

**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**

Bachelorarbeit

zur Erlangung des Hochschulgrades

Bachelor of Science

im Bachelor-Studiengang Physik

**Vergleich kinematischer
Verteilungen in der Streuung
zweier gleich geladener
W-Bosonen zwischen 8 TeV und
13 TeV Schwerpunktsenergie**

Sophie Koßagk

geboren am 17.02.1992 in Cottbus

Technische Universität Dresden

Institut für Kern- und Teilchenphysik

Fachrichtung Physik

Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften

02.02.2015



Eingereicht am 02. Februar 2015

1. Gutachter: Prof. Dr. M. Kobel
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Straessner

Kurzzusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wird die Streuung zweier gleich geladener W-Bosonen mit dem Endzustand $l^\pm \nu l^\pm \nu jj$ in Proton-Proton-Kollisionen bei 8 TeV und 13 TeV Schwerpunktsenergie verglichen. Dazu wurden kinematische Verteilungen betrachtet, wofür mit verschiedenen Monte Carlo Generatoren erzeugte Ereignisse genutzt wurden. In den Verläufen der kinematischen Verteilungen zeichneten sich keine qualitativen Veränderungen zwischen den beiden Schwerpunktsenergien ab. Für einen besseren Vergleich der Prozesse bei 8 TeV und 13 TeV wurden Verhältnisse zwischen Ereigniszahlen aus Signal- und verschiedenen Untergrundprozessen betrachtet. Hierbei konnte kein einheitliches Verhalten erkannt werden. Zur Optimierung der Schnitte im Selektionsphasenraum für die höhere Schwerpunktsenergie wurden Signifikanzen in Abhängigkeit der kinematischen Verteilungen bestimmt. Es wurden Tendenzen für die Erhöhung bzw. Einführung von Schnittwerten der invarianten Masse der beiden Jets, der Leptonenzentralität und der Rapiditätsdifferenz zwischen den beiden Jets erkannt.

Abstract

In this thesis, the scattering of two like-charge W-bosons with the final state $l^\pm \nu l^\pm \nu jj$ is studied for proton-proton collisions at 8 TeV and 13 TeV centre-of-mass energy. For this purpose kinematic distributions are compared, using events generated with different Monte Carlo event generators. No qualitative changes between the shapes of the kinematic distributions of the $W^\pm W^\pm$ scattering signal process at 8 TeV and 13 TeV are observed. For a more detailed comparison, the ratios between signal and background processes are studied. These ratios do not show a consistent behavior for 8 TeV and 13 TeV centre-of-mass energy. Thus, significances in dependence of the kinematic distributions are determined in order to optimize the selection cuts defining the fiducial phase space at 13 TeV. As a result, changes of the cuts for the invariant mass of the jets, the lepton centrality and the rapidity between the jets are recommended.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell	3
2.1.1	Elektroschwache Wechselwirkung	5
2.1.2	Quantenchromodynamik	7
2.2	Vektorbosonenstreuung	8
2.3	Theorieunsicherheiten	10
2.3.1	Renormierungsskala	10
2.3.2	Faktorisierungsskala	10
2.3.3	PDF-Unsicherheiten	11
3	Experimenteller Aufbau	13
3.1	Large Hadron Collider	13
3.2	ATLAS-Detektor	13
3.3	Ereignisidentifikation	14
4	Ereignisgenerierung	17
4.1	Monte-Carlo Generatoren	18
4.2	VBFNLO	18
4.3	Geschauerte Ereignisse	19
5	Auswertung	21
5.1	Analyse	21
5.2	Kinematische Verteilungen und Verhältnisse	22
5.3	Theorieunsicherheiten	27
5.3.1	Berechnung der Skalenunsicherheiten	27
5.3.2	Berechnung der PDF-Unsicherheiten	28
5.4	Signifikanzen	30
6	Zusammenfassung	33
A	Literaturverzeichnis	35
B	Abbildungsverzeichnis	39
C	Tabellenverzeichnis	43
D	Einstellungen zur VBFNLO Ereignisgenerierung	45
E	Einstellungen in VBFNLO zur Bestimmung der Theorieunsicherheiten	47
F	Wirkungsquerschnitte der Kanäle V^+V^+jj und V^-V^-jj	49

G	Weitere kinematischen Verteilungen der geschauerten Ereignisse	51
G.1	Kinematischen Verteilungen der geschauerten Ereignisse mit negativ geladenem W-Boson	51
G.2	Kinematischen Verteilungen der geschauerten Ereignisse mit positiv geladenem W-Boson	53
H	Kinematische Verteilungen der VBFNLO-Ereignisse	55
I	Weitere Signifikanzen und Verhältnisse der geschauerten Ereignisse	59
J	Signifikanzen und Verhältnisse der VBFNLO-Ereignisse	61
K	Werte für die Skalenenvariation	67

1. Einleitung

Die Teilchenphysik versucht die Frage zu beantworten, woraus die Natur besteht und was sie zusammenhält. Um Antworten auf diese Fragen zu erlangen, untersucht sie die fundamentalen Bausteine, die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Die derzeit beste Beschreibung dieser grundlegenden Prozesse liefert das Standardmodell der Teilchenphysik.

Um diese Theorie zu testen und weiter zu entwickeln, arbeiten Wissenschaftler am europäischen Kernforschungszentrum CERN zusammen. Hier wird der weltweit größte Teilchenbeschleuniger, der „Large Hadron Collider“ (LHC), betrieben und die Daten der angeschlossenen Detektoren werden ausgewertet. Einer davon ist der ATLAS Detektor, der für diese Arbeit von zentraler Bedeutung ist.

Von 2010 bis 2013 wurden im ersten Lauf, „Run 1“, Daten von Proton-Proton-Kollisionen bei vorwiegend 8 TeV Schwerpunktsenergie aufgezeichnet. Im Juli 2012 wurde das Higgs-Boson entdeckt und ein Jahr später wurde erstmalig die Streuung zweier gleich geladener W-Bosonen signifikant gemessen. Um weiteren Fragen der Teilchenphysik besser nachgehen zu können, soll der LHC bei noch höheren Energien betrieben werden. Hierfür startet im März 2015 „Run 2“, bei dem Protonen zu Kollisionen mit 13 TeV Schwerpunktsenergie gebracht werden.

