

Bachelorarbeit

Erarbeitung eines Messkonzeptes des schwachen Isospins des Top-Quarks durch die Analyse des ttZ Vertex beim ATLAS-Detektor

Development of a Measurement Concept of the Weak Isospin of the Top Quark via the Analysis of the ttZ Vertex at the ATLAS Detector

angefertigt von

Kevin Moor

aus Northeim

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2016/02

Bearbeitungszeit: 4. April 2016 bis 8. Juli 2016

Erstgutachter: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter: Prof. Dr. Stan Lai

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Produktion von Top-Quark-Paaren in Assoziation mit einem Z -Boson am Large Hadron Collider (LHC) bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV betrachtet. Solche Ereignisse eignen sich für die Untersuchung der ttZ -Kopplung, womit eine indirekte Messung des schwachen Isospins des Top-Quarks möglich ist.

Es wurden Ereignisse untersucht, in denen das Top-Quark-Paar semileptonisch und das Z -Boson in zwei elektrisch geladene Leptonen zerfällt, wobei nur Elektronen und Myonen zu den geladenen Leptonen gezählt wurden. Zur Untersuchung der Möglichkeit, die ttZ -Kopplung zu messen, wurde der Azimutwinkel zwischen den beiden Leptonen aus dem Z -Boson-Zerfall betrachtet. Es wurden mit Hilfe von bereits generierten Monte-Carlo-Datensätzen Verteilungen dieses Winkels erstellt und bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen umgewichtet. Dazu wurden bekannte theoretische Berechnungen benutzt, die allerdings nicht für den kompletten Phasenraum vorlagen. Es stellt sich heraus, dass für etwas mehr als 50 % der betrachteten Monte-Carlo-Ereignisse Informationen zur Umgewichtung fehlen. Außerdem reicht die momentan aufgenommene Datenmenge am ATLAS-Detektor nicht aus, um die ttZ -Kopplung zu messen. Es ist zu erwarten, dass erst ab einer integrierten Luminosität im Bereich von 30-40 fb⁻¹ experimentelle Unterscheidungen zwischen dem Standardmodell und anomalen ttZ -Kopplungen möglich sein werden.

Abstract

In this thesis top quark pair production in association with a Z boson at the Large Hadron Collider (LHC) at a centre-of-mass energy of 13 TeV is considered. Such events are suited for investigating the ttZ coupling, allowing an indirect measurement of the weak isospin of the top quark.

The lepton+jets decay channel of the top quark pair and the decay into two charged leptons of the Z boson were investigated. Here, only electrons and muons were counted as charged leptons. In order to investigate the possibility to measure the ttZ coupling the azimuthal angle between the leptons from the Z boson decay was considered. By using already generated Monte Carlo datasets distributions of this azimuthal angle were created and were reweighted to anomalous ttZ couplings. Already existing theoretical calculations were used for the reweighting process but they were only known for a limited phase space. It turned out that there is no information for the reweighting for about 50 percent of the Monte Carlo events. Besides, at the moment there is not enough recorded data to measure the ttZ coupling. It is expected that first experimental distinctions between the Standard Model and anomalous ttZ couplings will be possible with an integrated luminosity in the region of 30-40 fb⁻¹.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Grundlagen	1
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2. Die Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung	5
1.3. Das Top-Quark	7
1.4. Produktion von Top-Quark-Paaren in Assoziation mit einem Z -Boson	10
2. LHC und ATLAS	13
2.1. Der Large Hadron Collider (LHC)	13
2.2. Der ATLAS-Detektor	14
3. Vorbereitungen und Durchführungen	19
3.1. Berechnung der Azimutwinkelverteilung zwischen den Leptonen aus dem Zerfall des Z -Bosons für anomale ttZ -Kopplungen	19
3.2. Angewandte Objektdefinitionen und Ereignisselektionen	21
3.3. Umgewichtung bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen	24
3.4. Erzeugung von rekonstruierten Verteilungen bezüglich anomaler Kopplungen . .	27
4. Ergebnisse	29
4.1. Vergleich zwischen der Winkelberechnung auf Truth- und Reco-Ebene	29
4.2. Vergleich der Phasenräume für verschiedene Selektionen	31
4.3. Umgewichtete Azimutwinkelverteilungen für verschiedene ttZ -Kopplungen	33
4.4. Studien zu verschiedenen integrierten Luminositäten	36
5. Zusammenfassung und Ausblick	39
A. Verwendete Monte-Carlo-Datensätze	41
B. Vergleich zwischen der Winkelberechnung auf Truth- und Reco-Ebene	45
C. Studien zu verschiedenen integrierten Luminositäten	47

1. Einleitung und Grundlagen

Die Teilchenphysik widmet sich der Untersuchung des Aufbaus der Materie, der Eigenschaften von Elementarteilchen und den zwischen ihnen auftretenden Kräften. Das zurzeit schwerste bekannte Elementarteilchen ist das Top-Quark. Es wurde erst im Jahr 1995 in Proton-Antiproton-Kollisionen am TEVATRON entdeckt [1, 2] und einige seiner Eigenschaften sind bis heute noch nicht vermessen worden. Eine dieser Eigenschaften ist der schwache Isospin, der mit der Kopplung an das Z -Boson zusammenhängt.

In dieser Arbeit wird eine mögliche Messung dieser Kopplung (und damit indirekt des schwachen Isospins) untersucht. Dazu werden Verteilungen des Azimutwinkels zwischen den beiden elektrisch geladenen Leptonen (Elektronen oder Myonen) aus dem Z -Boson-Zerfall erstellt. Hierzu werden bereits generierte Monte-Carlo-Datensätze verwendet, die bestimmte auftretende Prozesse bei Proton-Proton-Kollisionen am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV simulieren. Für die Untersuchung der Kopplung sind (hier) $t\bar{t}Z$ -Prozesse relevant, in denen das Z -Boson entweder in ein Elektron-Positron-Paar oder in ein Myon-Antimyon-Paar zerfällt. Außerdem wird der semileptonische Zerfallskanal des Top-Quark-Paars betrachtet. Die erstellten Verteilungen werden mit Hilfe bereits bekannter theoretischer Berechnungen bezüglich anomaler $t\bar{t}Z$ -Kopplungen umgewichtet und es wird untersucht, bei welcher Datenmenge eine Messung möglich wäre.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Arbeit kurz zusammengefasst. Dabei wird auf das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) eingegangen und am Beispiel der Quantenelektrodynamik das Prinzip von lokalen Eichsymmetrien erklärt. Darauf aufbauend wird gezeigt, welche Bedeutung der schwache Isospin in der elektroschwachen Wechselwirkung hat. Außerdem wird auf die Eigenschaften des Top-Quarks eingegangen.

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell umfasst unser gesamtes Wissen über die Teilchenphysik und beschreibt alle (bekannten) Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen miteinander. Die theoretische Beschreibung erfolgt über eine Quantenfeldtheorie. Die Kräfte, die zwischen den Teilchen wirken, werden über Austauschpartikel, die sogenannten Eichbosonen,

1. Einleitung und Grundlagen

nen, vermittelt. Diese Bosonen ergeben sich mathematisch aus der Forderung von lokaler Eichinvarianz. Das Higgs-Boson ergibt sich allerdings nicht aus solch einer Forderung, sondern wurde theoretisch für die Symmetriebrechung der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Eichgruppe eingeführt, um den W - und Z -Bosonen Masse zu verleihen.

		Generationen				
		I	II	III		
Masse		$\approx 1-3$ MeV	$\approx 1,28$ GeV	$\approx 173,2$ GeV	0	$\approx 125,7$ GeV
Ladung		$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
Spin		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
		u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs-Boson
	Quarks	$\approx 4-6$ MeV	$\approx 90-100$ MeV	$\approx 4-5$ GeV	0	
		$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
		d down	s strange	b bottom	g Gluon	
	Leptonen	≈ 0 MeV	≈ 0 MeV	≈ 0 MeV	$\approx 91,2$ GeV	
		0	0	0	0	
		$1/2$	$1/2$	$1/2$	$1/2$	
		ν_e Elektron-Neutrino	ν_μ Myon-Neutrino	ν_τ Tau-Neutrino	Z^0 Z-Boson	
		≈ 511 keV	$\approx 105,7$ MeV	$\approx 1,777$ GeV	$\approx 80,4$ GeV	
		-1	-1	-1	≈ 1	
		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
		e Elektron	μ Myon	τ Tau	W^+ W-Boson	Eichbosonen

Abb. 1.1.: Die Teilchen des Standardmodells. Zu sehen sind die drei Lepton- und Quarkgenerationen (Fermionen) zusammen mit den vier Eichbosonen und dem Higgs-Boson (Werte für die Massen aus [3]).

Bei den Elementarteilchen handelt es sich um Bosonen und Fermionen (mit Spin $1/2$). Letztere lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: Leptonen und Quarks. Während Leptonen nur schwach und elektromagnetisch wechselwirken können (außer den elektrisch neutralen Neutrinos, die nur schwach wechselwirken können), können Quarks zusätzlich auch stark wechselwirken. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird dabei mit der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben, die Kraft wird durch das sogenannte Photon vermittelt. Es trägt selbst weder Masse noch Ladung und koppelt an jedes Elementarteilchen, das elektrische Ladung trägt. Die sogenannte Quantenchromodynamik (QCD) liefert eine theoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung, die über die Gluonen vermittelt wird. Sie sind wie die Photonen elektrisch neutral und masselos, besitzen allerdings eine sogenannte „Farbladung“ (das Äquivalent zur elektrischen Ladung in der QCD), die eine Kombinationen einer Farbe (rot, grün, blau) und einer Antifarbe (antirot, antigrün, antiblau) ist. Gluonen koppeln nur an Teilchen, die Farbladung tragen, was dazu führt, dass sie im Gegensatz zu Photonen auch an sich selbst koppeln können.

Das Up-Quark und das Down-Quark bilden zusammen die erste Quarkfamilie, während das Elektron und das zugehörige Elektron-Neutrino die erste Generation der Leptonen bilden (s. Abb. 1.1). Insgesamt gibt es sowohl drei Quark- als auch Leptongenerationen: Drei Up-Typ-Quarks, drei Down-Typ-Quarks, drei elektrisch geladene Leptonen und drei Neutrinos. Sie haben jeweils prinzipiell die gleichen Eigenschaften (elektr. Ladung, Wechselwirkungen,...), unterscheiden sich allerdings in ihrer Masse (Neutrinos sind im SM masselos), was dazu führt, dass die Teilchen der höheren Generationen in leichtere Teilchen zerfallen können und somit instabil sind. Deswegen unterscheiden sich alle Fermionen in ihrer Lebensdauer.

Der grundlegende Unterschied zwischen Leptonen und Quarks besteht darin, dass Quarks Farbladung tragen und deswegen miteinander stark wechselwirken können. Außerdem tragen Quarks nur einen Bruchteil der Elementarladung, Up-Typ-Quarks haben (in Einheiten der Elementarladung) eine elektrische Ladung von $\frac{2}{3}$, während Down-Typ-Quarks eine Ladung von $-\frac{1}{3}$ tragen. Allerdings können Teilchen mit Farbe nicht frei vorkommen. Quarks kommen deswegen immer nur in gebundenen Zuständen, den sogenannten Hadronen, vor. Je nachdem wie viele Quarks miteinander gebunden sind, unterscheidet man hier zwischen Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq). Die Tatsache, dass Quarks wegen ihrer Farbe nicht frei beobachtet werden können, hat noch eine weitere Folgerung. Entstehen z.B. bei einer Reaktion zwei Quarks und die Entfernung zwischen ihnen steigt an, so steigt die Wechselwirkungsenergie immer weiter, bis sie so groß ist, dass ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden kann. Dieser Prozess wiederholt sich und führt zur Bildung von Hadronen. Alle Teilchen haben dann in etwa die gleiche Flugrichtung wie das ursprüngliche Quark und bilden zusammen einen Teilchenbündel, das Jet genannt wird.

Die relativistische Bewegungsgleichung für Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ ist die Dirac-Gleichung:

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m\Psi = 0 . \quad (1.1)$$

Dabei sind γ^μ die sogenannten Gamma-Matrizen mit Dimension 4. Folglich besteht das Objekt Ψ aus vier Komponenten und nennt sich Spinor. In der Elementarteilchenphysik werden damit Fermionen mit Masse m beschrieben. Aus der Dirac-Gleichung kann gefolgert werden, dass es zu jedem Teilchen ein zugehöriges Antiteilchen gibt, was zwar die gleiche Masse, aber eine entgegengesetzte Ladung besitzt¹.

¹ Beispiel für die Notation: Quark q , Antiquark \bar{q} , Myon μ^- , Antimyon μ^+ .

1. Einleitung und Grundlagen

Aus Glg. 1.1 folgt für die Lagrangedichte für ein freies Fermionfeld

$$\mathcal{L}_\Psi = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi . \quad (1.2)$$

Dabei ist $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$ der adjungierte Spinor. Man betrachte im Folgenden die Lagrangedichte eines freien Elektrons und führe eine lokale Phasentransformation mit einer Phase $\alpha(x)$ aus:

$$\Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\Psi \quad \Rightarrow \quad \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} - \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi\partial_\mu\alpha(x) .$$

Durch solch eine Transformation erhält man einen zusätzlichen Term durch die Ableitung von $\alpha(x)$, die Lagrangedichte ist also unter einer solchen Transformation nicht invariant. Um trotzdem lokale Eichsymmetrie zu erhalten, braucht man eine kovariante Ableitung, die sich wie folgt transformiert:

$$D_\mu\Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\Psi .$$

Dies kann nur erreicht werden, wenn ein Vektorfeld A_μ eingeführt wird, das sich ebenfalls mittransformiert:

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu - ieA_\mu , \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) . \end{aligned}$$

Mit dieser kovarianten Ableitung erhält man eine Lagrangedichte, die unter lokaler Eichtransformation invariant bleibt:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi + e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu . \quad (1.3)$$

Durch die Forderung von lokaler Eichinvarianz bekommt man also zur freien Lagrangedichte einen Wechselwirkungsterm hinzu. Dies entspricht gerade der Kopplung eines Photons an das Elektron. Dieses Prinzip tritt bei der Beschreibung aller Wechselwirkungen auf und führt zur Kopplung von Eichbosonen an die Fermionen.

1.2. Die Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung

Die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung sind das Photon, die W^+ -, W^- - und Z -Bosonen. Wie auch in der QED ergeben sich die W - und Z -Bosonen durch die Forderung von lokaler Eichsymmetrie. Für die schwache Wechselwirkung werden dazu Transformationen in der $SU(2)$ -Gruppe betrachtet [4]:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \exp \left[i g_W \vec{\alpha}(x) \vec{T} \right] \Phi ,$$

wobei g_W die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung ist und $\vec{T} = \frac{1}{2} \vec{\sigma}$ die Generatoren der Gruppe sind ($\vec{\sigma}$: Pauli-Matrizen). Lokale Eichsymmetrie erfordert hier analog die Einführung von drei Eichfeldern W_μ^k . Der Zustand Φ muss wegen der Dimension der Gruppe zweikomponentig sein. Aufgrund der Analogie zur Transformation zwischen Spinzuständen wird Φ als schwaches Isospin-Dublett bezeichnet. Ein Beispiel für ein solches Dublett ist:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} .$$

In einem solchen Dublett stehen immer zwei Teilchen, die miteinander über W -Bosonen wechselwirken können. Die Konvention ist, dass man in die erste Komponente das Teilchen mit der „positiveren“ Ladung schreibt. Das Elektron-Neutrino und das Elektron haben den schwachen Isospin $I = \frac{1}{2}$. Während das Neutrino als dritte Komponente $I_3 = \frac{1}{2}$ hat, besitzt das Elektron als dritte Komponente des schwachen Isospins $I_3 = -\frac{1}{2}$ (analog zu Spin-Up und Spin-Down). W -Bosonen koppeln bei Leptonen nur innerhalb einer Familie, d.h. dass z.B. das Myon-Neutrino mit einem Myon koppeln kann, Kopplungen zwischen dem Elektron-Neutrino und einem Myon treten aber nicht auf.

Dies ist im Quarksektor anders. Hier treten Quarkmischungen auf und somit sind Kopplungen zwischen den drei Generationen möglich. Die Quarkmischung wird durch die CKM-Matrix (nach Cabibbo, Kobayashi und Maskawa, s. [5] und [6]) beschrieben. Deswegen müssen bei den schwachen Isospin-Dubletts für die Quarks die schwachen Eigenzustände d' , s' und b' betrachtet werden, nicht die Masseneigenzustände. Eine weitere Besonderheit von W -Bosonen ist, dass diese nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppeln.

1. Einleitung und Grundlagen

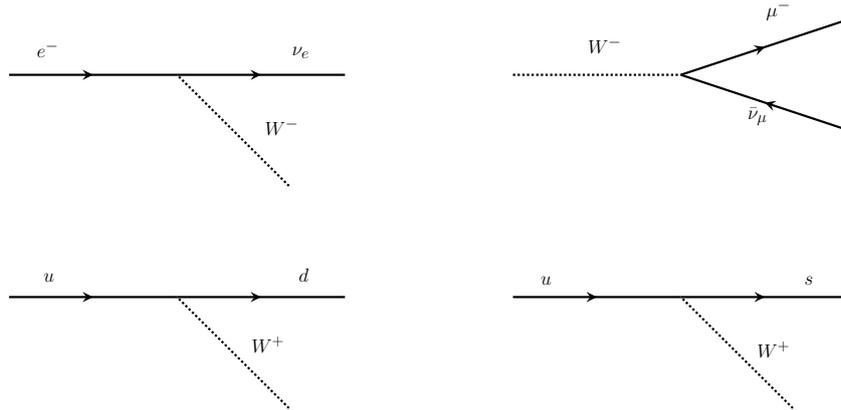


Abb. 1.2.: Kopplungen an W -Bosonen: Im Quarksektor tritt Quarkmischung auf.

