792 [hep-ph].
- [71] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **06** (2002) 029, arXiv:hep-ph/0204244.
- [72] S. Frixione, P. Nason, and B. R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production*, JHEP **08** (2003) 007, arXiv:hep-ph/0305252.
- [73] J. Huston *et al.*, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP **07** (2002) 012, arXiv:0201195 [hep-ph].
- [74] *LHAPDF the Les Houches Accord PDF Interface*, <http://hepforge.cedar.ac.uk/lhapdf/>.
- [75] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/MC11b>, Apr, 2012.
- [76] S. Ask, D. Malon, T. Pauly, and M. Shapiro, *Report from the Luminosity Task Force*, ATLAS note: ATL-GEN-PUB-2006-002, ATL-COM-GEN-2006-003, CERN-ATL-COM-GEN-2006-003, July.
- [77] P. Sommer, *Impact of z-vertex on efficiencies*, Talk at the ATLAS egamma meeting, 4. Apr 2012.
- [78] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/AtlasProductionGroupMC11c>.
- [79] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2011-063, Apr, 2011.
- [80] ATLAS Collaboration, *Determination of the muon reconstruction efficiency in ATLAS at the Z resonance in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2011-008, Feb, 2011.
- [81] *Calibration of the χ^2 -match-based Soft Muon Tagger algorithm*, ATLAS internal note: ATL-COM-PHYS-2012-008, Mar, 2012.
- [82] *ATLAS Twiki*, https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements/Rel17Council_RecoTrkQ.txt.

- [83] L. Fayard and J. Kretzschmar, *Electron efficiency measurement updates for the winter conferences*, Talk at the ATLAS egamma meeting, 25. Jan 2012.
- [84] K. Lohwasser, *private communication*.
- [85] *ATLAS public plots*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonPerformancePublicPlots#AnchorPlots2011>.
- [86] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/LArCleaningAndObjectQuality>.
- [87] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesRel17MC11a>, May, 2012.
- [88] D. W. Miller, A. Schwartzman, and D. Su, *Jet-Vertex Association Algorithm*, ATLAS internal note: ATL-COM-PHYS-2008-008, Jan, 2008.
- [89] *ATLAS Twiki*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Main/JetVertexFraction>, May, 2012.
- [90] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/HowToCleanJets2011>.
- [91] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2011-102, Jul, 2011.
- [92] *Root::TMinuit*, <http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>.
- [93] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT: An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997) 81.
- [94] J. Hartert, *Measurement of the $W \rightarrow e\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ Production Cross-Section in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2011.
- [95] ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive and dijet cross-sections of b-jets in pp collisions at $p\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C **71** no. 12, (Sept, 2011) 1846.
- [96] *ATLAS Public Results*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmisApproved2011JetResolution>.
- [97] H. Arnold *et al.*, *Measurement of the $W+c$ cross section*, Talk at the Standard Model Plenary Meeting, 16. May 2012.
- [98] D. Bourilkov, R. C. Group, and M. R. Whalley, *LHAPDF: PDF use from the Tevatron to the LHC*, arXiv:hep-ph/0605240.
- [99] R. D. Ball *et al.*, *Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC Phenomenology*, Nucl. Phys. **B849** (2011) 296, arXiv:1101.1300 [hep-ph].

-
- [100] H1 and ZEUS Collaborations, V. Radescu, *HERA Precision Measurements and Impact for LHC Predictions*, arXiv:1107.4193 [hep-ex].
- [101] J. Rojo *et al.*, *W+charm production at the LHC and the strange content of the proton*, Talk at the Meeting Working Group on Electroweak precision measurements at the LHC, 28. Nov 2011.
- [102] R. T. A. De Roeck, *Structure Functions*, 2011.
- [103] ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive W^\pm and Z/γ^* cross sections in the e and μ decay channels in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **85** (2012) 072004.
- [104] ATLAS Collaboration, *Determination of the Strange-Quark Density of the Proton from ATLAS Measurements of the $W \rightarrow e\nu$ and $Z \rightarrow ll$ Cross Sections*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 012001.
- [105] CDF Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, *Direct Measurement of the W Production Charge Asymmetry in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 181801, arXiv:0901.2169 [hep-ex].
- [106] A. Ferretto, F. Parodi, C. Schiavi, and S. Strandberg, *b -jet tagging calibration on c -jets containing D^{*+} mesons*, ATLAS note: ATLAS-CONF-2012-039.