Die Energiesteigerung benötigt viel Vorbereitung und als ein Teil davon ist diese Bachelorarbeit anzusehen. Sie untersucht die Veränderungen der kinematischen Verteilungen von 8 TeV zu 13 TeV Schwerpunktsenergie bei der Vektorbosonenstreuung. Weiterhin werden mögliche Änderungen in den Selektionskriterien bei höheren Energien untersucht.

Für das Verständnis der Thematik werden zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen und in Kapitel 3 der Aufbau des Experimentes betrachtet. Um Veränderungen bei der Energiesteigerung untersuchen zu können, werden Daten für beide Schwerpunktsenergien simuliert, worauf in Kapitel 4 eingegangen wird. Deren Auswertung wird in Kapitel 5 beschrieben. Hierin werden ebenso Untergrundereignisse betrachtet, um die Verhältnisse von Signal- zu Untergrundprozessen zu untersuchen. Zusätzlich werden in diesem Kapitel Theorieunsicherheiten bestimmt, welche in die Berechnung von Signifikanzen eingehen. Somit können Aussagen über mögliche Anpassungen in der Datenselektion getroffen werden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine relativistische Quantenfeldtheorie. Sie stellt eine vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung (WW) und der Quantenchromodynamik (QCD) dar [1]. Es ist die bisher genaueste Beschreibung der Bausteine der Natur, der Elementarteilchen und ihrer fundamentalen WW. Die Elementarteilchen werden in zwei Gruppen, die Fermionen und Bosonen, eingeteilt. Fermionen sind Materie- bzw. Antimaterieteilchen und besitzen einen halbzahligen Spin. Diese Gruppe unterteilt sich wiederum in Quarks und Leptonen, welche in drei Familien gegliedert werden. Eine Auflistung der Fermionen ist in Tabelle 2.1 zu finden.

Fermionen	Familie			elektrische Ladung	Farbladung	Spin
	1	2	3			
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	–	1/2
	e	μ	τ	-1	–	1/2
Quarks	u	c	t	+2/3	rot, blau	1/2
	d	s	b	-1/3	und grün	1/2

Tabelle 2.1.: Liste der Fermionen im Standardmodell. Jedes der Teilchen besitzt ein zugehöriges Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung [1].

Weiterhin werden im Standardmodell die elementaren Wechselwirkungen durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Um miteinander wechselwirken zu können, müssen die Teilchen bestimmte Ladungen tragen. Die schwache WW wird durch W- und Z-Bosonen vermittelt und wirkt auf alle Teilchen, die einen schwachen Isospin besitzen. Zwischen elektrisch geladenen Teilchen wirkt die elektromagnetische WW, welche von Photonen übertragen wird. Teilchen mit Farbladungen werden von der starken WW beeinflusst. Diese wird von Gluonen vermittelt, welche selbst auch Farbladungen tragen. Die vierte fundamentale WW ist die Gravitation. Sie kann allerdings nicht im Standardmodell beschrieben werden [2, 3].

	Bosonen	elektrische Ladung [e]	Spin	vermittelte Wechselwirkung	Masse [MeV]
γ	Photon	0	1	elektromagnetisch	$< 10^{-27}$
$W^\pm$	W-Boson	± 1	1	schwach	$80,385 \pm 0,015$
Z^0	Z-Boson	0	1	schwach	$91,1876 \pm 0,0021$
g	Gluon	0	1	stark	0
H	Higgs-Boson	0	0	—	$125,7 \pm 0,4$

Tabelle 2.2.: Liste der Bosonen im Standardmodell, wobei die ersten vier Zeilen Vektorboson beschreiben und das Higgs-Boson in der letzten Zeile ein skalares Boson ist [4].

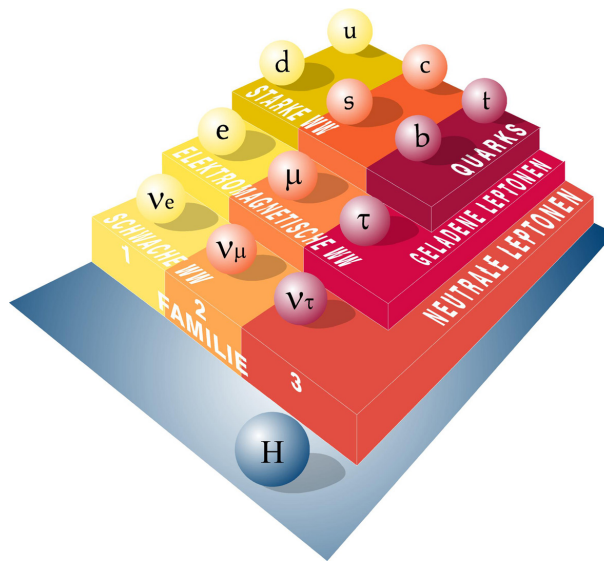


Abb. 2.1.: Kugeldarstellung der 12 Fermionen sowie des Higgs-Bosons, auf den drei Ebenen der Wechselwirkungen. Die Teilchen auf einer bestimmten Ebene können diese WW spüren. Da das Higgs-Boson eine besondere Rolle einnimmt, ist es auf keiner der drei Ebenen zu finden [2].

In Tabelle 2.2 sind die Bosonen aufgelistet und in Abb. 2.1 ist veranschaulicht, auf welche Teilchen welche WW wirkt. Hier tritt auch das Higgs-Boson auf.

Mithilfe des Higgsmechanismus wird erklärt, warum die Bosonen der schwachen WW Masse besitzen, während das Photon masselos ist [2]. Im Gegensatz zu den anderen Bosonen mit dem Spin von Eins hat das Higgs-Boson einen Spin von Null [5].