Insgesamt gibt es folgende Isospin-Doublets:

$$\begin{aligned}
 I_3 = \frac{1}{2} & \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \\
 I_3 = -\frac{1}{2} &
 \end{aligned}$$

Bei den Down-Typ-Quarks sind hier die schwachen Eigenzustände gemeint. Ein Up-Quark koppelt z.B. nicht nur an ein Down-Quark, sondern auch an ein Strange-Quark und auch an ein Bottom-Quark, die Wahrscheinlichkeit dafür ist allerdings viel niedriger. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Quarkflavour in einen anderen übergeht, lässt sich an den Einträgen der CKM-Matrix ablesen (aktuelle Werte z.B. in [3]). Da W -Bosonen nicht an rechtshändige Teilchen koppeln, werden diese zu Isospin-Singulets mit $I = 0$ zugeordnet.

Es ergibt sich, dass sich die beiden W -Bosonen als Linearkombination der Eichfelder schreiben lassen können [7–11]:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^{(1)} \mp iW_\mu^{(2)} \right).$$

Weiterhin findet man, dass es einen neutralen schwachen Isospin-Strom gibt, der an das dritte Eichfeld W_μ^3 koppelt, allerdings ebenfalls nur an linkshändige Teilchen. Experimentell wird allerdings beobachtet, dass das Z -Boson auch an rechtshändige Teilchen koppelt. Die korrekte Beschreibung für das Z -Boson fand sich erst im elektroschwachen Modell von Glashow, Weinberg und Salam [7–11]. Die $U(1)$ Eichgruppe der QED wurde durch die Eichgruppe $U(1)_Y$ ersetzt, wobei $Y = 2(Q - I_3)$ die sogenannte Hyperladung ist. Mit dieser Eichgruppe kam ein neues Eichfeld B_μ hinzu. Die Idee dieses Modells war es, das

Photonfeld A_μ und das Z -Boson-Feld als Mischung von B_μ und $W_\mu^{(3)}$ darzustellen:

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^{(3)} \sin \theta_W , \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^{(3)} \cos \theta_W . \end{aligned}$$

Dabei ist θ_W der sogenannte schwache Mischungswinkel. Rechnerisch ergibt sich, dass der Strom, an den das Z -Boson koppelt, sowohl vektoriellen als auch axial-vektoriellen Charakter hat (s. Glg. 1.4).



Abb. 1.3.: Möglichkeiten für die Kopplungen von Z -Bosonen.

Das Z -Boson koppelt immer nur an ein Fermion-Antifermion-Paar (Mischungen treten nicht auf), aber auch die Kopplung an W -Bosonen ist möglich (s. Abb. 1.3). Der Teilchenstrom, der an Fermionen koppelt, hat die Form [7–11]:

$$j_Z^\mu = e\bar{u} \left(C_V \gamma^\mu - C_A \gamma^\mu \gamma^5 \right) u . \quad (1.4)$$

Dabei bezeichnen u und \bar{u} den Spinor bzw. den adjungierten Spinor eines Fermions. Die beiden Kopplungen ergeben sich zusammen mit der dritten Isospinkomponente I_3 und der Ladung Q_f des Fermions zu [7–11]:

$$C_V = \frac{I_3 - 2 Q_f \sin^2 \theta_w}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w}, \quad C_A = \frac{-I_3}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w} . \quad (1.5)$$

1.3. Das Top-Quark

Das Top-Quark ist das schwerste zurzeit bekannte Elementarteilchen mit einer Masse von $174,34 \pm 0,37$ (stat) $\pm 0,52$ (syst) GeV [12] und einer Ladung von $2/3$ (in Einheiten der Elementarladung). Aufgrund seiner sehr hohen Masse und der damit benötigten hohen Energie zur Erzeugung, hat es relativ lange gedauert, bis es in Experimenten am FERMILAB 1995 entdeckt wurde [1, 2]. Die besonders hohe Masse resultiert aus einer starken Yukawa-Kopplung an das Higgs-Boson, sodass das Top-Quark für die Higgs-Physik durchaus interessant ist. Aus dem Standardmodell kann (bei bekannter Masse) eine mittlere Lebensdauer von etwa $5 \cdot 10^{-25}$ s vorhergesagt werden [13], die viel kleiner als die Zeit

1. Einleitung und Grundlagen

ist, die zum Hadronisieren benötigt wird (für schwere Quarks $\approx 10^{-24}$ s, [14]). Damit hat man die Möglichkeit, die Eigenschaften eines „freien“ Quarks zu untersuchen.

Der Produktionswirkungsquerschnitt wurde am TEVATRON (Run II, $\sqrt{s} = 1,96$ TeV) mit einem Wert von $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}) = 7,60 \pm 0,41$ pb gemessen (kombiniertes Ergebnis von CDF und DØ) [15]. Eine Messung der ATLAS-Kollaboration [16] ergab bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV einen Wert² von $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) = 803 \pm 7$ (stat) ± 27 (syst) ± 45 (lumi) ± 12 (beam) pb. Die elektrische Ladung wurde ebenfalls von der ATLAS-Kollaboration bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV im semileptonischen Kanal bestimmt. Das Ergebnis ist (in Einheiten der Elementarladung) $0,64 \pm 0,02$ [17].

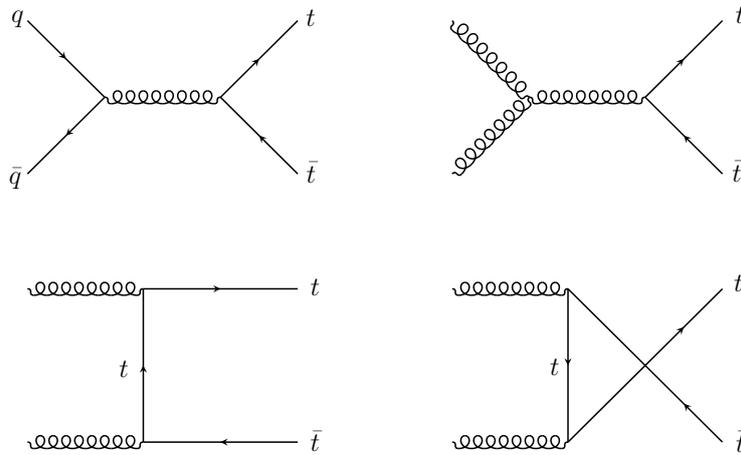


Abb. 1.4.: Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren. Zwei hochenergetische Quarks annihilieren in ein Gluon, welches in ein $t\bar{t}$ -Paar zerfällt (oben links). Solch ein Paar kann auch aus dem Zerfall eines Gluons hervorgehen, welches durch Gluonfusion im s-Kanal erzeugt wird (oben rechts). Es ist ebenfalls möglich, dass zwischen beiden Gluonen ein virtuelles Top-Quark ausgetauscht wird (Gluonfusion im t- und u-Kanal, unten links und rechts).

Die Zerfallsbreite eines Teilchens lässt sich aus dem Massenspektrum heraus bestimmen, vorausgesetzt die experimentelle Auflösung ist kleiner als die natürliche Breite. Bei aktuellen Top-Quark-Messungen ist das allerdings nicht gegeben, sodass die Messung der Zerfallsbreite momentan eine Herausforderung ist.

Das Top-Quark zerfällt über die schwache Wechselwirkung in ein b-Quark und ein W-Boson. Aufgrund der Quark-Mischung in der schwachen Wechselwirkung ist theoretisch auch möglich, dass das Top-Quark in ein s-Quark oder ein d-Quark zerfällt. Aktuelle Messergebnisse für die CKM-Matrixelemente zeigen allerdings, dass das Top-Quark fast

² Die Unsicherheiten beziehen sich auf den statistischen, den systematischen Fehler und die Unsicherheiten in der int. Luminosität und der Strahlenergie.

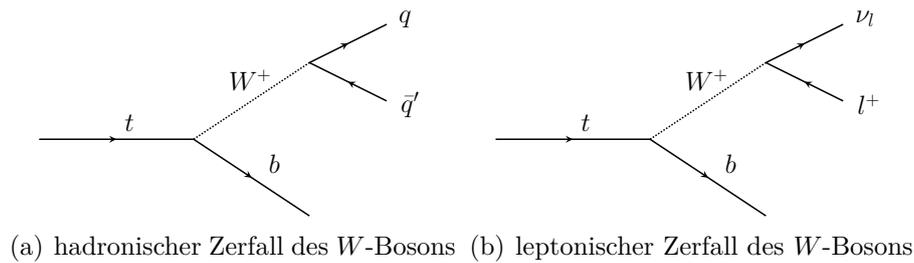


Abb. 1.5.: Zerfall des Top-Quarks in ein b-Quark über ein W -Boson.

ausschließlich in ein Bottom-Quark und ein W -Boson zerfällt [3]. Je nachdem wie das W -Boson aus dem Top-Quark zerfällt, unterscheidet man zwischen den verschiedenen Zerfallskanälen von Top-Quark-Paaren:

- Vollhadronischer Kanal: Beide W -Bosonen (eines von t , das andere von \bar{t}) zerfallen in Quarks.
- Semileptonischer Kanal: Ein W -Boson zerfällt in Quarks, das andere in ein elektrisch geladenes Lepton/Antilepton und das zugehörige Antineutrino/Neutrino.
- Dileptonischer Kanal: Beide W -Bosonen zerfallen jeweils in elektrisch geladene Leptonen und Neutrinos.

Der vollhadronische Kanal hat mit etwa 46% das größte Verzweungsverhältnis (s. Abb. 1.6). In diesem Kanal erwartet man keine Spuren von geladenen Leptonen³, dafür aber mindestens sechs Jets, wobei mindestens zwei jeweils von einem b-Quark kommen und die restlichen Jets aus den hadronischen W -Boson-Zerfällen. Die Anzahl an Jets kann durch die Abstrahlung von Gluonen vor oder nach der Reaktion („Initial/Final State Radiation“) sogar noch höher liegen. Durch das hohe Verzweungsverhältnis erhält man hier viele Ereignisse. Die vielen Jets erschweren aber die Rekonstruktion.

Der dileptonische Kanal hat einen Anteil von nur etwa 4%, sodass hier wenige Ereignisse erwartet werden. Außerdem kommen hier zwei Neutrinos vor (aus dem direkten Zerfall), die mit Materie nicht wechselwirken und somit den Teilchendetektor undetektiert verlassen. Das Vorhandensein von Neutrinos wird durch das Vorhandensein von fehlendem transversalem Impuls \cancel{E}_T festgestellt. Den beiden Neutrinos kann dennoch jeweils kein eindeutiger Transversalimpuls zugeordnet werden.

Der semileptonische Kanal zeichnet sich durch mindestens vier Jets aus (davon zwei von einem Bottom-Quark), einem geladenen Lepton (im Experiment kann man mehr Spuren

³ Man wird dennoch Spuren von el. geladenen Leptonen finden, da Hadronen aus den Jets schwach zerfallen und die resultierenden W -Bosonen leptonicer zerfallen können.

1. Einleitung und Grundlagen

Top-Quark-Paar: Verzweigungsverhältnisse

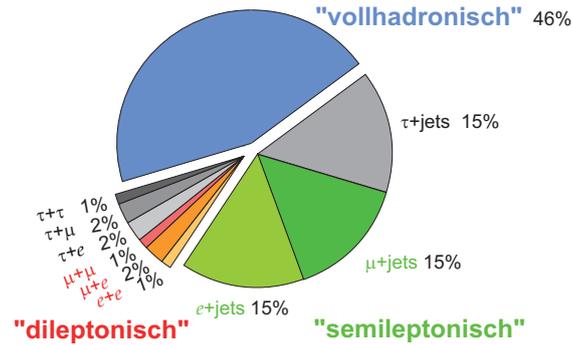


Abb. 1.6.: Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen Zerfallskanäle. Der vollhadronische Kanal hat das größte Verzweigungsverhältnis, gefolgt vom semileptonischen Kanal.

finden) und einem undetektiertem Neutrino. Weil es nur ein Neutrino (aus dem direktem Zerfall) gibt, lässt sich der transversale Viererimpuls (d.h. die x- und y-Komponente) gut rekonstruieren⁴. Der etwas geringere Anteil an Jets, die gemessene Spur des Leptons und das Verzweigungsverhältnis von etwa 30% (s. Abb. 1.6) stellen einen guten Kompromiss zwischen vielen Ereignissen und guter Rekonstruktion dar. Außerdem ist hier, wegen der höheren Zahl von Leptonen, das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund besser als im vollhadronischen Kanal.

1.4. Produktion von Top-Quark-Paaren in Assoziation mit einem Z-Boson

Der Isospin des Top-Quarks (genauer: die dritte Komponente) ist eine Größe, die noch nicht direkt vermessen wurde. Im Standardmodell erwartet man, dass das Top-Quark und das Bottom-Quark genau wie auch das Up- und Down- oder Charm- und Strange-Quark zu einem Isospin-Dublett gehören und die dritte Isospin-Komponente schließlich $I_3 = \frac{1}{2}$ ist. Dennoch muss dies noch experimentell gemessen werden. Bei den Kollisionen zwischen Protonen entstehen mit einem geringen Anteil $t\bar{t}$ -Paare zusammen mit einem Z-Boson. Die Lagrangedichte für die Abstrahlung eines Z-Bosons hat im SM die Form [18]:

$$\mathcal{L}_{t\bar{t}Z}^{\text{SM}} = e\bar{u}(p_t) [\gamma^\mu (C_V + \gamma_5 C_A)] v(p_{\bar{t}}) Z_\mu . \quad (1.6)$$

⁴ Durch schwache Zerfälle gehen weitere Neutrinos aus den Jets hervor, deren Impuls ist aber meistens relativ niedrig.

1.4. Produktion von Top-Quark-Paaren in Assoziation mit einem Z -Boson

Hier sind \bar{u} und v die Spinoren des Top- und des Anti-Top-Quarks, p_t und $p_{\bar{t}}$ deren Impulse. Die beiden Kopplungskonstanten C_V und C_A sind wie in Glg. 1.5 definiert und werden durch den schwachen Mischungswinkel, die Ladung des Top-Quarks und den schwachen Isospin (die dritte Komponente) festgelegt. Die Ladung des Top-Quarks und der Mischungswinkel wurden bereits gemessen (s. [19], [17]), die einzig „unbekannte“ Größe ist die dritte Komponente des Isospins I_3 . Um Aussagen über den Isospin des Top-Quarks machen zu können, bietet es sich also an, seine Kopplung an das Z -Boson zu untersuchen. Dazu kann man die Produktion eines Top-Quark-Paars zusammen mit einem Z -Boson betrachten.

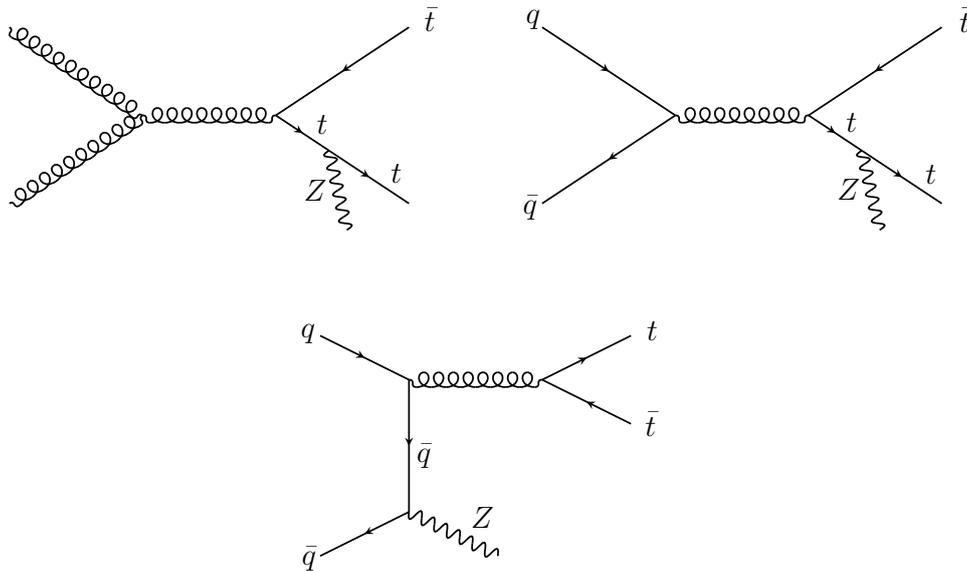


Abb. 1.7.: Mögliche Feynman-Diagramme für $pp \rightarrow t\bar{t}Z$. Durch Gluonfusion oder Quark-Antiquark-Annihilation kann ein Gluon entstehen, welches in ein $t\bar{t}$ -Paar zerfällt. Von einem Top-Quark aus kann zusätzlich ein Z -Boson abgestrahlt werden. Das Z -Boson kann auch von einem Quark vor der Reaktion abgestrahlt werden („Initial State Radiation“), dieser Prozess ist allerdings nicht sensitiv bezüglich der $t\bar{t}Z$ -Kopplung.

In Abb. 1.7 sind Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für mögliche Produktionskanäle dargestellt, wobei am LHC das erste (Gluonfusion) aufgrund der sehr hohen Schwerpunktsenergie den dominanten Beitrag hat. Am TEVATRON war die Schwerpunktsenergie niedriger, sodass dort Quark-Antiquark-Annihilation den größten Beitrag hatte.

Aus der Messung des Wirkungsquerschnittes lassen sich Aussagen über die $t\bar{t}Z$ -Kopplungen und damit den schwachen Isospin machen, da die Kopplung direkt mit I_3 zusammenhängt. Dazu kann man den gemessenen Wirkungsquerschnitt mit theoretischen Werten vergleichen. Die ATLAS-Kollaboration hat erst kürzlich neue Analysen vorgestellt, in denen der

1. Einleitung und Grundlagen

Wirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}Z) = 0,9 \pm 0,3$ pb bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV gemessen wurde [20], was in Einklang mit der Vorhersage des Standardmodells ist. Die Daten stammen aus dem Jahr 2015 mit einer integrierten Luminosität⁵ von $\int L dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$.