Danksagung

Zuvorderst möchte ich mich bei Herrn Prof. Karl Jakobs dafür bedanken, dass ich durch seinen Einsatz als Sommerstudentin ans CERN fahren konnte. Diese Erfahrung hat nicht nur mein Studium bereichert, mein ehrliches Interesse an der Teilchenphysik und meine Begeisterung für diese „verrückte Welt“ des CERNs geweckt, sondern ebenfalls großen Einfluss auf mein gesamtes Leben gehabt. Insofern bin ich sehr dankbar, dass sich mein Wunsch erfüllte, in der Abteilung Jakobs meine Diplomarbeit zu schreiben, auch deswegen, weil ich schon in meiner Zeit als studentische Hilfskraft ein paar der großartigen Menschen, die diese Abteilung ausmachen, kennen lernen durfte.

Herrn Dr. Christian Weiser gilt zunächst mein Dank dafür, dass ich durch ihn zu dem faszinierenden Thema meiner Arbeit gekommen bin. Sein Überblick und sein physikalisches Verständnis, gepaart mit der Fähigkeit mit Begeisterung zu erklären und zu diskutieren, hat mich stets beeindruckt. Insbesondere beim Niederschreiben dieser Arbeit haben mich die intensiven Gespräche mit ihm weiter vorangebracht. Ich bin ihm unsagbar dankbar für die Geduld, die viele Zeit (von der er eigentlich immer zu wenig hat) und die Ausdauer, die er dabei und beim Korrekturlesen meiner Arbeit aufgebracht hat. Darüberhinaus danke ich ihm dafür, dass er in den Momenten, in denen ich gezweifelt habe, es in einer ganz selbstverständlichen Weise geschafft hat, mir wieder Mut zu machen.

In der gesamten Zeit der Durchführung der vorliegenden Analyse habe ich die Zusammenarbeit im Freiburger $W+c$ -Team, dem neben Christian auch noch Dr. Georges Aad und Dr. Kristin Lohwasser angehören, als sehr lehrreich, durchaus fordernd und dennoch stets fröhlich empfunden. In idealer Weise hat jeder auf seine Art zu dem Erfolg der Analyse und dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ihnen gemeinsam mein ausdrücklicher Dank.

What I like to add: From the first day on I met Georges, he made me perform better, better than I would have imagined. I still appreciate a lot that I had the chance to work with him so closely, learning so much from him. By challenging me - even to the degree that I was shouting at him (back) - in combination with his absolute dedication to the subject and his task as a supervisor I improved in a way that I hope he can be (a little) proud of me. He was not only the best supervisor I could wish for, but also became a friend with whom I could share work and had a lot of fun at the same time. I am very grateful that in everything I had to accomplish during the time of my thesis he was at my side, encouraging and supporting me.

Jeden Tag habe ich mich - neben der spannenden Arbeit - ebenso darauf gefreut, meine lieben Zimmergenossen, Matti, Evelyn und Susanne, wie auch meinen Büronachbarn Philip wiederzusehen, die mir in dieser Zeit so sehr ans Herz gewachsen sind. Ich bin ihnen für ihre große (moralische) Unterstützung und Ermunterung sowie für die gute Zeit, die wir zusammen hatten, sehr dankbar. Not to forget Vakhtang whom I want to thank for the occasional nighttime chats and snacks.

Von den Kommilitonen, die mich durch mein Studium begleitet haben und die ich sehr schätzen gelernt habe, möchte ich besonders Lutz Fechner hervorheben. Von dem Tag an,

als er sich im Mathevorkurs neben mich setzte, ist er (zumindest im Geiste und im Herzen) nicht mehr von meiner Seite gewichen, was mich mit großer Dankbarkeit erfüllt. Ohne seine unermüdliche Unterstützung, insbesondere in der Anfangszeit, wäre ich nie so weit gekommen.

Meiner Familie, meinen Eltern Harald und Bärbel sowie meiner Schwester Greta, danke ich für ihre bedingungslose Liebe, die sie mich spüren lassen, und für das unbegrenzte Vertrauen, das sie in mich haben.

Zuletzt geht mein tiefster und umfassendster Dank an Chris, den ich mir nicht mehr von meiner Seite denken kann und wünsche.

Erklärung der Selbständigkeit

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Freiburg, den _____

Hannah Arnold