In der Teilchenphysik sind Symmetrien von großer Bedeutung. 1917 stellte Emmy Noether ein grundlegendes Theorem auf. Es besagt, dass jede Symmetrie in der Natur einen Erhaltungssatz bedingt [5]. Beispielsweise folgt aus der Homogenität des Raumes die Impulserhaltung und aus der Invarianz zeitlicher Transformation die Energieerhaltung. Die Erhaltungsgrößen werden daher auch Noetherladungen genannt [6].

Zur Beschreibung von Symmetrien wird die Gruppentheorie verwendet. Hierbei können Gruppenelemente als Matrizen dargestellt werden. Für kontinuierliche Symmetriegruppen ist der Satz aus Elementen ebenso kontinuierlich [7]. In der Teilchenphysik sind die $U(n)$ und $SU(n)$ wichtige Vertreter von Symmetriegruppen. Hierbei steht $U(n)$ für die unitäre Gruppe, welche sich durch die Menge aller komplexen $n \times n$ Ma-

trizen A mit $A^\dagger = A^{-1}$ repräsentieren lässt. $SU(n)$ bezeichnet die speziellen unitären Gruppen, eine Untergruppe der $U(n)$ für die $\det(A) = 1$ gilt [8].

Wenn eine Eichsymmetrie vorliegt, dürfen sich die Ergebnisse der Theorie bei einer Symmetrietransformation nicht ändern. Für lokale Eichinvarianz gilt wiederum, dass die Lagrangedichte bei lokaler Umeichung enthaltener Feldfunktionen invariant bleibt [8].

Hierbei gilt die kovariant formulierte Euler-Lagrange-Gleichung [9] mit der Lagrangedichte $\mathcal{L}$ und den betrachteten Feldern ϕ_i :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} = 0. \quad (2.1)$$

2.1.1. Elektroschwache Wechselwirkung

Die Quantenelektrodynamik (QED) basiert auf der Symmetrie mit der Eichgruppe $U(1)$. Die Dirac-Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (2.2)$$

ist invariant gegenüber globaler Phasentransformation [10],

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{i\Theta\hat{Q}}\Psi \quad \text{mit} \quad \hat{Q}\Psi = Q\Psi \quad (2.3)$$

d.h. die Phase Θ ist keine Funktion des Ortes x . Ψ beschreibt die Fermionenfelder, wobei jeweils über die Leptonen und Quarks summiert wird. γ^μ steht für die Dirac-Matrizen, m für die Fermionenmassen und $\hat{Q}$ für den Ladungsoperator. Die Lagrangedichte ist jedoch nicht invariant gegenüber der lokalen Phasentransformation $U(1)$, für die $\Theta = \Theta(x_\mu)$ gilt. Damit die Invarianz gewährleistet ist, sich also zusätzlich entstehende Terme wieder aufheben, muss das Feld A_μ eingeführt werden [10]:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\Psi(x_\mu). \quad (2.4)$$

Für die kovariante Ableitung ∂_μ ergibt sich damit:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ie\hat{Q}A_\mu. \quad (2.5)$$

Daraus folgt die Lagrangedichte der QED [11], welche auch unter lokaler Eichtransformation invariant ist:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad \text{mit} \quad F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \quad (2.6)$$

Hierbei stellt das Produkt der Feldstärketensoren $F^{\mu\nu}$ und $F_{\mu\nu}$, das seinerseits eichinvariant ist, einen kinetischen Term für Photonen dar [12].

Die schwache WW wirkt nur auf linkschirale Teilchen [10, 13]. Die linkschiralen Fermionen treten in Dupletts und die rechtschiralen in Singletts auf (vgl. Tabelle 2.3). Die elektroschwache (EW) Feldtheorie ist die Vereinigung von QED und der schwachen WW, welche im Glashow-Salam-Weinberg-Modell beschrieben wird [14]. Unter lokaler Eichsymmetrie der Symmetriegruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist die elektroschwache Lagrangedichte invariant. Hierbei ist die schwache Ladung die Erzeugende der

$SU(2)_L$, welche nur auf linkshändige Fermionen wirkt. Die schwache Hyperladung ist die Erzeugende der Gruppe $U(1)_Y$.

	Fermionenmultipletts			T_3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$+1/2$	-1
	e_R	μ_R	τ_R	$-1/2$	-1
				0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$+1/2$	$+1/3$
	u_R	c_R	t_R	$-1/2$	$+1/3$
	d_R	s_R	b_R	0	$+4/3$
				0	$-2/3$

Tabelle 2.3.: Liste der Fermionen mit ihrem rechts- und linkschiralen Anteilen, sowie der zugehörigen dritten Komponente des schwachen Isospin T_3 und der schwachen Hyperladung Y [1, 11].

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ladung Q , der dritten Komponente des schwachen Isospin T_3 und der schwachen Hyperladung Y wird in der Gell-Mann-Nishijima Relation [12] hergestellt:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}. \quad (2.7)$$

Um die lokale Eichsymmetrie für $SU(2)$ zu erfüllen, müssen drei unabhängige Eichfelder $W_\mu^a(x)$ ($a = 1, 2, 3$) eingeführt werden. Weiterhin wird die kovariante Ableitung D_μ eingeführt [15].

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{1}{2} \tau_a W_\mu^a(x) \quad (2.8)$$

Dabei sind τ_a ($a = 1, 2, 3$) die paulischen Spinmatrizen und g ist eine dimensionslose Kopplungskonstante. Für lokale Eichsymmetrie in der $SU(2) \times U(1)$ Gruppe ist zusätzlich das Vektorfeld B_μ notwendig und in Gleichung 2.8 wird der Term $ig' \frac{Y}{2} B_\mu$ eingefügt. Dabei ist g' eine neue Kopplungskonstante und Y die schwache Hyperladung. Aus diesen vier Feldern gehen die physikalischen Felder wie folgt hervor [11]:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad (2.9)$$

$$Z_\mu = -\sin \Theta_W B_\mu + \cos \Theta_W W_\mu^3, \quad (2.10)$$

$$A_\mu = \cos \Theta_W B_\mu + \sin \Theta_W W_\mu^3. \quad (2.11)$$

Hierbei ist zu erkennen, dass A_μ und Z_μ durch die Verdrehung der Felder W_μ^3 und B_μ um den Weinbergwinkel Θ_W entstehen. $W^\pm$ hingegen stellen eine Linearkombination aus W_μ^1 und W_μ^2 dar.