Allerdings reicht die Betrachtung des Wirkungsquerschnittes alleine nicht aus, um die Kopplung vom Top-Quark an das Z -Boson zu bestimmen (s. dazu Abschnitt 3.1). Genauere Aussagen kann man erhalten, wenn man den differentiellen Wirkungsquerschnitt betrachtet. Analysen haben gezeigt, dass eine geeignete kinematische Variable z.B. der Öffnungswinkel $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ (in der transversalen x - y -Ebene) zwischen den beiden Leptonen aus dem Z -Boson-Zerfall ist [21]. Mögliche Effekte aus der Physik jenseits des Standardmodells lassen sich durch Beiträge von höherdimensionalen Operatoren beschreiben [22]. Für $t\bar{t}Z$ -Wechselwirkungen lassen sich diese Effekte in vier anomalen Kopplungen $C_{1/2,V/A}$ zusammenfassen und es ergibt sich eine erweiterte Form der Lagrange-Dichte [18]:

$$\mathcal{L}_{t\bar{t}Z} = e\bar{u}(p_t) \left[\gamma^\mu (C_{1,V} + \gamma_5 C_{1,A}) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q_\nu}{M_Z} (C_{2,V} + i\gamma_5 C_{2,A}) \right] v(p_{\bar{t}})Z_\mu, \quad (1.7)$$

mit $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ und $q_\nu = (p_t - p_{\bar{t}})_\nu$. Dabei entsprechen $C_{1,V/A}$ der vektoriellen/axialvektoriellen Kopplung, während $C_{2,V/A}$ zu den schwachen elektrischen und magnetischen Dipolmomenten des Top-Quarks korrespondieren [18].

⁵ Die integrierte Luminosität ist ein Maß für die gesammelte Datenmenge.

2. LHC und ATLAS

2.1. Der Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC (Large Hadron Collider) ist ein Teilchenbeschleuniger am CERN in Genf, in dem Protonen (oder auch Bleikerne) auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht werden.

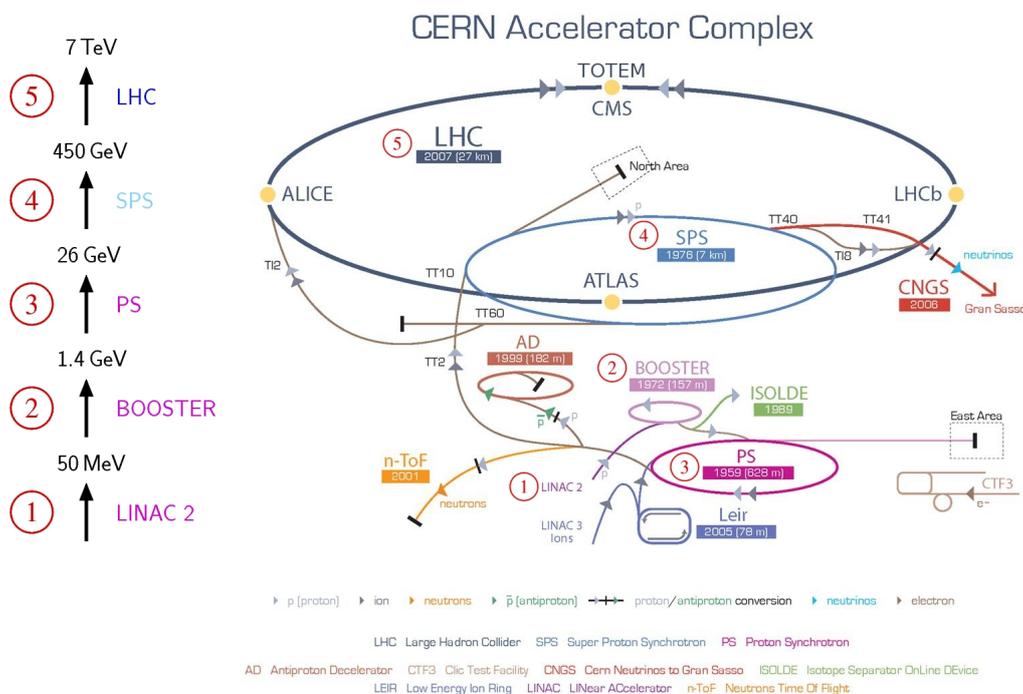


Abb. 2.1.: Übersicht über den LHC und Experimente. Protonen passieren zunächst kleinere Vorbeschleuniger, ehe sie in den Hauptbeschleuniger eingespeist werden © CERN.

Abb. 2.1 zeigt den grundlegenden Aufbau. Die größte Komponente ist ein unterirdisches Synchrotron (ein Ringbeschleuniger mit sich anpassenden Magnetfeldern) in einer Tiefe von rund 100 Metern und einem Umfang von knapp 26,7 km [23]. Der Ringtunnel war beim Bau des LHC bereits vorhanden und wurde zuvor für den LEP (Beschleuniger für Elektronen und Positronen) genutzt. Der Ring ist nicht exakt kreisförmig, sondern ist

2. LHC und ATLAS

aus acht Kreisbögen aufgebaut, die von acht geraden Verbindungsstücken unterbrochen werden. Im Tunnel gibt es zwei benachbarte Strahlrohre, in denen zwei Strahlen in entgegengesetzter Richtung zueinander beschleunigt werden. Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt dabei in Kavitäten mit stehenden elektromagnetischen Wellen.

Eine der wichtigsten Komponenten des LHC sind die insgesamt 1232 supraleitenden Dipolmagneten, die die Teilchen auf einer Kreisbahn halten. Die jeweils 15 Meter langen Magneten umschließen die beiden Strahlrohre und das an die Energie der Teilchen angepasste Dipolfeld hält sie auf der Kreisbahn. Quadrupolmagneten, ebenfalls supraleitend, sorgen für eine möglichst gute Fokussierung der Strahlen [23].

Momentan wird am LHC eine Schwerpunktsenergie von 13 TeV für pp -Kollisionen erreicht. Dazu werden die Protonen über mehrere Stufen hinweg beschleunigt, wie in Abb. 2.1 zu sehen ist. Zuerst werden sie durch einen Linearbeschleuniger auf etwa 50 MeV beschleunigt, ehe sie im Proton Synchrotron Booster auf eine Energie von 1,4 GeV gebracht werden. Von dort aus gelangen sie in den Proton Synchrotron Ring und anschließend zum SPS. Nachdem die Protonen auf 450 GeV beschleunigt wurden, werden sie in den Hauptring des LHC geleitet und dort auf die Endenergie (momentan 13 TeV) beschleunigt.

Durch Kreuzung der beiden Strahlen kommt es schließlich zur Kollision. Die Kollisionen erfolgen in insgesamt vier unterirdischen Kammern, in denen sich die vier großen Teilchendetektoren ATLAS, CMS, LHCb und ALICE befinden (s. Abb. 2.1). Die kollidierenden Teilchenstrahlen setzen sich dabei aus einzelnen Paketen zusammen, die zueinander einen zeitlichen Abstand von etwa 25 ns haben.

2.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (**A** Toroidal LHC **A**pparatu**S**) hat eine Länge von ca. 44 Metern, einen Durchmesser von 25 Metern und ist damit der größte gebaute Teilchendetektor für Beschleunigerexperimente [24]. Hauptaufgaben sind die Untersuchung des Higgs-Mechanismus und, insbesondere nachdem nun ein Boson entdeckt wurde [25, 26], das mit einigen SM-Vorhersagen für das Higgs-Boson kompatibel ist, die Vermessung seiner Eigenschaften. Weitere Aufgaben sind unter anderem die Untersuchung der B -Physik, Vermessung der Eigenschaften des Top-Quarks, die Suche nach möglicher Substruktur von Leptonen und Quarks und Signalen aus der Physik jenseits des Standardmodells (BSM). Der ATLAS-Detektor vermisst, so wie jeder Teilchendetektor, unter anderem den Impuls und die elektrische Ladung von (geladenen) Teilchen, deren Gesamtenergie, Spuren von Teilchen und Jets und kann auch zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Aus der Messung der transversalen Impulse aller an einer Kollision beteiligten Objekte kann, mit

Hilfe der Impulserhaltung, auf fehlenden transversalen Impuls und damit auf Neutrinos geschlossen werden. Die drei wichtigsten Komponenten sind der innere Detektor, die Kalorimeter (elektromagnetisch und hadronisch) sowie das Myonspektrometer [24].

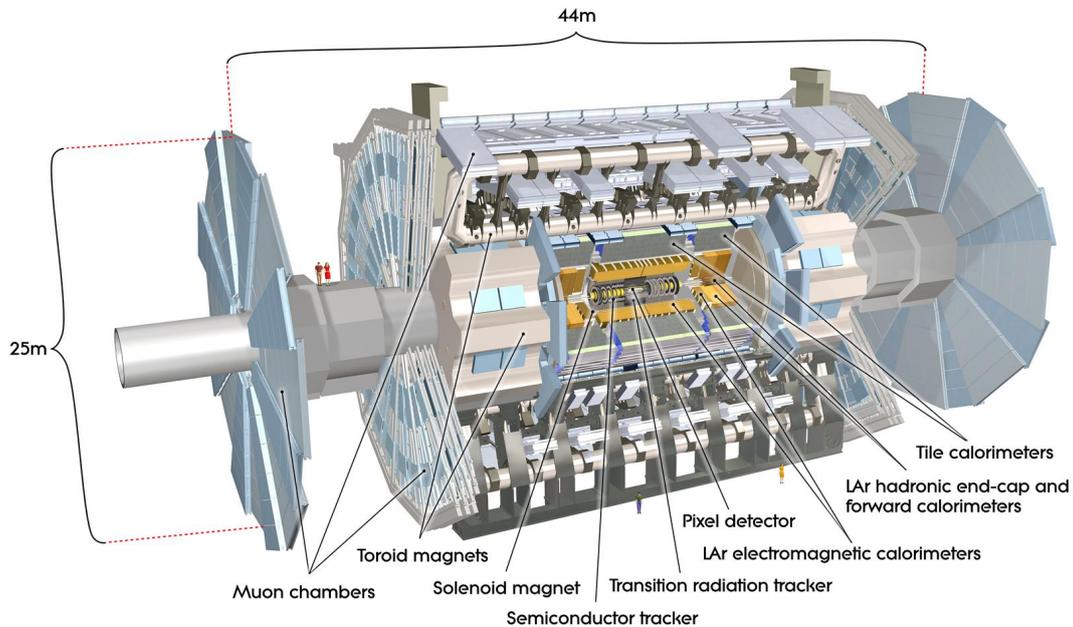


Abb. 2.2.: Der ATLAS-Detektor [27]: Um die Strahlachse herum sind der innere Detektor und die beiden Kalorimeter (elektromagnetisch und hadronisch) zylinderförmig angeordnet. Ganz außen befindet sich das Myonspektrometer.

Der innere Detektor besteht aus drei Detektorschichten, die um die Strahlachse mit dem Wechselwirkungspunkt zylinderförmig angeordnet sind (mit Endkappen an beiden Enden). Er befindet sich in einem Magnetfeld der Stärke zwei Tesla, welches von einem supraleitenden Solenoidmagneten erzeugt wird. Die wichtigste Aufgabe des inneren Detektors ist es, die Spuren der elektrisch geladenen Teilchen, die bei den Kollisionen entstehen, zu rekonstruieren und damit ihren Impuls zu bestimmen. Bei dem innersten Teil des Detektors handelt es sich um den ATLAS Pixeldetektor. Zum Nachweis werden Halbleiterdetektorelemente verwendet, die aus einzelnen Pixeln bestehen. Wenn ein elektrisch geladenes Teilchen einen Pixel passiert, werden Silizium-Atome ionisiert und es bildet sich ein Elektron-Loch-Paar. Das entsprechende elektrische Signal kann ausgelesen und der Ort des Teilchens bestimmt werden. Damit lassen sich Spuren bis auf etwa $14 \mu\text{m}$ Genauigkeit vermessen. Der Pixeldetektor ist vor allem für das b-Tagging, also der Identifizierung von Jets, die von b-Quarks verursacht werden, sehr wichtig. Mesonen, die b-Quarks enthalten, haben eine relativ hohe Lebensdauer und legen deswegen eine Strecke von einigen

2. LHC und ATLAS

Millimetern zurück, ehe sie zerfallen. Aufgrund der hohen Spurdichte in der Nähe des Primärvertex ist eine sehr hohe Genauigkeit erforderlich, um einen eventuellen Sekundärvertex zu messen. An den Pixeldetektor schließt sich der Silizium-Streifen-Detektor an, der aus acht Lagen Silizium-Streifen besteht. Die Auflösung der Spurkoordinaten beträgt dort ca. $20 \mu\text{m}$. Bei dem letzten Teildetektor handelt es sich um den Übergangsstrahlungsdetektor bestehend aus sehr vielen dünnen Rohren, die mit gasförmigem Xenon gefüllt sind. Durch jedes dieser Röhrchen verläuft in der Mitte ein Anodendraht. Ionisationssignale, die von durchlaufenden Teilchen verursacht werden, werden zum Teilchennachweis eingesetzt. Hochrelativistische Teilchen verursachen darin Übergangsstrahlung und die Abhängigkeit der Intensität vom Lorentzfaktor $\gamma = \frac{E}{m}$ kann für die Teilchenidentifikation genutzt werden. Mittlerweile wurde der innere Detektor mit einer vierten Lage erweitert, dem IBL („Insertable B-Layer“), die noch näher um die Strahlachse herum angeordnet ist. Hauptaufgabe ist die Verbesserung der b-Tagging-Effizienz und die Kompensation von Fehlern der anderen Lagen [28].

Um den inneren Detektor und die Solenoidspule herum befindet sich das Kalorimetersystem, bestehend aus elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Die Funktionsweise beruht darauf, dass hochenergetische Elektronen/Positronen im elektromagnetischen Kalorimeter ihre gesamte Energie deponieren, in dem sie Photonen emittieren (Bremsstrahlung), welche wiederum in Elektron-Positron-Paare zerfallen, die ebenfalls wieder Photonen emittieren¹. Insgesamt kommt es zur Bildung eines Teilchenschauers. Während Elektronen/Positronen ihre gesamte Energie abgeben, werden Hadronen erst im hadronischen Kalorimeter vollständig abgebremst. Bei dem elektromagnetischen Kalorimeter wird die Sampling-Technik angewandt, wobei als Absorber 1,9 mm dicke Bleilagen mit Edelstahlbeschichtung verwendet werden und flüssiges Argon als Detektormaterial (für die Energiemessung) dient. Das hadronische Kalorimeter umschließt das elektromagnetische Kalorimeter und nutzt im Zentralbereich Eisen als Absorber und Plastik-Szintillatoren als Nachweismedium. Im vorderen Teil wird, wie im elektromagnetischen Kalorimeter, flüssiges Argon zum Nachweis verwendet, während Kupfer als Absorbermaterial eingesetzt wird.

Im äußersten Bereich des ATLAS-Detektors befindet sich als letzte Komponente das Myonenspektrometer, welches sich in einem Magnetfeld befindet, das von einem torodialen Magnetfeldsystem aus acht supraleitenden Spulen erzeugt wird. Da Myonen wegen ihrer hohen Masse sehr wenig Bremsstrahlung emittieren und das Kalorimeter deswegen fast ungebremst passieren können, müssen sie separat gemessen werden. Die Myonkammern

¹ Die auftretenden Prozesse durch das Eintreffen eines Photons verlaufen analog.

bestehen aus gasgefüllten Driftröhren mit einem Draht in der Mitte. Myonen ionisieren das Gas und aus der Messung der Driftzeit der Elektronen aus der Ionisation lassen sich die Koordinaten der Myonen bestimmen.

3. Vorbereitungen und Durchführungen für die Entwicklung eines Messkonzeptes der ttZ -Kopplung

3.1. Berechnung der Azimutwinkelverteilung zwischen den Leptonen aus dem Zerfall des Z -Bosons für anomale ttZ -Kopplungen

In [18] wird die Möglichkeit untersucht, die ttZ -Kopplung zu messen und dazu die Produktion von Top-Quark-Paaren in Assoziation mit einem Z -Boson am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV betrachtet. Dabei werden Ergebnisse aus Studien genutzt, die gezeigt haben, dass der Azimutwinkel $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ zwischen den beiden Leptonen aus dem Zerfall des Z -Bosons sensitiv bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen ist. Allerdings werden nur die beiden Kopplungskonstanten $C_{1,V}$ und $C_{1,A}$ (s. Glg. 1.7) untersucht und der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}}$ für verschiedene Werte beider Größen berechnet. Dazu wird der tripleptonischen Endzustand

$$pp \rightarrow t\bar{t} + Z \rightarrow t(\rightarrow l\nu b) \bar{t}(\rightarrow jj\bar{b}) Z(\rightarrow l\bar{l}) \quad (3.1)$$

betrachtet (j : Jet, ν : Neutrino, l : Lepton), wobei bei den Leptonen über alle möglichen Kombinationen von e^\pm und μ^\pm summiert wird. Damit werden Prozesse betrachtet, bei denen entweder das Top-Quark oder das Anti-Top-Quark leptonisch zerfällt¹. Top-Quarks und Z -Bosonen werden in der Rechnung im Rahmen der Narrow-Width Approximation als

¹ Damit ist gemeint, dass das W -Boson aus dem Top-Quark-Zerfall leptonisch zerfällt.

3. Vorbereitungen und Durchführungen

On-Shell² angenähert [18]. Für die Berechnung werden folgende Selektionen angewandt:

$$p_T^l \geq 15 \text{ GeV} ; \quad |y^l| \leq 2,5 ; \quad (3.2)$$

$$p_T^j \geq 20 \text{ GeV} ; \quad |y^j| \leq 2,5 ; \quad (3.3)$$

$$p_T^{\text{miss}} \geq 20 \text{ GeV} ; \quad R_{lj} \geq 0,4 . \quad (3.4)$$

Hier ist $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p}{E-p} \right)$ die Rapidity (der Leptonen und Jets) und p_T^{miss} der fehlende Transversalimpuls³. $R_{lj} = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta \phi)^2}$ ist der Abstand zwischen je einem Jet und einem Lepton (ϕ ist der Azimutwinkel).