Weiterhin besteht folgender Zusammenhang zwischen dem Weinbergwinkel Θ_W und der Kopplungskonstante g [11]:

$$\cos \Theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.12)$$

Hierbei ist g die Kopplungskonstante der $SU(2)_L$ und g' die Kopplungskonstante der $U(1)_Y$.

Da die Kopplungen der Eichfelder von der Chiralität der Teilchen abhängen, teilt sich der Dirac-Spinor Ψ in einen rechts- und linkshändigen Anteil [12, 16]:

$$\Psi_{L/R}(x) = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)\Psi(x). \quad (2.13)$$

γ^5 bezeichnet dabei eine Kombination aus Dirac-Matrizen mit $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

Die kovariante Ableitung D_μ wird definiert durch:

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau_a W_\mu^a + ig'\frac{Y}{2}B_\mu. \quad (2.14)$$

Somit folgt für die Lagrangedichte, welche unter lokaler Eichtransformation invariant bleibt:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu \Psi - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (2.15)$$

$$\text{mit} \quad W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c \quad (2.16)$$

$$\text{und} \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.17)$$

Für die Lagrangedichte ist zwar die lokale Eichinvarianz erfüllt, aber sie ordnet den Teilchen keine Ruhemasse zu. Dies steht im Widerspruch zum Experiment. Die direkte Einführung von Massetermen für Fermionen und Bosonen ist nicht möglich, da diese die Eichinvarianz von $\mathcal{L}$ verletzen würden. Dies lässt sich mit zusätzlichen Yukawa- und Higgs-Termen lösen. Der Yukawa-Anteil ist verantwortlich für die Masseterme der Fermionen, welche durch die Kopplung des Higgsfeldes an die Fermionen erzeugt werden. Der Higgsmechanismus führt auf Grundlage der spontanen Symmetriebrechung zur Erzeugung der Bosonenmassen [12], [17].

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.18)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{j \in \{1,2,3\}} -y_{lj} \bar{L}_L^j \Phi l_R^j - y_{uj} \bar{Q}_L^j \Phi u_R^j - y_{dj} \bar{Q}_L^j \Phi d_R^j + h.c. \quad (2.19)$$

Hierbei ist Φ ein komplexes, skalares $SU(2)$ Dublett-Feld, welches das Higgs-Feld enthält [18].

Daraus ergibt sich die Lagrangedichte der elektroschwachen WW zu:

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \sum_{L,Q} i\bar{\Psi}_{L,Q} \gamma^\mu D_\mu \Psi_{L,Q} - \frac{1}{4}F_{k,\mu\nu} F_k^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (2.20)$$

2.1.2. Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Quantenfeldtheorie der starken WW. Sie beschreibt die Transformation zwischen den drei Farbladungen und somit die WW zwischen Quarks und Gluonen [13]. Ihr liegt eine $SU(3)_C$ Eichgruppe zugrunde, wobei das C für colour, also die möglichen Farbzustände, steht. Somit muss die Lagrangedichte invariant unter lokaler $SU(3)$ -Transformation sein [12]. Hierfür sind acht neue Felder notwendig. Die acht Gluonen werden als masselos angenommen und

die Farben der Teilchen sind immer so zu kombinieren, dass Hadronen farbneutral sind.

Die Lagrangedichte der QCD wird angegeben mit [15]:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_f \bar{q}_f i \gamma^\mu D_\mu q_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^k G^{k,\mu\nu}. \quad (2.21)$$

Hierbei sind

$$G_{\mu\nu}^k = \partial_\mu G_\nu^k - \partial_\nu G_\mu^k + g_s f^{klm} G_\mu^l G_\nu^m \quad (2.22)$$

die Feldstärketensoren der acht masselosen Eichfelder $G_\mu^k(x)$ ($k = 1, \dots, 8$). q_i steht für die Quarkfelder mit den drei Farben ($i = 1, 2, 3$) und f^{klm} ist eine Strukturkonstante der $SU(3)$. Weiterhin ist

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s \frac{\lambda_k}{2} G_\mu^k \quad (2.23)$$

die kovariante Ableitung mit den erzeugenden Gell-Mann-Matrizen λ_k [15].

2.2. Vektorbosonenstreuung

Im Gegensatz zur $U(1)$ -Gruppe der QED, welche abelsch ist, vertauschen die Gruppenelemente der elektroschwachen WW bei Multiplikation nicht miteinander. Aus diesem Grund entsteht bei der Multiplikation der zusätzliche Term in Gleichung 2.16. Das bedeutet, dass die Eichbosonen der elektroschwachen Theorie miteinander selbstwechselwirken.

Die Vektorbosonenstreuung (VBS) beschreibt diese Selbstkopplung von Vektorbosonen ($V = W^\pm, Z, \gamma$), also deren Streuung aneinander ($VV \rightarrow VV$). Dafür werden Dreier- und Vierer-Vertizes vorausgesagt, welche in Abb. 2.2 dargestellt sind.

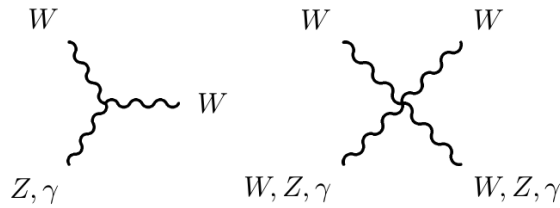


Abb. 2.2.: Feynmandiagramme der möglichen Dreier- und Vierer-Vertizes in der Vektorbosonenstreuung [19].

Da Eichbosonen eine kurze Lebensdauer haben, können sie nicht beschleunigt werden und damit kann deren Streuung nicht direkt betrachtet werden. Die VBS wird deshalb nur als Zwischenprozess beobachtet. Am LHC werden die einlaufenden Vektorbosonen über Proton-Proton-Kollisionen bei einer ausreichend hohen Schwerpunktsenergie erzeugt. Diese Vektorbosonen können anschließend aneinander streuen. Die zugehörigen Feynmandiagramme sind in Abb. 2.3 dargestellt.

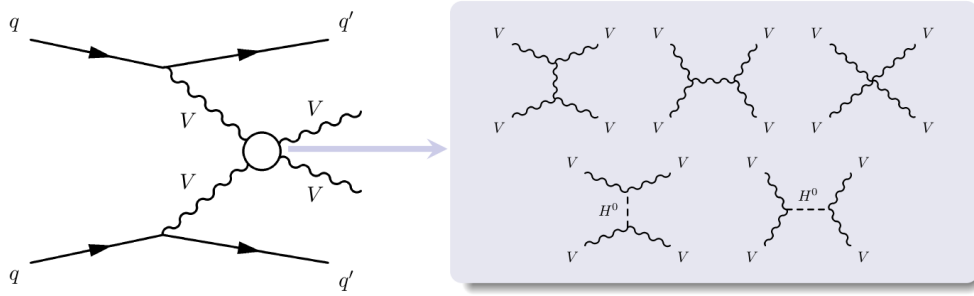


Abb. 2.3.: Diagramm des Gesamtprozesses der VBS. Der Kreis steht für mögliche Feynmandiagramme, welche im rechten Teil der Abb. dargestellt sind [19].

Der rechte Teil der Abb. 2.3 zeigt die verschiedenen möglichen Feynmandiagramme des Streuprozesses: Vierer-Vertizes bzw. den Austausch eines γ -, Z -, W - oder Higgs-Bosons.

Ein einzelnes VBS Diagramm ist nicht eichinvariant. Nur die Betrachtung aller Feynmandiagrammen, die zu demselben Endzustand führen, ist eichinvariant. Diese können in zwei verschiedene Klassen von Prozessen eingeteilt werden. Zum einen solche, die rein elektroschwacher Natur sind und zum anderen solche die sowohl von der starken, als auch von der elektroschwachen WW bedingt sind. Für diese VBS der elektroschwachen WW sind in der führenden Ordnung der Störungstheorie sechs Kopplungen notwendig, wodurch es sich um einen $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^6)$ Prozess handelt. Hierbei steht α_{EW} für die Kopplungskonstante der elektroschwachen WW. Dadurch ist der Wirkungsquerschnitt der VBS im Vergleich zu aktuellen LHC Analysen sehr klein und im Gegensatz zu diesen ist der Prozess sehr selten. In dem Fall der Streuung von zwei gleich geladenen W -Bosonen ist der Wirkungsquerschnitt für Prozesse der starken WW noch geringer und dominiert die Prozesse der elektroschwachen somit nicht. Dies machte den Kanal zu einer guten Wahl für den ersten Nachweis von VBS, welcher erstmalig im Mai 2014 am ATLAS Experiment gelang [20]. Auch in dieser Arbeit soll dieser Kanal betrachtet werden.

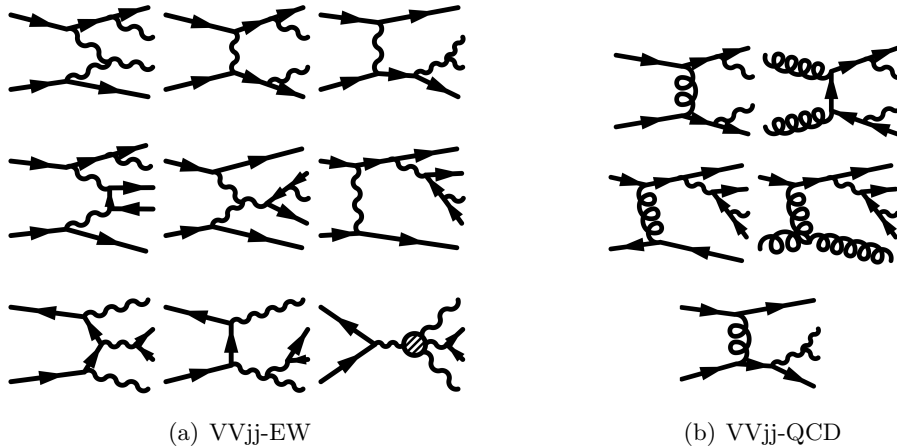


Abb. 2.4.: Die Darstellung repräsentiert mögliche
 (a) VVjj-EW Prozessen, welche das Signal bilden
 (b) VVjj-QCD Prozesse die zum Untergrund gehören [17].

Zum Untergrund der VBS zählen dabei alle Feynmandiagramme und Prozesse, die nicht ausschließlich auf der elektroschwachen Streuung zweier gleich geladenen W -

Bosonen beruhen, aber denselben Endzustand im Detektor nachahmen können. Die elektroschwachen Prozesse VVjj-EW, die sich experimentell nicht von der VBS unterscheiden lassen, werden als Signal definiert. In den Prozessen des VVjj-QCD Untergrundes treten vier EW- und zwei QCD-Kopplungen in führender Ordnung der Störungstheorie auf. Die zugehörigen Feynmandiagramme führender Ordnung sind in Abb. 2.4 zu sehen. Prozesse höherer Ordnung wurden in dieser Arbeit nicht betrachtet.

2.3. Theorieunsicherheiten

Dieses Kapitel betrachtet Theorieunsicherheiten, welche später in die Berechnung von Signifikanzen eingehen. Dazu zählen die Unsicherheiten der Renormierungs- und Faktorisierungsskala sowie solche der Parton-Dichte-Funktionen (PDF). Weitere Theorieunsicherheiten sind beispielsweise durch Partonschauer verursacht. Diese sind in [21, 22] beschrieben, werden aber im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet.