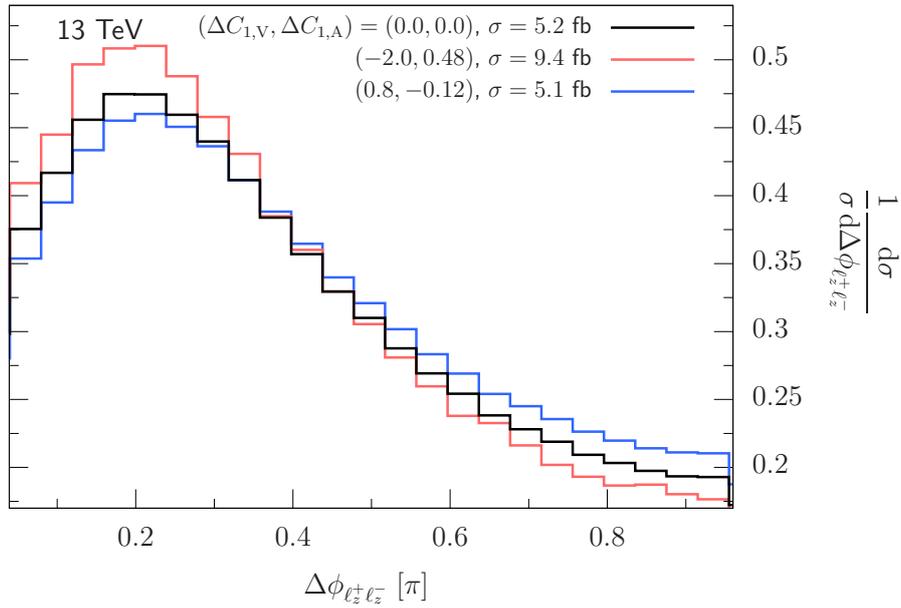


Abb. 3.1.: Differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Öffnungswinkels $\Delta\phi_{\ell_z^+ \ell_z^-}$ für verschiedene ttZ -Kopplungen [18] und $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ auf Truth-Ebene⁴.

In Abb. 3.1 sind NLO-QCD⁵ Rechnungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt dargestellt. Es werden dabei alle Spin-Korrelationen (für die zerfallenden Top-Quarks, den hadronisch zerfallenden W -Bosonen und den leptonisch zerfallenden Z -Bosonen) berücksichtigt und die MSTW2008 Parton-Verteilungsfunktionen [29] benutzt. Dabei ist

$$\Delta C_{1,V/A} = \frac{C_{1,V/A}}{C_{V,A}^{\text{SM}}} - 1$$

² d.h. sie erfüllen die relativistische Energie-Impuls-Beziehung: $E^2 - \vec{p}^2 = m^2$

³ Komponente des Impulses senkrecht zur Strahlachse (z -Achse): $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$

⁴ Erläuterungen zur Truth-Ebene befinden sich in Abschnitt 3.2.

⁵ „next-to-leading-order“: QCD-Rechnungen basieren auf Störungsreihenentwicklung. NLO bedeutet, dass nicht nur die größten Terme mit kleinster Ordnung, sondern auch Terme nächsthöherer Ordnung berücksichtigt werden.

die relative Abweichung der Kopplungskonstanten von der Erwartung aus dem Standardmodell ($C_{V,A}^{\text{SM}}$ sind die SM-Werte, s. Glg 1.5). Es fällt auf, dass die Form der Verteilung empfindlich gegenüber der Kopplungen ist. Gleichzeitig sieht man, dass die Betrachtung des Wirkungsquerschnittes alleine nicht ausreicht, um die ttZ -Kopplung experimentell zu bestimmen, denn mit $(\Delta C_{1,V} ; \Delta C_{1,A}) = (0, 8 ; -0, 12)$ erhält man fast den gleichen Wirkungsquerschnitt wie im Standardmodell (s. Abb. 3.1).

3.2. Angewandte Objektdefinitionen und Ereignisselektionen

Um eine Aussage darüber zu machen, ob und wie der schwache Isospin bzw. die Kopplung des Top-Quarks an das Z -Boson gemessen werden kann, muss zunächst vorhergesagt werden, wie denn die Azimutwinkelverteilung der beiden Leptonen (Elektronen oder Myonen) aus dem Zerfall des Z -Bosons in echten Daten aussehen würde. Dazu müssen die Kollisionen von Protonen am LHC bei einer bestimmten Schwerpunktsenergie am Computer simuliert werden. Dies geschieht durch sogenannte Monte-Carlo-Simulationen.

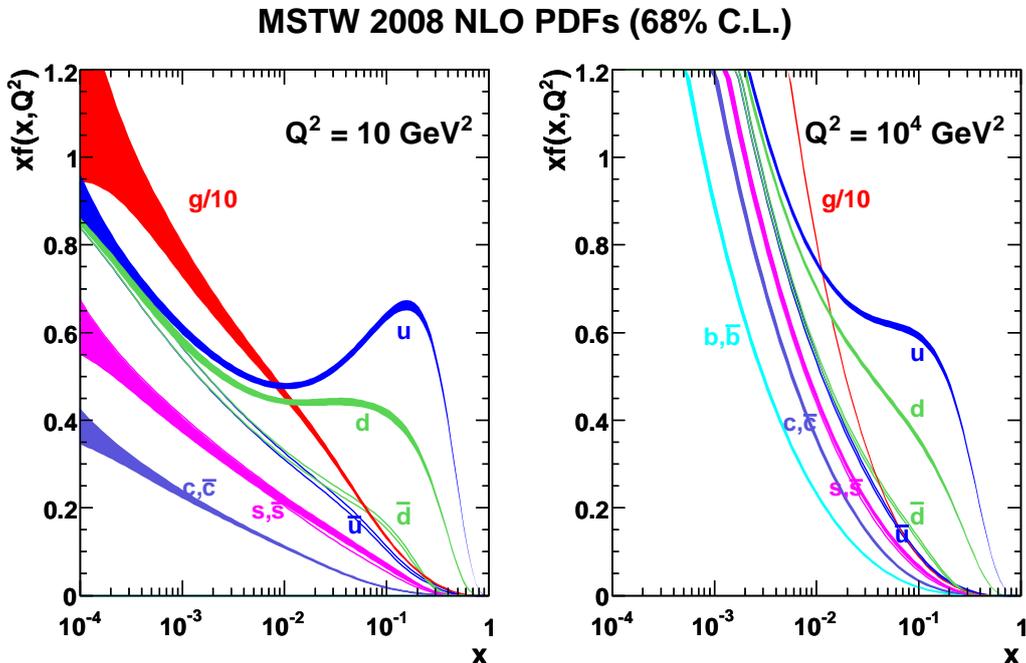


Abb. 3.2.: MSTW 2008 NLO Partonverteilungsfunktionen [29]. f ist die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, dass das jeweilige Parton den Anteil x am Proton-Viererimpuls trägt.

3. Vorbereitungen und Durchführungen

Da das Proton kein Elementarteilchen ist und aus Partonen (Quarks sowie Gluonen, die zwischen den Quarks ausgetauscht werden) besteht, sind nicht die Protonen als Ganzes, sondern die einzelnen Partonen an der Stoßreaktion beteiligt. Die Impulsverteilung kann in tiefunelastischen Streuungen in sogenannten Partonverteilungsfunktionen (PDF) gemessen werden (s. Abb. 3.2). Solche PDFs werden bei Simulationen eingesetzt. Monte-Carlo-Simulationen simulieren nicht nur die Kollisionen zwischen den Protonen, sondern auch die Prozesse der Hadronisierung, also der Bildung der im Detektor beobachtbaren Teilchen sowie deren Detektierung. Die simulierten Daten liegen schließlich im selben Format wie die am ATLAS-Detektor aufgenommenen Daten vor. Man hat schließlich Zugriff auf Truth-Level (d.h. Informationen über die „echten“ Teilchen, so wie die Physik wirklich ist) sowie auf Reco-Level (d.h. Informationen über die Teilchen, so wie man sie im ATLAS-Detektor messen würde).

Für die Analyse wird das Programm AnalysisTop verwendet. Dieses verarbeitet die Daten (entweder echte Daten oder MC-Simulationsdaten) und erstellt einfach lesbare und strukturierte Dateien mit Informationen über die Kinematik der Teilchen und Jets. Dabei werden auch Objektdefinitionen (nur auf Reco-Level) und Ereignisselektionen angewandt, die konfigurierbar sind, sowie auch verschiedene systematische Unsicherheiten berücksichtigt. Für diese Arbeit werden die Standardobjektdefinitionen von AnalysisTop⁶ verwendet und Systematiken außer Acht gelassen. Jets werden mit dem „anti- k_t -Algorithmus“ mit $R=0,4$ definiert [30]. An die Jets und die Myonen werden gleiche Anforderungen an den transversalen Impuls und die Pseudorapidität⁷ gestellt. Es gilt $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2,5$. Elektronen werden aus Clustern im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert, wenn zu dem Cluster eine passende Spur aus dem inneren Detektor assoziiert wird. Außerdem müssen sie bestimmte Anforderungen einer Likelihood-basierten „medium“-Identifikation erfüllen [31, 32]. Für Elektronen gilt $p_T > 25$ GeV und $|\eta_{\text{Cluster}}| < 2,47$, während der Bereich $1,37 < |\eta_{\text{Cluster}}| < 1,52$ untersagt ist.

Für die Analyse werden verschiedene Selektionen auf die simulierten Ereignisse angewandt, und zwar separat auf Truth- und auch auf Reco-Level. Um die SM-Verteilung aus Abb. 3.1 zu reproduzieren, müssen gleiche Schnitte auf Truth-Level gemacht werden (s. Glg. 3.2-3.4). Für AnalysisTop wurde mir ein Paket bereitgestellt, welches Truth-Informationen für $t\bar{t}Z$ -Prozesse abspeichert, und zwar auf Parton-Level⁸.

⁶ Versionsnummer 2.3.45a

⁷ Pseudorapidität $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$, θ : Polarwinkel

⁸ Truth-Informationen über alle Quarks

3.2. Angewandte Objektdefinitionen und Ereignisselektionen

Für die Reproduktion der Verteilung aus Abb. 3.1 werden folgende Schnitte angewandt:

Objekt	Schnitt
Zerfallskanal des $t\bar{t}$ -Paars	semileptonisch (geladene Leptonen = Elektronen, Myonen)
geladene Leptonen	$p_T^l > 15 \text{ GeV}$, $ \eta^l < 2,5$
Quarks	$p_T^q > 20 \text{ GeV}$, $ \eta^q < 2,5$
Z-Boson	on-shell, Endzustände $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$
Neutrino aus direktem Zerfall	$p_T^\nu > 20 \text{ GeV}$
Abstände	$R_{ql} > 0,4$

Tab. 3.1.: Schnitte auf Truth-Level, die möglichst gleich zu Glg. 3.2-3.4 sind. Es wird auf den trileptonischen Endzustand geschnitten, wobei das Z-Boson in zwei geladene Leptonen (gleichen Flavours) zerfällt. τ -Leptonen werden hier nicht hinzugezählt.

Da diese Selektionen auf den trileptonischen Endzustand (Glg. 3.1) schneiden, gibt es in den selektierten Ereignissen nur ein Neutrino aus dem direkten Zerfall (s. Abschnitt 1.3). Die Variable R_{ql} ist wie in Glg. 3.4 definiert⁹, nur ist hier der Abstand zwischen Quarks und Leptonen gemeint. Da nur der Zugriff auf Parton-Level möglich ist, können die Schnitte nicht direkt auf Jets, sondern nur auf Quarks angewandt werden. Da ein Jet jedoch aus einem Quark (oder Gluon) hervorgeht, haben das Quark und der Jet etwa die gleiche Richtung und den gleichen Transversalimpuls (d.h. $\eta_{\text{Jet}} \approx \eta_{\text{Quark}}$, $p_T^{\text{Jet}} \approx p_T^{\text{Quark}}$), sodass diese Herangehensweise eine sehr gute Approximation an die Schnitte aus Glg. 3.2-3.4 darstellt. Auch der Schnitt auf den Transversalimpuls p_T^ν des Neutrinos aus dem W-Boson-Zerfall stellt nur eine Annäherung dar, denn die Schnitte aus Glg. 3.2-3.4 schneiden auf fehlenden transversalen Impuls. Zu diesem fehlenden Impuls trägt zwar zum größten Teil das Neutrino aus dem Zerfall des W-Bosons bei, es könnte allerdings auch Beiträge von Neutrinos geben, die aus schwachen Zerfällen in den Jets hervorgehen. Die Ersetzung der Rapidität y durch die Pseudorapidität η stellt kein Problem dar, da die Impulse p_T alle sehr hoch sind und somit $y \approx \eta$ gilt (Hochenergienäherung).

Für experimentelle Vorhersagen müssen jedoch Schnitte angewandt werden, wie sie bei einer echten Datenanalyse gemacht werden, und zwar auf Reco-Level. Für die Erstellung der nominellen Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ werden Signalregionen betrachtet, die sensitiv auf den

⁹ Die Rapidität wird durch die Pseudorapidität ersetzt. Für hohe Energien (Teilchenmassen vernachlässigbar) gilt $y \approx \eta$.

3. Vorbereitungen und Durchführungen

$t\bar{t}Z$ -Prozess im tripleptonischen Endzustand sind. Dazu werden Schnitte angewandt, die so ähnlich auch in einer $t\bar{t}V$ -Analyse (V : W - oder Z -Boson) verwendet wurden (aktuelle ATLAS-Analyse, [20]).

	3l-Z-1b4j	3l-Z-2b3j	3l-Z-2b4j
geladene Leptonen	$p_T > 25 \text{ GeV}$		
Summe der Leptonladungen	± 1		
OSSFZ-Paar	$ m_{ll} - M_Z < 10 \text{ GeV}$		
Anzahl der Jets	≥ 4	3	≥ 4
Anzahl der Jets mit b-Tag	1	≥ 2	≥ 2

Tab. 3.2.: Schnitte auf Reco-Level: Drei Signalregionen (aus [20], leicht verändert). Es wird stets nach genau drei elektrisch geladenen Leptonen (Elektronen oder Myonen) gesucht. Die drei Regionen 3l-Z-1b4j, 3l-Z-2b3j und 3l-Z-2b4j sind sensitiv auf Ereignisse mit drei Leptonen (davon ein Paar aus einem Z -Boson-Zerfall) und unterscheiden sich durch die Schnitte auf die Jets. Alle drei Regionen werden kombiniert.

Hier bedeutet „OSSFZ-Paar“, dass nur Ereignisse betrachtet werden, in denen exakt ein Paar von geladenen Leptonen mit gleichem Flavour (keine τ -Leptonen), entgegengesetzter Ladung und invarianter Masse m_{ll} in der Nähe der Masse des Z -Bosons existiert. Für die Identifizierung von b-Jets wird der MV2C20-Algorithmus verwendet [33], der sich unter anderem die hohe Lebensdauer und Masse von b-Hadronen zu Nutze macht. Der Schnitt auf das b-Tag-Gewicht der Jets wird so gewählt, damit man eine Effizienz von ca. 77% erhält (s. b-Tagging Benchmarks für MC15 Samples und AntiKt4EMTopoJets in [34]).

3.3. Umgewichtung der Verteilungen des Azimutwinkels bezüglich anomaler $t\bar{t}Z$ -Kopplungen

Da für den $t\bar{t}Z$ -Prozess momentan nur Monte-Carlo-Simulationen für die SM-Kopplungen mit $C_V^{\text{SM}} \approx 0,244$ und $C_A^{\text{SM}} \approx -0,601$ existieren, können diese nicht direkt dafür genutzt werden, um Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für anomale $t\bar{t}Z$ -Kopplungen zu erstellen und experimentelle Vorhersagen zu machen. Man kann allerdings die Ergebnisse aus den theoretischen Berechnungen für $\frac{d\sigma}{d\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}}$ nutzen (s. Abb. 3.1) und den MC-Ereignissen ein entsprechendes Gewicht geben und somit durch Umgewichtungen MC-Verteilungen für

3.3. Umgewichtung bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen

anomale Kopplungen erhalten. Der Gewichtungsfaktor berechnet sich aus dem Verhältnis zwischen $\frac{d\sigma}{d\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}}$ für die anomale Kopplung und die SM-Kopplung in dem jeweiligen Bereich (Bin) des Histogramms (s. Abb. 3.1).

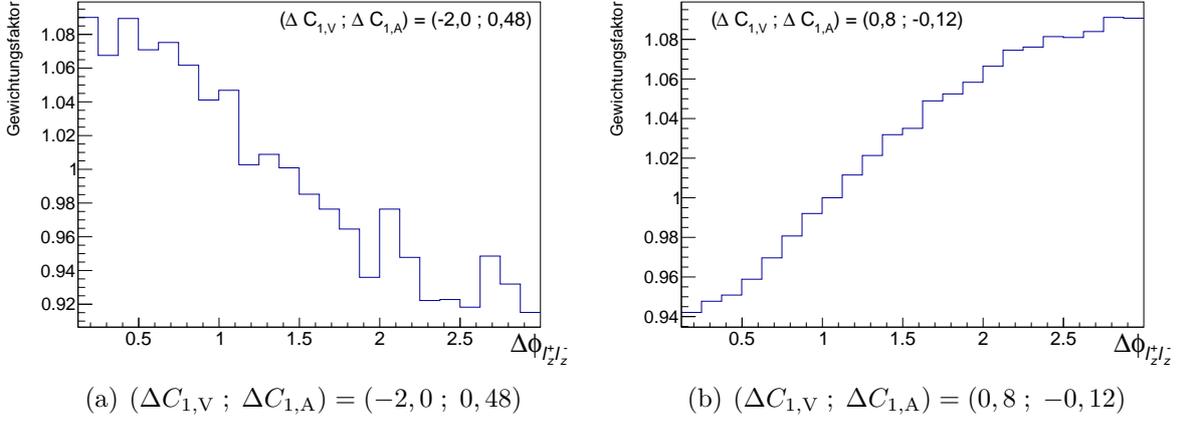


Abb. 3.3.: Gewichtungsfunktionen für die beiden anomalen Kopplungen. $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ ist der Azimutwinkel zwischen den beiden Leptonen (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$) aus dem Z -Boson-Zerfall auf Truth-Level.

Allerdings wurden die Rechnungen (s. Abschnitt 3.1) nicht für den vollen Phasenraum ausgeführt, es wurden schon vorher Schnitte angewandt (Glg. 3.2-3.4). Dementsprechend gibt es MC-Ereignisse, zu denen man keine Information für die Umgewichtung hat. Um zu bestimmen, welche Ereignisse ein Gewicht für die anomale Kopplung bekommen dürfen, müssen auf die MC-Daten Selektionen auf Truth-Level angewandt werden, so wie sie in Tab. 3.1 beschrieben werden. Dazu werden MC-Datensätze für die Prozesse $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow e^+e^-$) und $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV verwendet. Eine Übersicht über die verwendeten Datensätze findet sich im Anhang A.

Durch das Anwenden der Schnitte auf die MC-Daten wird zunächst versucht, die Verteilung aus Abb. 3.1 zu reproduzieren. Dazu werden die $t\bar{t}Z$ -Datensätze ($Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$) mit AnalysisTop zunächst ohne Schnitte prozessiert, wobei die Objektdefinitionen aus Abschnitt 3.2 verwendet werden. In den Ausgangsdaten werden zu jedem Ereignis Informationen auf Reco- und Truth-Level abgespeichert, wobei jedes Ereignis anhand einer Ereignisnummer identifiziert werden kann. Die Truth-Informationen zu den Azimutwinkel und Identität aller Leptonen sind gegeben, sodass die Winkeldifferenz in jedem Ereignis direkt berechnet werden kann. Für die Reproduktion der SM-Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ (auf Truth-Level) werden Histogramme gefüllt, die die gleichen Eigenschaften wie in Abb. 3.1 haben (gleiche Unterteilung und Winkelintervall). Dabei werden die von AnalysisTop berechneten Gewichtungsfaktoren (Lepton-Skalenfaktor W_{Lepton} , b-Tagging-Skalenfaktor W_{bTag} und

3. Vorbereitungen und Durchführungen

Monte-Carlo-Gewicht W_{MC}) für jedes Ereignis bei der Füllung der Histogramme mit berücksichtigt, d.h. jedes Ereignis (das die Truth-Schnitte passiert hat) besitzt das Gewicht¹⁰

$$W = W_{\text{Lep}} \cdot W_{\text{bTag}} \cdot W_{\text{MC}} . \quad (3.5)$$

Dabei wird für jeden MC-Datensatz ein separates Histogramm erstellt und auf eine bestimmte integrierte Luminosität (für den Vergleich beliebig wählbar) und den entsprechenden Wirkungsquerschnitt skaliert. Dazu wird der folgende Skalenfaktor verwendet:

$$SF = \frac{\int L dt \sigma \varepsilon_{\text{Cuts}}}{N_{\text{after}}} , \quad \varepsilon_{\text{Cuts}} = \frac{N_{\text{after}}}{N_{\text{before}}} . \quad (3.6)$$

Hier ist σ der theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitt für den simulierten Prozess, N_{after} die Anzahl der Ereignisse nach und N_{before} die Anzahl der gewichteten Ereignisse vor Anwendung der Schnitte. Die einzelnen Histogramme werden dann zu einem Histogramm aufaddiert.

Durch die Reproduktion der Verteilung kann geprüft werden, ob die Schnitte richtig angewandt wurden. Anschließend können für jedes Ereignis (das die Schnitte passiert hat) durch die Betrachtung des Truth-Wertes für $\Delta\phi_{l_z^\pm l_z^\mp}$ zwei Gewichtungsfaktoren für die Umgewichtung bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen bestimmt werden (s. Abb. 3.3). Mit diesen Informationen ist es möglich, die rekonstruierten Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^\pm l_z^\mp}$ bezüglich anomalen Kopplungen umzugewichten. Dazu werden Schnitte auf Reco-Ebene angewandt und anhand der Ereignis-Nummer des Ereignisses kann das entsprechende Gewicht (das für jedes Ereignis vorher bestimmt wurde) abgefragt werden. Die Erstellung der umgewichteten rekonstruierten Verteilungen wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

¹⁰ Falls es Abweichungen zwischen der MC-Verteilung und den Daten gibt, wird die MC-Verteilung umskaliert (jedes Ereignis bekommt ein Gewicht), statt eine neue Simulation auszuführen. Die in dieser Arbeit verwendeten Gewichtungsfaktoren berücksichtigen Unterschiede in der Effizienz der Leptonen-Rekonstruktion (W_{Lep}) und im b-Tagging (W_{bTag}). Der MC-Gewichtungsfaktor (W_{MC}) wird benutzt, um doppelt generierte Ereignisse abzuziehen.

3.4. Erzeugung von rekonstruierten Azimutwinkelverteilungen bezüglich anomaler Kopplungen

In einer Analyse von aufgenommenen Daten ist der Ursprung aller Zerfallsprodukte nicht direkt bekannt. Um den Azimutwinkel zwischen den beiden geladenen Leptonen aus dem Zerfall des Z -Bosons zu bestimmen, müssen diese beiden Leptonen in den rekonstruierten Elektronen und Myonen zunächst gefunden werden. Dazu wird die Erhaltung des Viererimpulses ausgenutzt. Das Z -Boson zerfällt in zwei geladene Leptonen l^+l^- gleichen Flavours (hier werden wie bisher nur Myonen und Elektronen gezählt):

$$p_Z = p_{l^+} + p_{l^-} .$$

Für die Bestimmung der Leptonen aus dem Z -Boson-Zerfall wird die Energie-Impuls-Beziehung ausgenutzt. Als Kandidaten für die beiden Leptonen kommen somit nur Paare in Frage, deren invariante Masse in der Nähe der Masse des Z -Bosons liegt:

$$\left| \sqrt{(p_{l^+} + p_{l^-}) \cdot (p_{l^+} + p_{l^-})} - M_Z \right| < 10 \text{ GeV} .$$

Da es sich hier um Viererimpulse handelt, ist hier das Skalarprodukt zwischen Vierervektoren gemeint. Für die Masse des Z -Bosons wird ein Wert von $M_Z = 91,1876 \text{ GeV}$ verwendet [3]. Für die Berechnung des rekonstruierten Winkels $\Delta\phi_{l^+l^-}$ in einem Ereignis werden alle möglichen Paare von jeweils Elektronen und Myonen mit entgegengesetzter Ladung betrachtet. Schließlich wird das Paar ausgewählt, dessen invariante Masse am nächsten zur Masse des Z -Bosons liegt und der Winkel $\Delta\phi_{l^+l^-}$ berechnet.

Um nun mit den MC-Simulationen experimentelle Vorhersagen machen zu können, reicht es nicht aus, nur die beiden simulierten Signalprozesse $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow e^+e^-$) und $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) zu betrachten. Bei den Kollisionen zwischen Protonen am LHC werden sehr viele verschiedene Ereignisse erzeugt, die bei der Rekonstruktion den beiden $t\bar{t}Z$ -Signalprozessen sehr ähnlich sehen. Wenn man also in echten Daten den Winkel $\Delta\phi_{l^+l^-}$ rekonstruieren würde, dann würde man in der Winkelverteilung immer einen Beitrag von diesen Untergrundprozessen bekommen. Wenn man vorhersagen möchte, wie die Winkelverteilung experimentell aussehen würde, dann muss man die simulierten Untergrundprozesse mit beachten. Je nachdem welche Schnitte man auf die Ereignisse anwendet, dominieren andere Untergrundprozesse. Für die Schnitte, die in dieser Arbeit auf Reco-Level angewandt werden, sind insbesondere die Produktion von zwei Bosonen (Diboson),

3. Vorbereitungen und Durchführungen

die Produktion eines Z -Bosons zusammen mit Jets (Z +Jets) und die Produktion eines einzelnen Top-Quarks in Assoziation mit einem Z -Boson relevant [20], aber auch Beiträge von tWZ -Prozessen sind wichtig. Zusätzlich werden auch $t\bar{t}Z$ -Prozesse berücksichtigt, in denen das Z -Boson in zwei τ -Leptonen zerfällt, hier wird aber ein sehr geringer Beitrag erwartet. Die verwendeten Monte-Carlo-Samples finden sich im Anhang A.

Für die Erstellung der rekonstruierten Winkelverteilung werden wieder für jedes MC-Sample separat Histogramme erstellt und mit dem rekonstruierten Winkel $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ gefüllt, wobei Beiträge aus den Signalprozessen $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow e^+e^-$) und $pp \rightarrow t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) sowie Untergrundprozessen (Diboson, Z +Jets, tZ , tWZ und $t\bar{t}Z$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)) beachtet werden. Dabei werden die Objektdefinitionen aus Abschnitt 3.2 und die Schnitte aus Tab. 3.2 auf die MC-Ereignisse angewandt. Bei der Füllung der Histogramme bekommen die selektierten Ereignisse wieder das berechnete Gewicht (s. Glg. 3.5). Da die einzelnen Histogramme wieder aufaddiert werden müssen, muss jedes Histogramm wieder mit dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt des simulierten Prozesses skaliert werden (s. Glg. 3.6).

Für die Berechnung der Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für anomale Kopplungen muss zusätzlich die Umgewichtung bezüglich der anomalen Kopplung berücksichtigt werden. Dazu wird wie folgt vorgegangen: Die einzelnen Histogramme der Untergrundprozesse werden wie bisher erstellt (Selektionen, Gewichtung, Skalierung). Die Histogramme zu den beiden Signalprozessen werden allerdings anders behandelt. Die MC-Ereignisse passieren die Schnitte und die selektierten Ereignisse bekommen das folgende Gewicht:

$$W = W_{\text{Lep}} \cdot W_{\text{bTag}} \cdot W_{\text{MC}} \cdot W_{\text{BSM}} . \quad (3.7)$$

Dabei ist W_{BSM} der Umgewichtungsfaktor bezüglich einer anomalen $t\bar{t}Z$ -Kopplung (s. Abb. 3.3). Die Bestimmung von W_{BSM} erfolgt so wie in Abschnitt 3.3 beschrieben: Anhand der Ereignis-Nummer der selektierten Ereignisse kann das Gewicht abgefragt werden, indem das korrespondierende Ereignis, das die Truth-Schnitte (Tab. 3.1) passiert hat, gesucht wird. Der Gewichtungsfaktor ergibt sich je nach dem, welchen Wert $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Truth-Level hat. Um den veränderten Wirkungsquerschnitt bei anomaler Kopplung zu berücksichtigen, werden die Histogramme der Signalprozesse mit folgendem Skalenfaktor skaliert:

$$SF = \frac{\int L dt \sigma \varepsilon_{\text{Cuts}}}{N_{\text{after}}} \cdot \frac{\sigma(\text{BSM})}{\sigma(\text{SM})} . \quad (3.8)$$

Dabei sind $\sigma(\text{SM})$ und $\sigma(\text{BSM})$ die Wirkungsquerschnitte für die SM- bzw. die anomale Kopplung, so wie sie in Abb. 3.1 angegeben sind.

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit präsentiert. Dabei werden zunächst die Berechnungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Truth- und Reco-Ebene miteinander verglichen. Anschließend werden die Phasenräume für die angewandten Selektionen gegenüber gestellt und die Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Reco-Level für unterschiedliche anomale ttZ -Kopplungen verglichen. Schließlich wird untersucht, bei welcher integrierten Luminosität Aussagen über anomale ttZ -Kopplungen möglich sind.

4.1. Vergleich zwischen der Winkelberechnung auf Truth- und Reco-Ebene

Um die SM-Verteilung aus Abb. 3.1 zu reproduzieren, muss der Azimutwinkel $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ zwischen den beiden elektrisch geladenen Leptonen aus dem Zerfall des Z -Bosons auf Truth-Ebene berechnet werden. Auf Reco-Ebene müssen diese beiden Leptonen allerdings zunächst in den rekonstruierten Elektronen und Myonen gefunden werden, ehe der Winkel berechnet werden kann. Hier stellt sich die Frage, ob und wie oft man das korrekte Paar an Leptonen auswählt. Aussagen hierüber erhält man, wenn man den Unterschied zwischen dem Truth- und dem Reco-Wert für $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ in jedem Ereignis untersucht. Die Migrationsmatrix in Abb. 4.1 stellt die Migration der Werte des Azimutwinkels $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ vom Truth- zum Reco-Level in jedem (selektierten) Ereignis dar. Hierzu werden Ereignisse betrachtet, die die Schnitte aus Tabelle 3.2 passieren. Es werden MC-Simulationen für die beiden Prozesse $pp \rightarrow t\bar{t} Z (\rightarrow e^+ e^- / \mu^+ \mu^-)$ verwendet (s. Anhang A).

Man sieht, dass die Bestimmung der Elektronen und Myonen aus dem Z -Boson-Zerfall auf Reco-Level sehr gut funktioniert. Die Übereinstimmung zwischen der Berechnung auf Truth- und Reco-Ebene ist insgesamt sehr gut, in mehr als 97 % der Fälle gilt

$$\left| \Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}(\text{Truth}) - \Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}(\text{Reco}) \right| \leq 18^\circ .$$

4. Ergebnisse

Es fällt allerdings auf, dass der Unterschied in manchen Ereignissen sehr groß ist. Dies war zu erwarten, da man nicht in jedem Ereignis das korrekte Paar von Leptonen auswählt. Kandidaten für die beiden Leptonen l^+l^- sind Leptonpaare (gleicher Flavour (e, μ), entgegengesetzte elektr. Ladung), deren invariante Masse um weniger als 10 GeV von der Masse des Z -Bosons abweicht. Zwar versucht man auf den trileptonischen Endzustand zu schneiden (s. Tab. 3.2) mit $Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ und einem semileptonisch zerfallendem Top-Quark-Paar, doch die Hadronen aus den Jets können schwach zerfallen und Leptonen, die aus den Zerfällen der W -Bosonen hervorgehen, könnten fälschlicherweise als Leptonen aus dem Z -Boson-Zerfall interpretiert werden. Die Anteile von falsch ausgewählten Paaren sind allerdings sehr niedrig und liegen im Bereich von 2-3 %. Ergebnisse für $\Delta\phi_{e^+e^-}$ und $\Delta\phi_{\mu^+\mu^-}$ befinden sich im Anhang B.

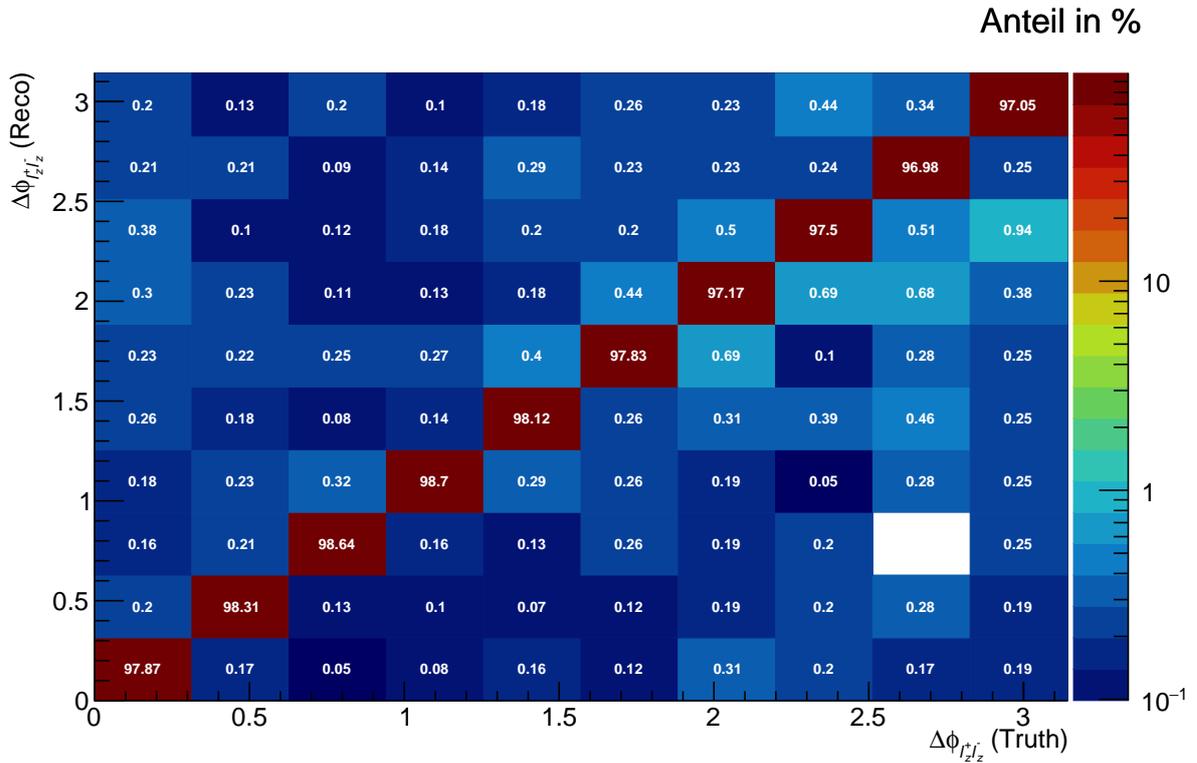


Abb. 4.1.: Vergleich der Berechnung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Truth- und Reco-Ebene ($l_z^+ l_z^- = e^+e^-/\mu^+\mu^-$). Die Matrix stellt die Migration der Werte von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ von der Truth- auf die Reco-Ebene in den selektierten Ereignissen dar. Weiße Felder bedeuten, dass der Anteil in diesem Bereich kleiner als 0,005 % ist.

4.2. Vergleich der Phasenräume für verschiedene Selektionen

Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, werden auf die Ereignisse der MC-Simulationen die Schnitte aus Tabelle 3.1 angewandt, um die Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ aus Abb. 3.1 für das Standardmodell zu reproduzieren. Dazu wird die gleiche Unterteilung („Binning“) und das gleiche Winkelintervall für das Histogramm gewählt. Abb. 4.2 zeigt die beiden Verteilungen, die für den Vergleich beide auf eins normiert werden.