2.3.1. Renormierungsskala

Der Wirkungsquerschnitt σ , welcher Informationen über die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses gibt, ist proportional zum Phasenraumintegral des Betragsquadrats des Matrixelements $\mathcal{M}$. Hierfür wird die Berechnung des Phasenraumintegrals notwendig [15]. Da nicht alle dieser Integrale konvergieren, aber physikalische Größen endlich sind, müssen auftretende Divergenzen renormiert werden [23]. Hierfür wird die Renormierungsskala μ_r eingeführt, von welcher, bei Berücksichtigung aller Ordnungen der Störungstheorie des Kopplungsparameters, der Wirkungsquerschnitt nicht abhängt.

Derzeitige Berechnungen des Endzustandes der VBS reichen nur bis zur nächstführenden Ordnung („next-to-leading order“). In Abb. 2.5 ist ein Beispiel für ein solches Feynmandiagramm zu sehen, in diesem sorgt die rote Linie für die zusätzliche Ordnung. Somit ist das Ergebnis der Berechnung des Wirkungsquerschnitts von μ_r abhängig [17].

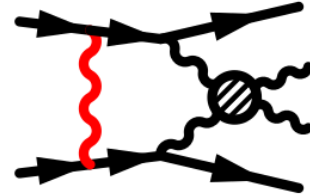


Abb. 2.5.: Beispiel eines Feynmandiagramms zweiter Ordnung der VBS [17].

2.3.2. Faktorisierungsskala

Alle Hadronen-Kollisionen werden von Prozessen dominiert, die von der QCD beschrieben werden. Dabei wird zwischen harten und weichen Prozessen unterschieden. In weichen Prozessen werden Hadronen mit einem kleinen transversalen Impuls p_T erzeugt und bei harten Prozessen entsteht ein Teilprozess mit einem hohen p_T (vgl. Abb. 2.6).

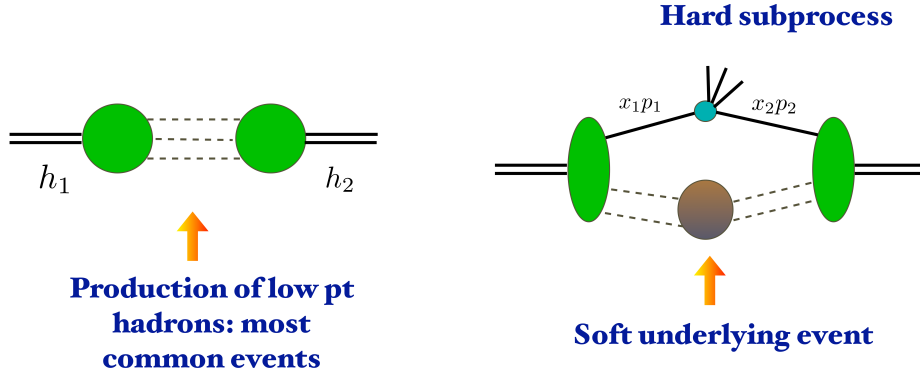


Abb. 2.6.: Veranschaulichung von (links) weichen und (rechts) harten Prozessen [24].

Die Struktur von Hadronen kann mithilfe der PDF beschrieben werden. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmtes Parton mit einem Impulsbruchteil im Hadron zu finden ist.

Das Faktorisierungstheorem besagt, dass die komplette Berechnung einer hadronischen Kollision in Wirkungsquerschnitte ihrer partonischen Bestandteile separiert werden kann. Hierfür wird die Faktorisierungsskala μ_f eingeführt, welche ein Maß für die Unterscheidung zwischen harten und weichen Prozessen angibt [22].

Wie bei der Renormierungsskala wäre der Wirkungsquerschnitt bei der Betrachtung einer kompletten Theorie von der Faktorisierungsskala unabhängig. Durch die Unterscheidung in harte und weiche Prozesse entsteht jedoch eine Abhängigkeit von μ_f .

2.3.3. PDF-Unsicherheiten

Die PDF wird experimentell bestimmt und ist für das Beispiel des Protons in Abb. 2.7 zu sehen.

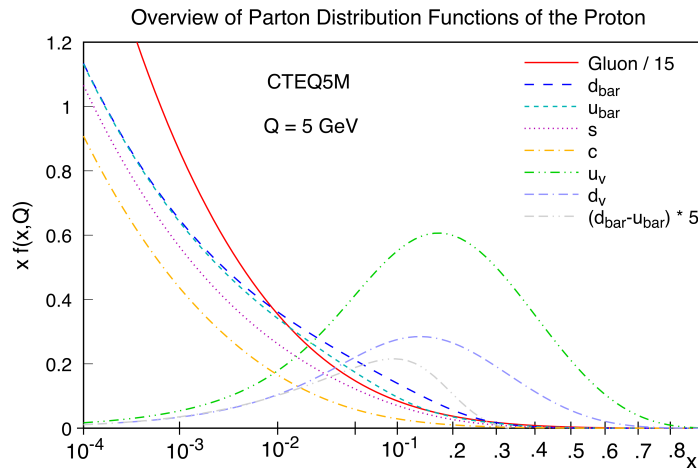


Abb. 2.7.: Parton-Dichte-Funktionen eines Protons [24].

Die PDF werden aus Approximationen gemessener Werte gewonnen. Aus der Anzahl der Fitparameter ergibt sich ein Set aus 26 Eigenvektoren, von welchen die Unsicherheiten der PDF abhängig sind. Zur Bestimmung dieser Unsicherheit muss jeder

Eigenvektor nach oben und unten variiert werden. Hieraus ergeben sich neben dem Zentralwert $2 \cdot 26 = 52$ PDF Variationen von diesem. Aus dem damit zur Verfügung stehenden Satz an 53 PDFs kann die Unsicherheit wie folgt bestimmt werden:

$$\Delta X_{\max}^+ = \frac{1}{1,645} \sqrt{\sum_{i=1}^N (\max(X_i^+ - X_0, X_i^- - X_0, 0))^2}, \quad (2.24)$$

$$\Delta X_{\max}^- = \frac{1}{1,645} \sqrt{\sum_{i=1}^N (\max(X_0 - X_i^+, X_0 - X_i^-, 0))^2}. \quad (2.25)$$

Bei einem Konfidenzbereich von 68 % beschreibt $\Delta X_{\max}^+$ die maximale relative Abweichung nach oben sowie $\Delta X_{\max}^-$ die maximale relative Abweichung des Wirkungsquerschnitts nach unten. $\Delta X_i^\pm$ bezeichnet die Variationen nach oben bzw. unten für die $N=26$ Parameter. X_0 stellt den Zentralwert dar.