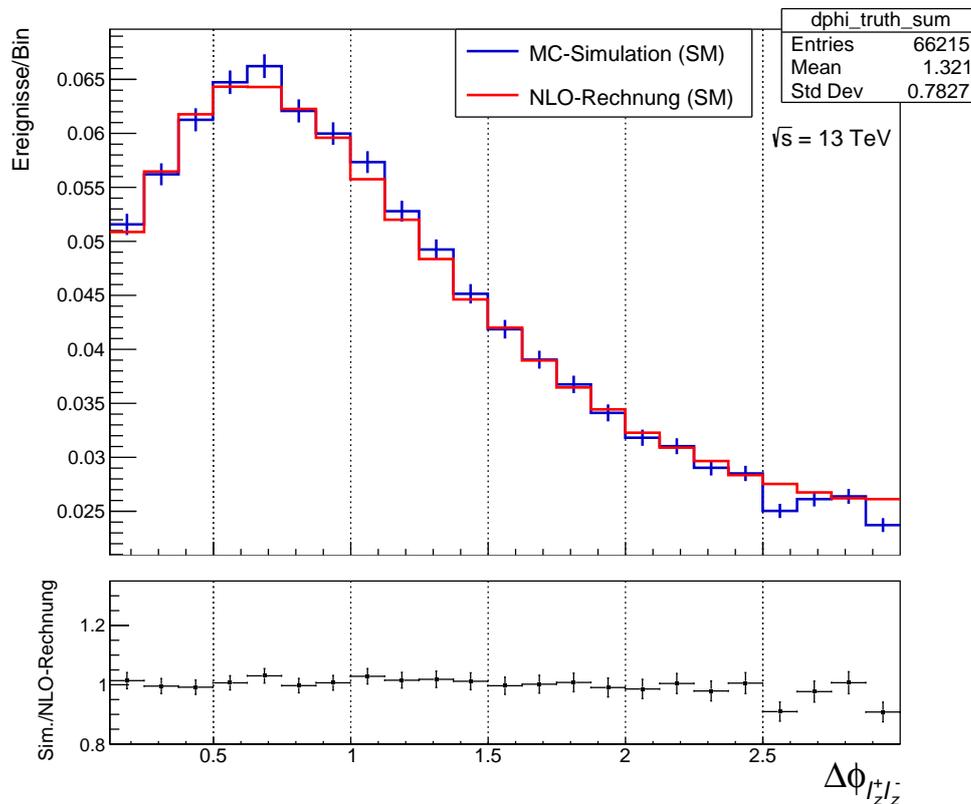


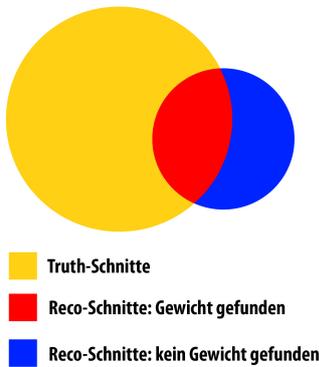
Abb. 4.2.: Vergleich zwischen der Azimutwinkelverteilung aus der MC-Simulation (mit statistischen Fehlern) und der NLO-Berechnung auf Truth-Level für das SM.

Insgesamt ist es gelungen, die Verteilung zu reproduzieren, dennoch stimmen die beiden Histogramme nicht exakt überein. Allerdings war das auch zu erwarten, denn sowohl für die MC-Simulation als auch für die NLO-Rechnung gehen verschiedene Parameter (Massen, PDF, ...) ein. Zum größten Teil stimmen die beiden Verteilungen im Rahmen der statistischen Fehler jedoch miteinander überein, die Abweichung ist nur an einigen wenigen Stellen etwas größer. Eventuell ist die Annäherung der Schnitte aus Glg. 3.2-3.4 durch die Schnitte auf Parton-Level aus Tab. 3.1 schlechter als vorher angenommen wur-

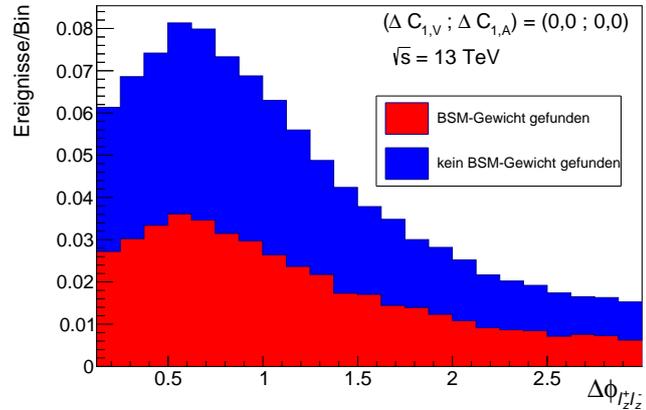
4. Ergebnisse

de. So wird statt auf Jets auf Quarks geschnitten und der fehlende transversale Impuls (s. Glg. 3.4) wird durch den transversalen Impuls des Neutrinos aus dem direkten semi-leptonischen Zerfall des Top-Quark-Paars ersetzt. Allerdings können Neutrinos, die aus schwachen Zerfällen in den Jets entstehen, weitere Beiträge zum fehlenden transversalen Impuls liefern.

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, können den Ereignissen, die die Truth-Schnitte (Tab. 3.1) passieren, Gewichtungsfaktoren bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen zugeordnet werden. Diese können für die Erstellung der rekonstruierten Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ genutzt werden, wobei hierfür die Schnitte aus Tab. 3.2 angewandt werden. Für die NLO-Berechnung der Verteilung für anomale Kopplungen (Abschnitt 3.1) wurden allerdings bereits Schnitte angewandt, sodass Informationen zur Umgewichtung nur für einen eingeschränkten Phasenraum vorliegen. Daher kann nicht jedem MC-Ereignis ein Gewichtungsfaktor zugeordnet werden. Dies stellt in der Tat eine größere Herausforderung dar, als vorher erwartet wurde. Obwohl es auf den ersten Blick so scheint, als wenn die Reco-Schnitte (aus Tab. 3.2) viel mehr MC-Ereignisse wegschneiden als die Truth-Schnitte (aus Tab. 3.1), sind die beiden jeweiligen Phasenräume teilweise sehr unterschiedlich.



(a) Vergleich der Phasenräume für die Truth-Schnitte (Tab. 3.1) und Reco-Schnitte (Tab. 3.2). Ein Teil des „Reco-Phasenraums“² liegt außerhalb des „Truth-Phasenraums“. Nur für den „Truth-Phasenraum“ sind die Gewichtungsfaktoren bekannt.



(b) Rekonstruierte $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilung für das SM unter Verwendung der Schnitte aus Tab. 3.2. Die gesamte Verteilung ist unterteilt in Beiträge von Ereignissen, für die ein Gewicht gefunden bzw. nicht gefunden werden kann (s. linke Abbildung). Hier sind nur Beiträge aus den beiden Signalprozessen dargestellt. Anzahl untersuchter MC-Ereignisse: 43427.

Abb. 4.3.: Vergleich der beiden Phasenräume für die Truth- und die Reco-Schnitte.

² Truth/Reco-Phasenraum: Der Phasenraum mit den Ereignissen, die die Schnitte auf Truth/Reco-Ebene aus Tab. 3.1 bzw. Tab. 3.2 passieren.

4.3. Ungewichtete Azimutwinkelverteilungen für verschiedene ttZ -Kopplungen

Abb. 4.3(a) veranschaulicht die Problematik. Die beiden Phasenräume (Truth- und Reco-Schnitte) stimmen nur teilweise überein (rot), für diese Ereignisse liegen dementsprechend Informationen zur Ungewichtung bezüglich anomaler Kopplungen vor. Der restliche Teil des Phasenraums (blau) stimmt nicht mit dem „Truth-Phasenraum“ überein, deswegen liegen für diese Ereignisse keine Informationen zur Ungewichtung vor.

Abb. 4.3(b) zeigt die rekonstruierte Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ (auf eins normiert) unter Verwendung der Schnitte aus Tab. 3.2. Es werden nur die Beiträge der beiden Signalprozesse (s. Anhang A) dargestellt. Im Histogramm sind die Beiträge von Ereignissen, zu denen ein Gewicht gefunden bzw. nicht gefunden werden kann, markiert. Man sieht, dass für etwas mehr als 50 % der Ereignisse keine Informationen zur Ungewichtung bezüglich anomaler ttZ -Kopplungen vorliegen.

4.3. Ungewichtete Azimutwinkelverteilungen für verschiedene ttZ -Kopplungen

Da die beiden Phasenräume nach Anwendung der Truth- und Reco-Schnitte sehr unterschiedlich sind (s. Abb. 4.3(a)), fehlen für etwas mehr als 50 % der Ereignisse Informationen zur Ungewichtung bezüglich anomaler Kopplungen. Um trotzdem rekonstruierte Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ für anomale Kopplungen zu erstellen, wird den entsprechenden Ereignissen dennoch ein Gewicht zugeordnet. Wie auch zuvor werden dafür die Azimutwinkel $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ dieser Ereignisse auf Truth-Ebene betrachtet und diesem Wert entsprechend das Gewicht bezüglich anomaler Kopplungen bestimmt (s. Abb. 3.3). Es ist darauf hinzuweisen, dass diese Vorgehensweise nur eine Annäherung darstellt, deren Genauigkeit nicht bestimmt werden kann. Hier werden die Ereignisse ohne Informationen zum Gewicht so behandelt, als wären sie im „Truth-Phasenraum“ (s. Abb. 4.3(a)). Es könnte allerdings sein, dass die Ungewichtungsfaktoren für solche Ereignisse andere Werte als in Abb. 3.3 haben.

Ein weiteres Problem ist, dass die theoretische Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Abb. 3.1) nicht für alle Werte von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ dargestellt ist³. Für die Ungewichtung der rekonstruierten Verteilung wird aber anhand des Truth-Wertes von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ der Ungewichtungsfaktor bestimmt. Jedoch nehmen die Truth-Werte in manchen Ereignissen Werte außerhalb des Winkelbereichs der Verteilungen der Ungewichtungsfaktoren in Abb. 3.3 an. Um diesen Ereignissen trotzdem ein Gewicht zu geben, wird den Ereignissen mit $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ (Truth) < 0 , 123 der Ungewichtungsfaktor für $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ (Truth) = 0, 123 und

³ Der Winkel liegt etwa im Bereich $[0, 123 ; 3, 0]$.

4. Ergebnisse

den Ereignissen mit $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}^{\text{Reco}}(\text{Truth}) > 3,0$ der Gewichtungsfaktor für $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}^{\text{Reco}}(\text{Truth}) = 3,0$ zugeordnet. Da für die rekonstruierte Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}^{\text{Reco}}$ das gleiche Intervall wie in Abb. 3.3 verwendet wird, ist die Anzahl solcher Ereignisse sehr gering.

In Abb. 4.4 werden die Verteilungen für das Standardmodell und für die Kopplungen mit $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0, 8; -0, 12)$ miteinander verglichen. Dazu werden alle drei Verteilungen auf eins normiert. Es fällt auf, dass im Vergleich zur SM-Verteilung für $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0, 8; -0, 12)$ bei kleinen Winkel etwas weniger und für $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ etwas mehr Ereignisse erwartet werden. Für große Winkel ist das Verhalten genau anders herum.

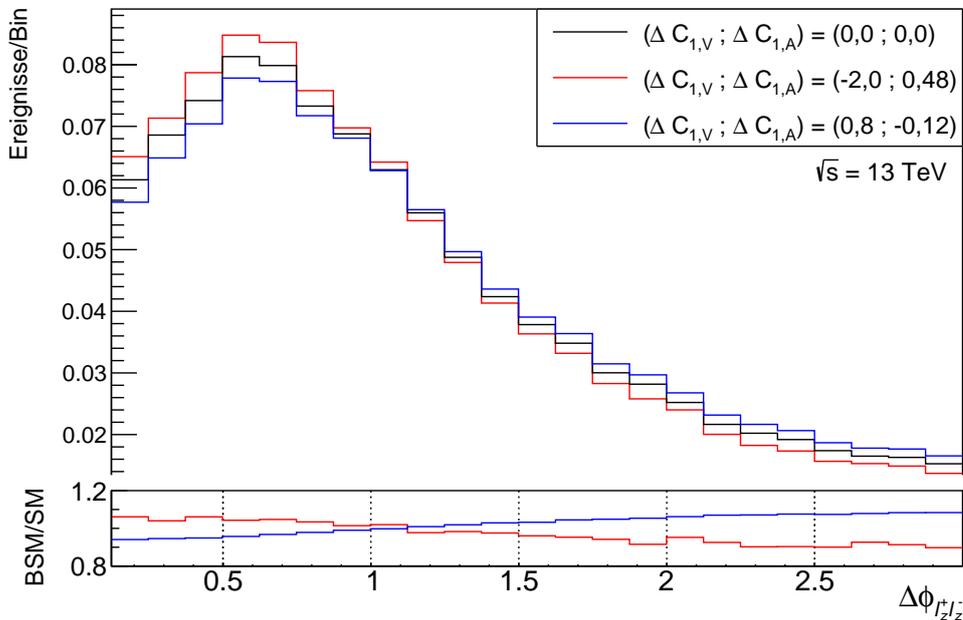
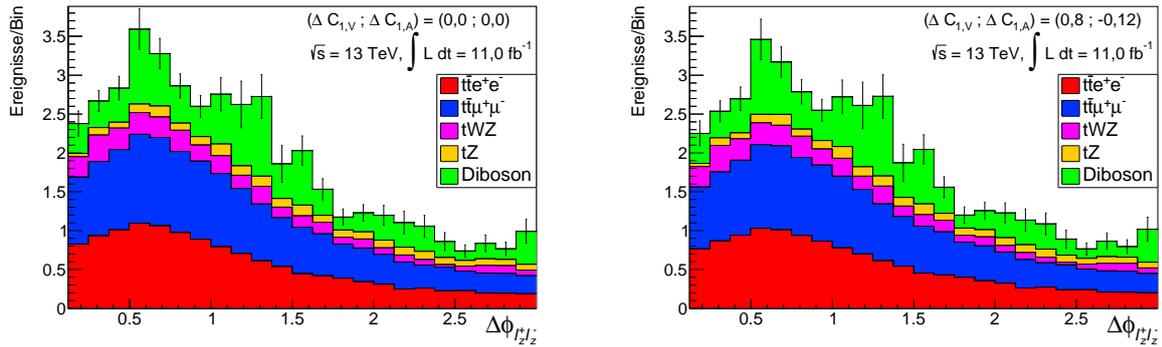


Abb. 4.4.: Die Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}^{\text{Reco}}$ auf Reco-Level für das SM und unterschiedliche anomale ttZ -Kopplungen. Es werden die Schnitte aus Tab. 3.2 angewandt, alle drei Verteilungen (nur Signalprozesse) sind auf eins normiert. Anzahl untersuchter MC-Ereignisse: 43427. BSM: „Beyond the Standard Model“.

Wie aber bereits erklärt wurde, erhält man bei der Rekonstruktion der Verteilung aus Daten Beiträge aus Untergrundereignissen. Die Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen die Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}^{\text{Reco}}$ für die verschiedenen ttZ -Kopplungen aufgeteilt in Beiträgen von den Signal- und den Untergrundprozessen mit einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 11,0 \text{ fb}^{-1}$. Zwischen dem Standardmodell und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0, 8; -0, 12)$ ist kein großer Unterschied zu erkennen, vor allem weil der Wirkungsquerschnitt für beide Kopplungen fast identisch ist (s. Abb. 3.1).

4.3. Ungewichtete Azimutwinkelverteilungen für verschiedene ttZ -Kopplungen



(a) Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für das SM mit den Signal- und den Untergrundprozessen.

(b) Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0,8; -0,12)$ mit den Signal- und den Untergrundprozessen.

Abb. 4.5.: Die Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0,8; -0,12)$ bei einer integrierten Luminosität von $11,0 \text{ fb}^{-1}$. Der Unterschied zwischen beiden Verteilungen ist sehr klein. Beiträge von Z +Jets- und $t\bar{t}\tau^+\tau^-$ -Prozessen werden nicht dargestellt, da diese vernachlässigbar gering sind.

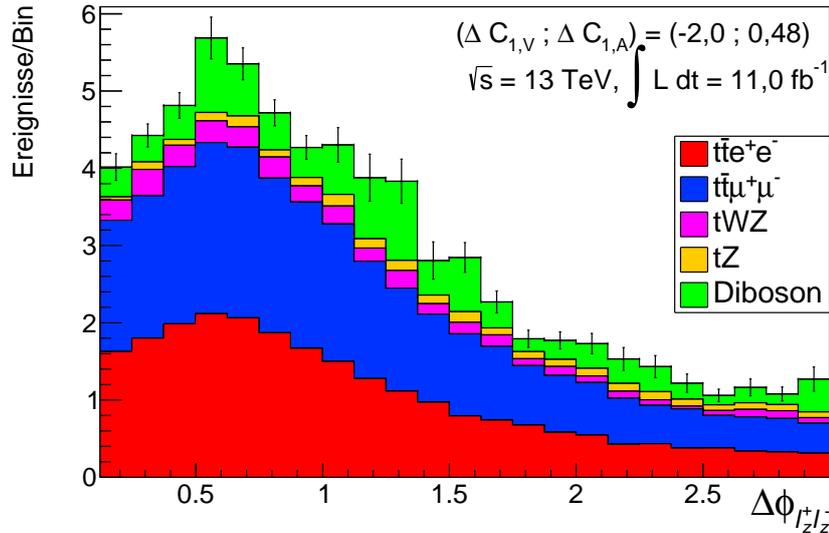
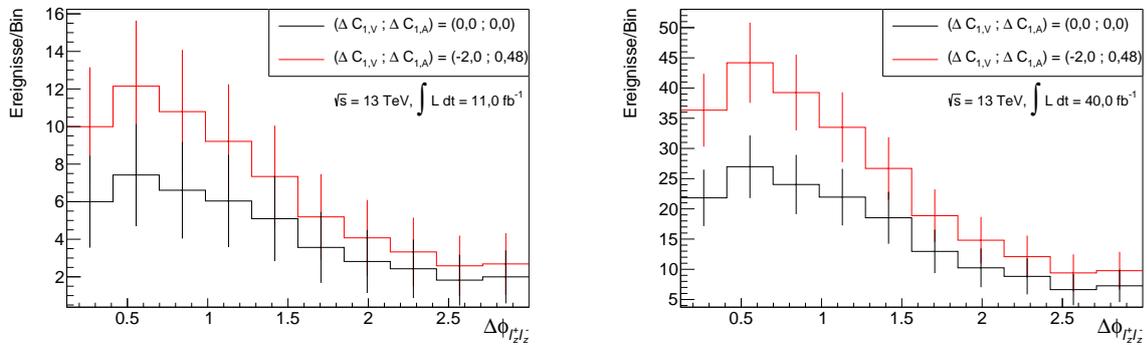


Abb. 4.6.: Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2,0; 0,48)$ mit den Signal- und den Untergrundprozessen. Beiträge von Z +Jets- und $t\bar{t}\tau^+\tau^-$ -Prozessen werden nicht dargestellt, da diese vernachlässigbar gering sind.