3. Experimenteller Aufbau

3.1. Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) am europäischen Kernforschungszentrum CERN ist der größte Teilchenbeschleuniger weltweit. Er wurde 100 m unter der Erde im 27 km langen Ring des LEP (Large Electron-Positron) Beschleunigers gebaut. Im September 2008 wurde der LHC erstmalig in Betrieb genommen [25].

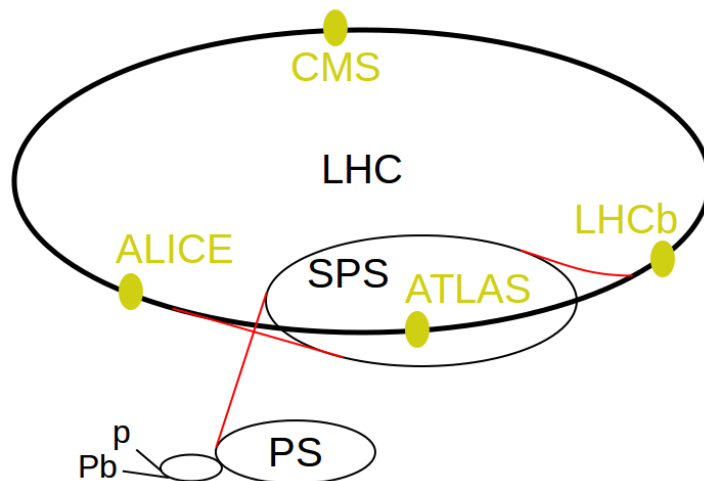


Abb. 3.1.: Schematischer Aufbau des LHC [26].

Innerhalb des LHC werden bei -271.3°C im Ultrahochvakuum hochenergetische Teilchen auf entgegenlaufenden Strahlachsen zur Kollision gebracht. Dabei werden sie durch starke, von supraleitenden Elektromagneten erzeugte, Magnetfelder auf ihrer Bahn gehalten. Die Kollisionen sind an den Orten der vier großen Detektoren ATLAS, CMS, ALICE und LHCb vorgesehen [25]. Ein schematischer Aufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt. 2010 und 2011 fanden Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV statt. 2012 wurde diese auf 8 TeV erhöht und im März 2015 sollen Kollisionen mit 13 TeV Schwerpunktsenergie erreicht werden [25, 27].

3.2. ATLAS-Detektor

ATLAS steht für „A Torodial LHC ApparatuS“ und ist einer der vier Detektoren am LHC. Mit einer Länge von 46 m, einer Höhe sowie Breite von 25 m und einem Gewicht von 7000 t ist er einer der größten Teilchendetektoren, die bisher gebaut wurden [28].

Wie in Abb. 3.2 zu sehen, besteht der Detektor aus 3 Hauptkomponenten: dem

inneren Detektor, den beiden Kalorimetern und dem Myon-Spektrometer [29]. Der innere Detektor ist hauptsächlich in den Halbleiterspurdetektor, den Übergangs-Strahl-Spurdetektor und den Pixeldetektor unterteilt. Hier kann aus der Bahnkrümmung des geladenen Teilchens dessen transversaler Impuls bestimmt werden. Die zweite, etwas weiter außerhalb liegende, Hauptkomponente des Detektors setzt sich aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter zusammen. Im ersteren schauen Photonen, Elektronen und Positronen, während im zweiten Eigenschaften der Hadronen gemessen werden.

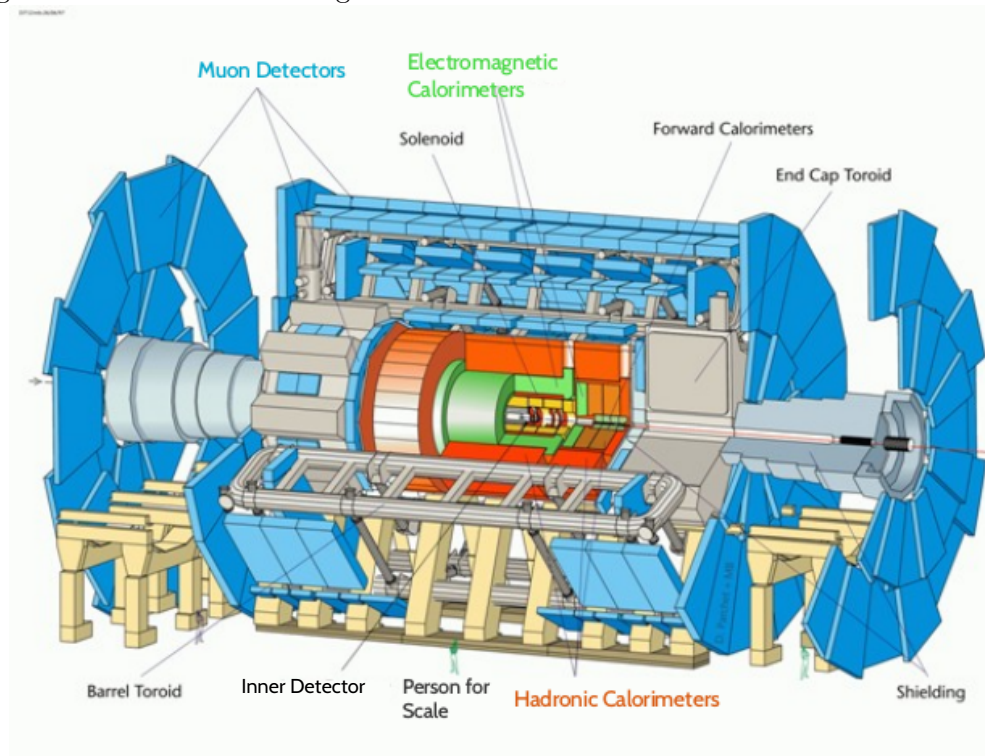


Abb. 3.2.: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors [29].