Von den beiden Verteilungen aus Abbildung 4.5 unterscheidet sich die Verteilung für $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2,0; 0,48)$ sehr stark, da der Wirkungsquerschnitt für den Signalprozess fast doppelt so groß ist. Die drei Verteilungen werden im nächsten Abschnitt etwas näher bezüglich der integrierten Luminosität miteinander verglichen.

4.4. Studien zu verschiedenen integrierten Luminositäten

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, was für die Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für unterschiedliche anomale ttZ -Kopplungen erwartet wird. Interessant ist es nun vorherzusagen, wie viele Daten man sammeln müsste, um zwischen dem Standardmodell und anomaler Kopplung unterscheiden zu können. Für die Berechnung der Fehler der Verteilungen wird eine Poisson-Statistik angenommen. Anhand der Abbildungen 4.5 und 4.6 kann man bereits sehen, dass eine Unterscheidung zwischen dem Standardmodell und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0, 8; -0, 12)$ sehr schwierig ist. Zunächst wird also geschaut, wie gut man zwischen dem SM und der Kopplung mit $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ unterscheiden könnte.



(a) Die beiden $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilungen (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für eine int. Luminosität von $11,0 \text{ fb}^{-1}$.

(b) Die beiden $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilungen (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für eine int. Luminosität von $40,0 \text{ fb}^{-1}$.

Abb. 4.7.: Die Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ (mit statistischen Fehlern) bei unterschiedlichen integrierten Luminositäten.

In Abb. 4.7(a) werden die beiden Verteilungen für die SM-Kopplung und die Kopplung mit $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für eine integrierte Luminosität von 11 fb^{-1} miteinander verglichen. Man sieht, dass die Fehlerbalken überlappen, die momentane Menge an Daten (s. Abb. 4.9) reicht also für eine Messung der ttZ -Kopplung nicht aus⁴. Ab einer int. Luminosität im Bereich von $30\text{-}40 \text{ fb}^{-1}$ wird eine Messung der Winkelverteilung sensitiv bezüglich der Kopplungsmessung (s. Abb. 4.7(b)). Bei kleinen Winkel ist eine leichte Unterscheidung möglich. Verteilungen für weitere integrierte Luminositäten befinden sich im Anhang C.

⁴ Man könnte dennoch eventuell eine leichte Präferenz für die eine oder andere Kopplung sehen.

4.4. Studien zu verschiedenen integrierten Luminositäten

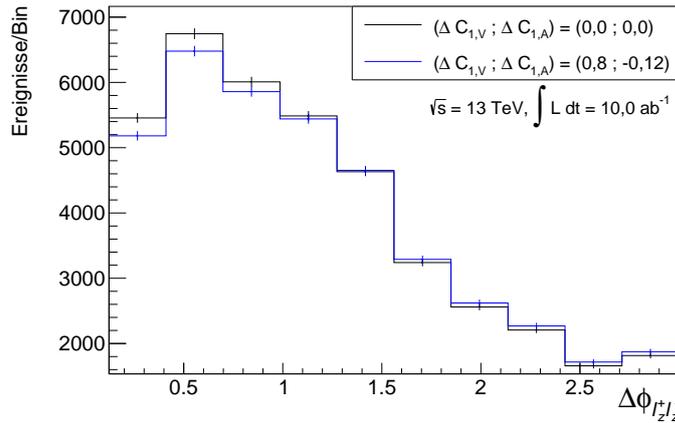
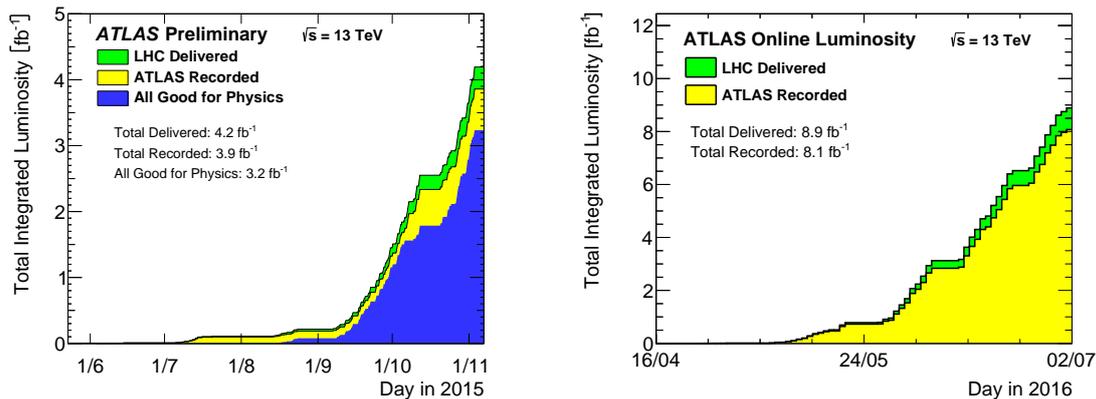


Abb. 4.8.: Die beiden Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0,8; -0,12)$ für $\int L dt = 10,0 \text{ ab}^{-1}$.

Für eine Unterscheidung zwischen der Kopplung des Standardmodells und der Kopplung mit $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (0,8; -0,12)$ reichen diese Daten nicht aus, da die Verteilungen aufgrund der fast identischen Wirkungsquerschnitte sehr nah beieinander liegen. Erst bei einer int. Luminosität in der Größenordnung von $\int L dt = 10,0 \text{ ab}^{-1}$ werden geringe Unterschiede für kleine Winkel messbar (s. Abb. 4.8), aber selbst bei dieser großen Datenmenge sind die Verteilungen noch sehr ähnlich zueinander. Es ist aber zu beachten, dass bei steigender Luminosität irgendwann systematische Unsicherheiten zu dominieren beginnen, sodass Unsicherheiten in der Messung größer werden.



(a) Integrierte Luminosität und Datenqualität im Jahr 2015. (b) Integrierte Luminosität im Jahr 2016 (Stand: 02.07.2016).

Abb. 4.9.: Integrierte Luminosität für LHC Run-2 in den Jahren 2015 und 2016. Es sind jeweils die Menge an Daten aufgetragen, die vom LHC geliefert und vom ATLAS-Detektor aufgenommen wurde [35].

5. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war es, Möglichkeiten zu untersuchen, den schwachen Isospin des Top-Quarks zu messen. Dazu wurde die Kopplung des Top-Quarks an das Z -Boson in $t\bar{t}Z$ -Ereignissen betrachtet, da diese unter anderem mit der dritten Komponenten des schwachen Isospins zusammenhängt. Es wurden Ergebnisse aus Studien genutzt, die gezeigt haben, dass der Azimutwinkel $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ zwischen den beiden elektrisch geladenen Leptonen aus dem Z -Boson-Zerfall sensitiv bezüglich der ttZ -Kopplung ist. Um experimentelle Vorhersagen bezüglich der Azimutwinkelverteilung zu machen, wurden bereits simulierte Monte-Carlo-Ereignisse benutzt. Damit wurden Verteilungen für $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Reco-Level erstellt, wobei auch Untergrundprozesse berücksichtigt wurden. Da nur MC-Simulationen für die SM-Kopplung vorhanden waren, mussten die Verteilungen bezüglich anomaler Kopplungen umgewichtet werden. Dazu wurden theoretische Berechnungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}}$ für anomale Kopplungen benutzt und aus den Verhältnissen zur SM-Verteilung zwei Gewichtungsfunktionen berechnet. Allerdings wurden für diese Rechnung bereits Schnitte angewandt, sodass die Gewichtungsfunktionen nur für einen eingeschränkten Phasenraum bekannt waren. Dies hat dazu geführt, dass bei der Erstellung der rekonstruierten Verteilung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für etwas mehr als 50 % der Ereignisse keine Information zum Gewichtungsfaktor vorlag. Als Annäherung wurden diesen Ereignissen dennoch Gewichtungsfaktoren entsprechend dem Wert von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Truth-Ebene zugeschrieben. Es wurde gezeigt, dass die aktuelle Menge an gesammelten Daten nicht ausreicht, um bei der Auswertung sensitiv bezüglich anomalen Kopplungen zu werden. Erst bei einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 30 - 40 \text{ fb}^{-1}$ könnte man zwischen dem Standardmodell und einer anomalen Kopplung von $(\Delta C_{1,V} ; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0 ; 0, 48)$ unterscheiden.

Es lohnt sich, die Studien noch weiter zu verfeinern. So konnten in dieser Arbeit nur Aussagen zu den beiden anomalen Kopplungen mit den Größen $(\Delta C_{1,V} ; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0 ; 0, 48)$ und $(\Delta C_{1,V} ; \Delta C_{1,A}) = (0, 8 ; -0, 12)$ gemacht werden, da für andere Kopplungen keine Berechnungen oder sonstiges zur Verfügung standen. Außerdem konnten die Gewichtungsfunktionen nur für einen eingeschränkten Phasenraum berechnet werden. Für aussagekräftigere Ergebnisse werden Monte-Carlo-Simulationen für anomale ttZ -Kopplungen oder

5. Zusammenfassung und Ausblick

Berechnungen für den vollen Phasenraum benötigt. Zwar sind Monte-Carlo-Simulationen sehr rechen- und zeitaufwendig, doch mit Winkelverteilungen für einige wenige anomale Kopplungen wäre eventuell eine Extrapolation möglich, mit der eine genaue Messung der ttZ -Kopplung und damit des schwachen Isospins des Top-Quarks möglich wäre, sobald genügend viele Daten gesammelt sind.

A. Verwendete Monte-Carlo-Datensätze

Signalprozesse

$$t\bar{t}Z(Z \rightarrow e^+e^-)$$

mc15_13TeV.410111.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttee_Np0.merge.DAOD_TOPQ1.e4632_s2726_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.410112.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttee_Np1.merge.DAOD_TOPQ1.e4632_s2726_r7326_r6282_p2516/

$$t\bar{t}Z(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

mc15_13TeV.410113.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttmumu_Np0.merge.DAOD_TOPQ1.e4632_s2726_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.410114.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_ttmumu_Np1.merge.DAOD_TOPQ1.e4632_s2726_r7326_r6282_p2516/

Untergrundprozesse

$$t\bar{t}Z(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)$$

mc15_13TeV.410115.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_tttatautau_Np0.merge.DAOD_TOPQ1.e4632_s2726_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.410116.MadGraphPythia8EvtGen_A14NNPDF23LO_tttatautau_Np1.merge.DAOD_TOPQ1.e4632_s2726_r7326_r6282_p2516/

Diboson

mc15_13TeV.361063.Sherpa_CT10_llll.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361064.Sherpa_CT10_lllvSFMinus.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361065.Sherpa_CT10_lllv0FMinus.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361066.Sherpa_CT10_lllvSFPlus.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361067.Sherpa_CT10_lllv0FPlus.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361068.Sherpa_CT10_llvv.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361069.Sherpa_CT10_llvvjj_ss_EW4.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2460/
mc15_13TeV.361070.Sherpa_CT10_llvvjj_ss_EW6.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361071.Sherpa_CT10_lllvjj_EW6.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361073.Sherpa_CT10_ggllll.merge.DAOD_TOPQ1.e3836_s2608_s2183_r6869_r6282_p2516/

$$tZ$$

mc15_13TeV.410050.MadGraphPythiaEvtGen_P2012_tZ_4f1_tchan_noAllHad.merge.DAOD_TOPQ1.e4279_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/

$$tWZ$$

mc15_13TeV.410215.aMcAtNloPythia8EvtGen_A14_NNPDF23LO_260000_tWZDR.merge.DAOD_TOPQ1.e4851_s2726_r7326_r6282_p2516/

A. Verwendete Monte-Carlo-Datensätze

Z+Jets ($Z \rightarrow e^+e^-$)

mc15_13TeV.361372.Sherpa_CT10_Zee_Pt0_70_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361375.Sherpa_CT10_Zee_Pt70_140_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361378.Sherpa_CT10_Zee_Pt140_280_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361381.Sherpa_CT10_Zee_Pt280_500_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361384.Sherpa_CT10_Zee_Pt500_700_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361387.Sherpa_CT10_Zee_Pt700_1000_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361390.Sherpa_CT10_Zee_Pt1000_2000_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361393.Sherpa_CT10_Zee_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361374.Sherpa_CT10_Zee_Pt0_70_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361377.Sherpa_CT10_Zee_Pt70_140_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361380.Sherpa_CT10_Zee_Pt140_280_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361383.Sherpa_CT10_Zee_Pt280_500_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361386.Sherpa_CT10_Zee_Pt500_700_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361389.Sherpa_CT10_Zee_Pt700_1000_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361392.Sherpa_CT10_Zee_Pt1000_2000_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361395.Sherpa_CT10_Zee_Pt2000_E_CMS_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361373.Sherpa_CT10_Zee_Pt0_70_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361376.Sherpa_CT10_Zee_Pt70_140_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361379.Sherpa_CT10_Zee_Pt140_280_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361382.Sherpa_CT10_Zee_Pt280_500_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361385.Sherpa_CT10_Zee_Pt500_700_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361388.Sherpa_CT10_Zee_Pt700_1000_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361391.Sherpa_CT10_Zee_Pt1000_2000_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361394.Sherpa_CT10_Zee_Pt2000_E_CMS_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/

Z+Jets ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$)

mc15_13TeV.361396.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt0_70_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361399.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt70_140_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361402.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt140_280_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361405.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt280_500_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361408.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt500_700_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361411.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt700_1000_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361414.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt1000_2000_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361417.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361398.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt0_70_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361401.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt70_140_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361404.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt140_280_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361407.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt280_500_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361410.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt500_700_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361413.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt700_1000_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361416.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt1000_2000_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361419.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt2000_E_CMS_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361397.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt0_70_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361400.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt70_140_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361403.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt140_280_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3651_s2586_s2174_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361406.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt280_500_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361409.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt500_700_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361412.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt700_1000_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361415.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt1000_2000_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361418.Sherpa_CT10_Zmumu_Pt2000_E_CMS_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/

Z +Jets ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)

mc15_13TeV.361420.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt0_70_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361423.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt70_140_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361426.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt140_280_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361429.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt280_500_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361432.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt500_700_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361435.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt700_1000_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361438.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt1000_2000_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361441.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt2000_E_CMS_CVetoBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361421.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt0_70_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361424.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt70_140_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361427.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt140_280_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361430.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt280_500_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361433.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt500_700_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361436.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt700_1000_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361439.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt1000_2000_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361442.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt2000_E_CMS_CFilterBVeto.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361422.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt0_70_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361425.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt70_140_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361428.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt140_280_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e3733_s2608_s2183_r7267_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361431.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt280_500_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361434.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt500_700_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361437.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt700_1000_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361440.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt1000_2000_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/
mc15_13TeV.361443.Sherpa_CT10_Ztautau_Pt2000_E_CMS_BFilter.merge.DAOD_TOPQ1.e4133_s2608_s2183_r7326_r6282_p2516/

B. Vergleich zwischen der Winkelberechnung auf Truth- und Reco-Ebene

Die folgenden Abbildungen stellen die Migration der Werte von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ vom Truth- zum Reco-Level dar. Dabei werden die Prozesse $pp \rightarrow t\bar{t}Z(\rightarrow e^+e^-)$ und $pp \rightarrow t\bar{t}Z(\rightarrow \mu^+\mu^-)$ separat betrachtet.

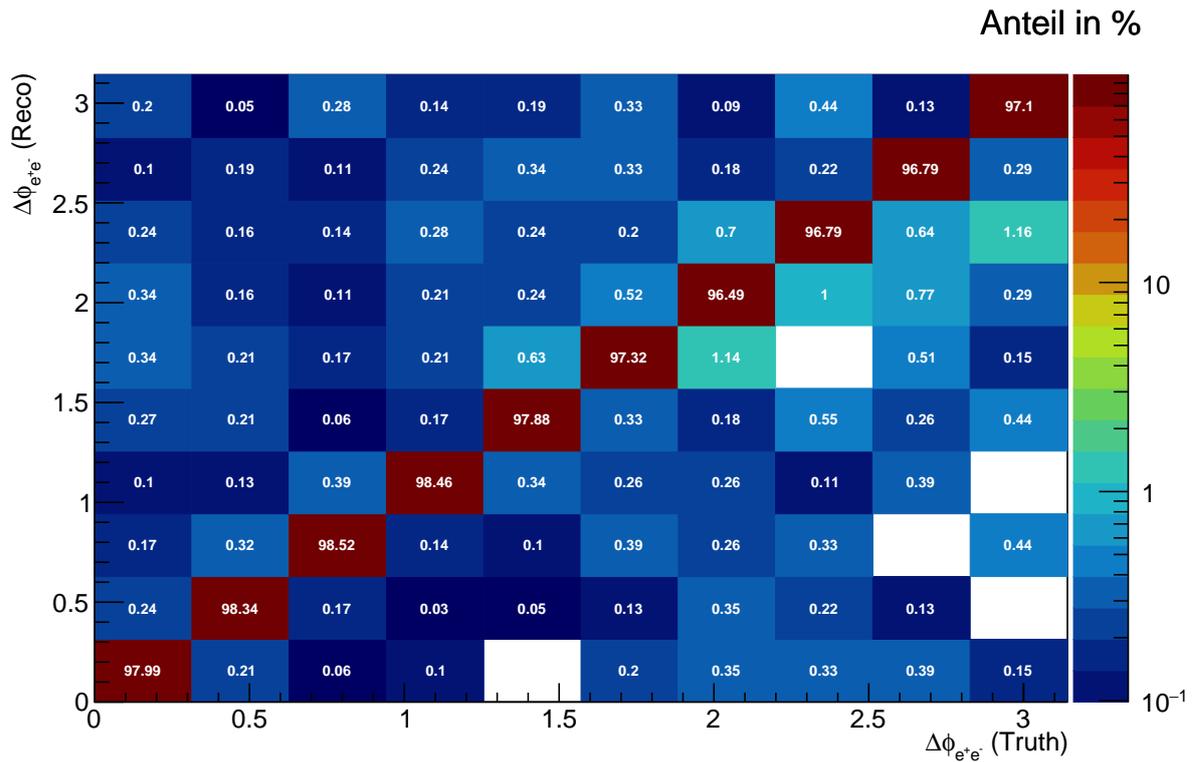


Abb. B.1.: Vergleich der Berechnung von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ auf Truth- und Reco-Ebene ($l_z^+l_z^- = e^+e^-$). Die Matrix stellt die Migration der Werte von $\Delta\phi_{l_z^+l_z^-}$ von der Truth- auf die Reco-Ebene in den selektierten Ereignissen dar. Weiße Felder bedeuten, dass der Anteil in diesem Bereich kleiner als 0,005 % ist.

B. Vergleich zwischen der Winkelberechnung auf Truth- und Reco-Ebene

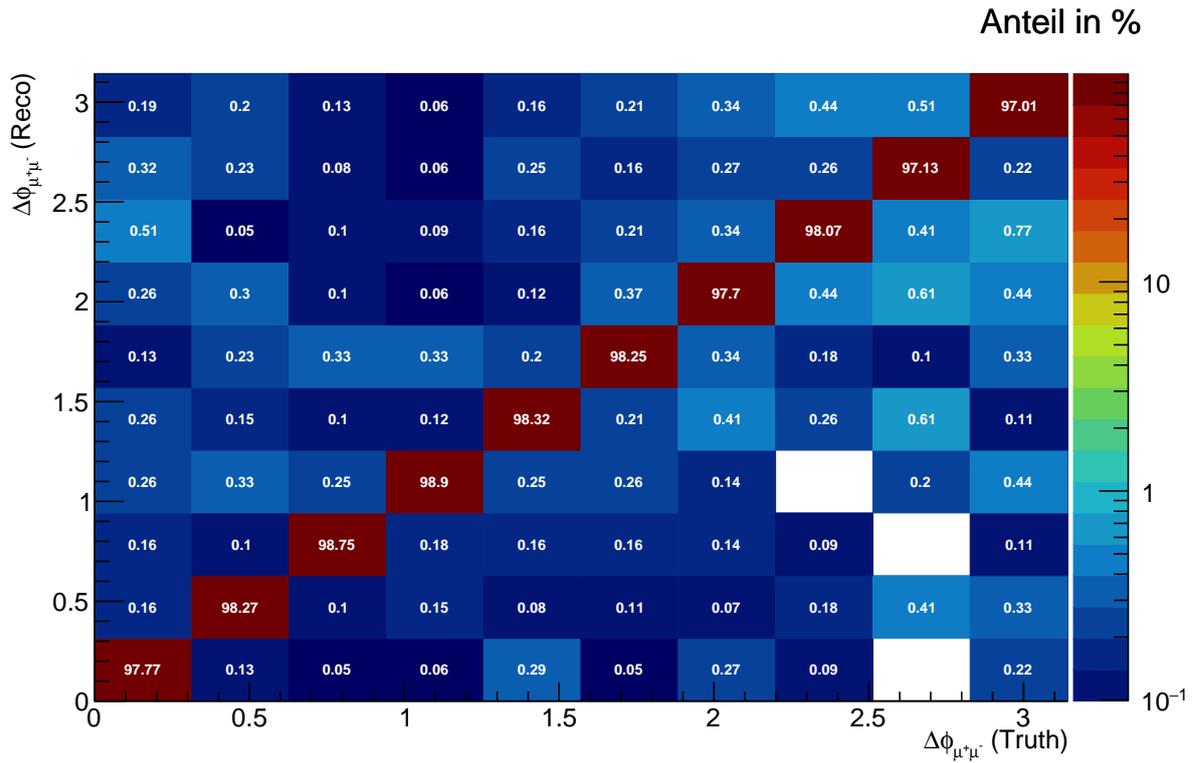


Abb. B.2.: Vergleich der Berechnung von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ auf Truth- und Reco-Ebene ($l_z^+ l_z^- = \mu^+ \mu^-$). Die Matrix stellt die Migration der Werte von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ von der Truth- auf die Reco-Ebene in den selektierten Ereignissen dar. Weiße Felder bedeuten, dass der Anteil in diesem Bereich kleiner als 0,005 % ist.

C. Studien zu verschiedenen integrierten Luminositäten

Die folgenden Abbildungen zeigen die Verteilungen von $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ für das Standardmodell und für die anomale ttZ -Kopplung mit $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für verschiedene integrierte Luminositäten. Es werden Signal- und Untergrundprozesse berücksichtigt. Für die Fehlerberechnung wird von einer Poisson-Statistik ausgegangen.

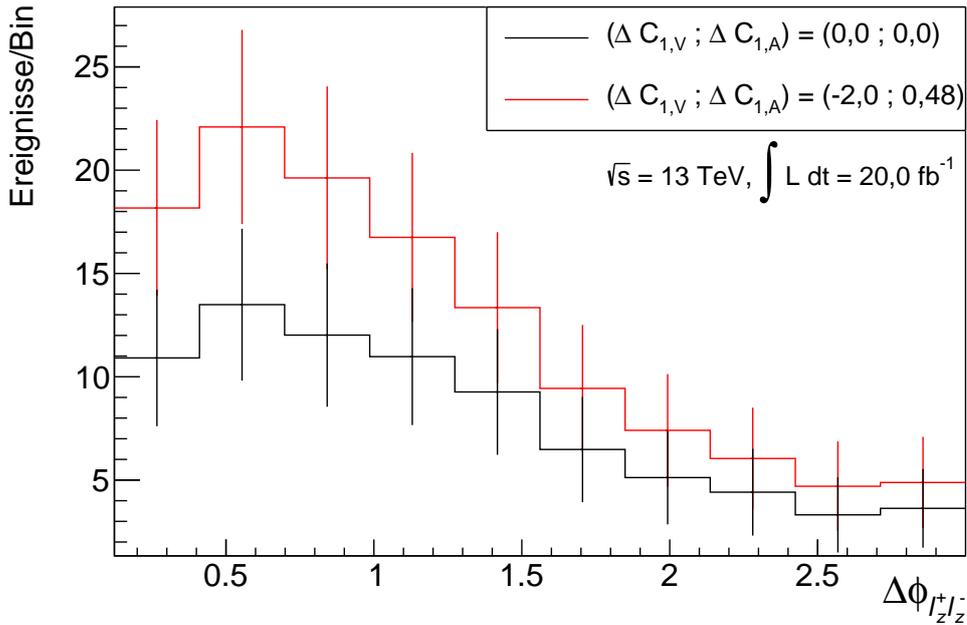


Abb. C.1.: Die beiden $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilungen (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für $\int L dt = 20,0 \text{ fb}^{-1}$.

C. Studien zu verschiedenen integrierten Luminositäten

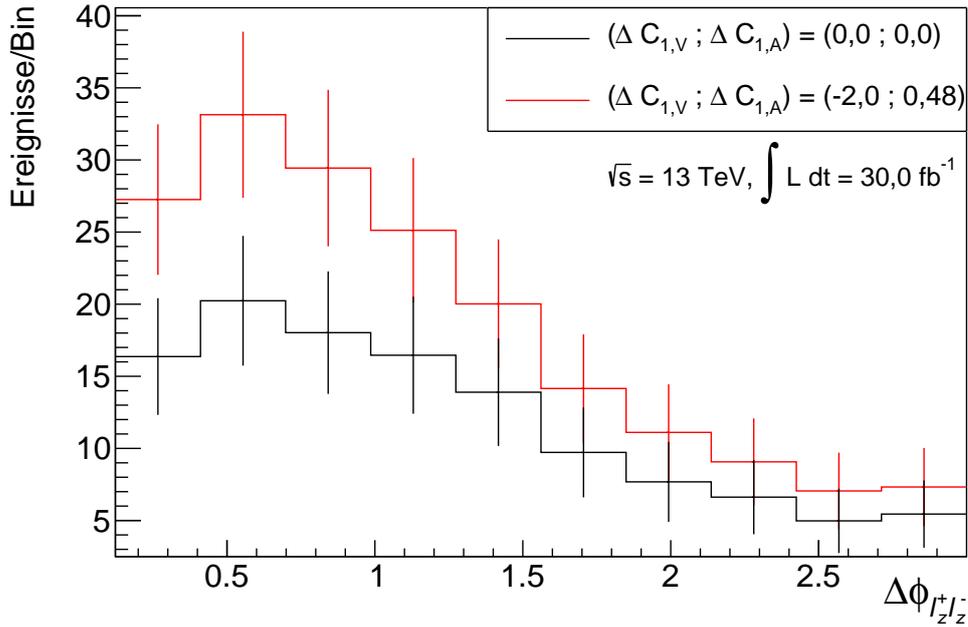


Abb. C.2.: Die beiden $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilungen (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für $\int L dt = 30,0 \text{ fb}^{-1}$.

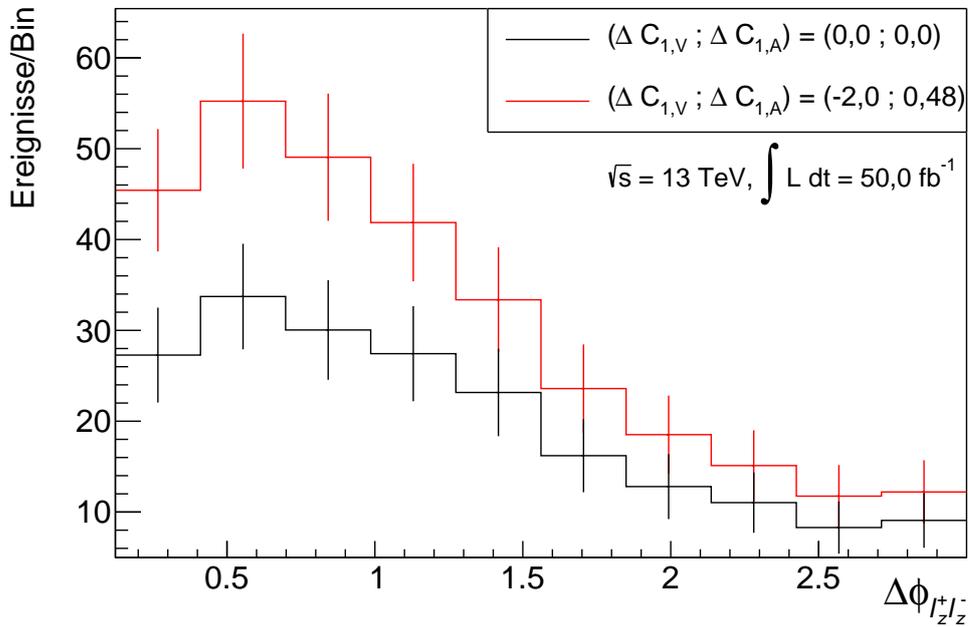


Abb. C.3.: Die beiden $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilungen (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V}; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0; 0, 48)$ für $\int L dt = 50,0 \text{ fb}^{-1}$.

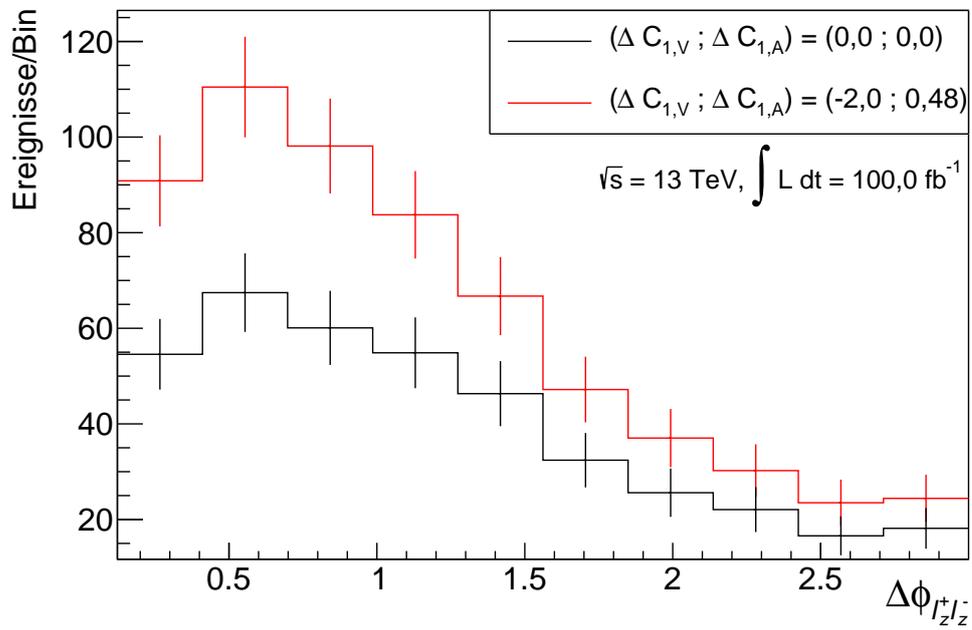


Abb. C.4.: Die beiden $\Delta\phi_{l_z^+ l_z^-}$ -Verteilungen (inkl. Beiträge aus Untergrundprozessen) für das SM und $(\Delta C_{1,V} ; \Delta C_{1,A}) = (-2, 0 ; 0, 48)$ für $\int L dt = 100,0 \text{ fb}^{-1}$.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Abe, et al. (CDF Collaboration), *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)
- [2] S. Abachi, et al. (DØ Collaboration), *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
- [3] K. Olive, et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014) and 2015 update
- [4] M. Thomson, *Modern particle physics*, Cambridge University Press, New York (2013)
- [5] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*, Progress of Theoretical Physics **49**, 652 (1973)
- [6] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett **10**, 531 (1963)
- [7] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961)
- [8] S. Salam, *Elementary Particle Theory*, Almquist and Wiksells, Stockholm (1969)
- [9] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970)
- [10] A. Salam, J. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Rev. **13(2)**, 168 (1964)
- [11] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [12] Tevatron Electroweak Working Group (CDF and DØ Collaboration), *Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark using up to 9.7 fb^{-1} at the Tevatron* (2014), 1407.2682
- [13] M. Jezabek, J. Kühn, *Nucl. Phys.* **B314**, 1 (1989)
- [14] I. Bigi, et al., *Production and decay properties of ultra-heavy quarks*, Physics Letters B **181(1)**, 157 (1986)

- [15] T. Aaltonen, et al. (CDF and DØ Collaboration), *Combination of the top-quark mass measurements from the Tevatron collider*, Phys. Rev. **D86**, 092003 (2012)
- [16] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section using $e\mu$ events with b-tagged jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, Technical report, CERN, Geneva (2016), ATLAS-CONF-2016-005
- [17] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark charge in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **11**, 031 (2013)
- [18] R. Röntsch, M. Schulze, *Constraining couplings of top quarks to the Z boson in $t\bar{t} + Z$ production at the LHC*, JHEP **07**, 091 (2014), [Erratum: JHEP09,132(2015)]
- [19] S. Schael, et al. (SLD Electroweak Group, DELPHI, ALEPH, SLD, SLD Heavy Flavour Group, OPAL, LEP Electroweak Working Group and L3 Collaborations), *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Phys. Rept. **427**, 257 (2006)
- [20] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}Z$ and $t\bar{t}W$ production cross sections in multilepton final states using 3.2 fb^{-1} of pp collisions at 13 TeV at the LHC* (2016), ATLAS-CONF-2016-003
- [21] U. Baur, et al., *Probing electroweak top quark couplings at hadron colliders*, Phys. Rev. **D71**, 054013 (2005)
- [22] J. A. Aguilar-Saavedra, *A Minimal set of top anomalous couplings*, Nucl. Phys. **B812**, 181 (2009)
- [23] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock, *LHC Design Report*, CERN, Geneva (2004), URL <https://cds.cern.ch/record/782076>
- [24] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1* (1999), URL <http://cds.cern.ch/record/391176>
- [25] The ATLAS Collaboration, *A particle consistent with the Higgs Boson observed with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*, Science **338**, 1576 (2012)
- [26] The CMS Collaboration, *A New Boson with a Mass of 125 GeV Observed with the CMS Experiment at the Large Hadron Collider*, Science **338**, 1569 (2012)
- [27] *Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons*, Eur. Phys. J. **C71**, 1593 (2011)

- [28] M. Capeans, et al., *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, CERN, Geneva (2010), URL <https://cds.cern.ch/record/1291633>
- [29] A. D. Martin, et al., *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63**, 189 (2009)
- [30] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, JHEP **04**, 063 (2008)
- [31] The ATLAS Collaboration, *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. **C74(7)**, 2941 (2014)
- [32] *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data*, Technical report, CERN, Geneva (2014), ATLAS-CONF-2014-032
- [33] The ATLAS Collaboration, *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, JINST **11(04)**, P04008 (2016)
- [34] *b-Tagging Benchmarks*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/BTaggingBenchmarks>, abgerufen am 03.07.2016
- [35] *ATLAS Experiment - Public Results Run 2*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>, abgerufen am 03.07.2016

Danksagung

Zuallererst möchte ich Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Möglichkeit danken, meine Arbeit unter seiner Leitung durchführen zu können. Ich bedanke mich auch bei Prof. Dr. Stan Lai für seine Bereitschaft die Rolle als Zweitgutachter einzunehmen.

Besonderer Dank geht an Nils-Arne Rosien, der meine Arbeit betreut und mich bei allen Problemen stets unterstützt hat und auch an Dr. Boris Lemmer, der bei Unklarheiten und Fragen immer zur Verfügung stand. Insbesondere danke ich beiden für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Ich möchte ebenfalls Knut Zoch für die Bereitstellung des AnalysisTop-Pakets danken, welches ich für die Arbeit dringend gebraucht habe.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 10. Oktober 2016

(Kevin Moor)