Die äußerste Schicht des ATLAS-Detektors bilden die Myon-Kammern. Da die im elektromagnetischen Kalorimeter abgegebene Energie proportional zu $\frac{1}{Masse^2}$ ist, werden Myonen, die 200 mal so schwer sind wie das Elektron dort weniger abgebremst und nicht gestoppt. Ebenso werden die Myonen nicht im hadronischen Kalorimeter gemessen, da sie nicht stark wechselwirken. Erst im Myon-Spektrometer werden sie identifiziert.

3.3. Ereignisidentifikation

Von Proton-Proton-Kollisionen, die aller 25 ns stattfinden, gehen ca. 1000 Teilchen aus, woraus sich eine sehr große Menge an Daten ergibt [29]. Aus den Signalen in den Detektorbereichen werden die Teilchenspuren und Energieeinträge rekonstruiert. Um diese Ereignisse zu charakterisieren, ist der gesamte Aufbau in ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem eingebettet. Hierbei bildet der nominale Kollisionspunkt den Ursprung und die z -Achse verläuft entlang der Strahlrichtung. Senkrecht zum Teilchenstrahl steht die x - y Ebene, mit der positiven x -Achse in Ringmitte und

der y -Achse nach oben zeigend definiert. Der Azimuthalwinkel $\Phi \in [-\pi, \pi)$ gibt den Winkel in mathematisch positivem Drehsinn von der x -Achse aus in der x - y Ebene an. Der Winkel zur z -Achse hin wird durch den Polarwinkel $\Theta \in [0, \pi]$ beschrieben [29]. Da Θ nicht invariant unter Lorentztransformation ist, kann für Teilchen innerhalb des relativistischen Limits die Pseudorapidität η angegeben werden. Diese wird definiert als [29]:

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

Die Rapidität Y wird für Teilchen verwendet, für die diese Näherung nicht möglich ist. Sie wird durch

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.2)$$

definiert. Weiterhin wird anstelle des Impulses p oft der transversale Impuls p_T genutzt, da die z -Komponente von p vor der Kollision unbekannt ist und nach der Kollision nicht direkt gemessen wird. Sowohl das p_T als auch die transversale fehlende Energie E_T^{miss} sind in der x - y Ebene definiert. Eine beispielsweise zur Angabe der Isolation und Separation eines Teilchens häufig genutzte Größe ist der Raumwinkel $\Delta R = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ [29].

Die beiden Quarks im Prozess der Vektorbosonenstreuung werden als stark vorwärts-gegerichtete Jets registriert. Bei der VBS werden diese Jets auch Tagging-Jets genannt und sind gut separiert, d.h. die Differenz der Pseudorapiditäten der Jets $|\Delta\eta_{jj}|$ ist groß. Weiterhin ist ihr hoher transversaler Impuls p_T und ihre hohe invariante Masse der beiden Jets m_{jj} charakteristisch.

Für den Prozess $W^\pm W^\pm jj$ werden außerdem zwei Leptonen erwartet, welche zwischen den Jets liegen. Dafür wird die Leptonenzentralität ζ_l eingeführt, welche die Zentralität der Leptonen zwischen den Tagging-Jets angibt. Diese ist definiert als [17]:

$$\zeta_l = \min \left\{ \min(\eta_1^l, \eta_2^l) - \min(\eta_1^j, \eta_2^j), \max(\eta_1^l, \eta_2^l) - \max(\eta_1^j, \eta_2^j) \right\} \quad (3.3)$$

In Abb. 3.3 sind die zwei Jets und Leptonen sowie die Winkel ζ und $\Delta\eta$ veranschaulicht.

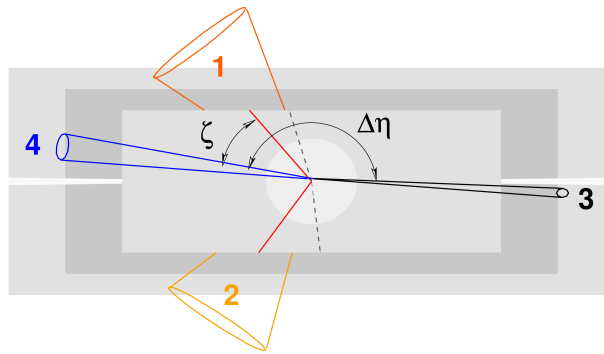


Abb. 3.3.: Schematische Darstellung eines Ereignisses der Vektorbosonenstreuung im ATLAS-Detektor. Die Leptonen sind mit 1 und 2 sowie die Jets mit 3 und 4 gekennzeichnet. Zur Veranschaulichung sind ζ und $\Delta\eta$ eingezeichnet [30].

4. Ereignisgenerierung

Um experimentelle Daten mit der Theorie vergleichen zu können, werden der Theorie entsprechende Ereignisse generiert. Anschließend werden beide Datensätze analysiert und die Ergebnisse verglichen. Anhand dieses Vergleiches kann die Theorie bestärkt oder widerlegt werden.

Der Prozess der Ereignisgenerierung erfolgt in zwei Ebenen. Auf der ersten werden „Partonlevel“ Ereignisse generiert. Diese werden mithilfe von Monte-Carlo Generatoren (siehe Kapitel 4.1) erzeugt und stellen theoretische Vorhersagen dar. Hierfür werden zur Abschätzung des Viererimpulses der kollidierenden Quarks und Gluonen die PDF genutzt. Weiterhin ist auf „Partikellevel“ ein „showering“ (Schauern) möglich. Dieses beinhaltet die Abstrahlungen von Endzuständen, den Zerfall instabiler Teilchen und Hadronisierung (vgl. Abb. 4.1).

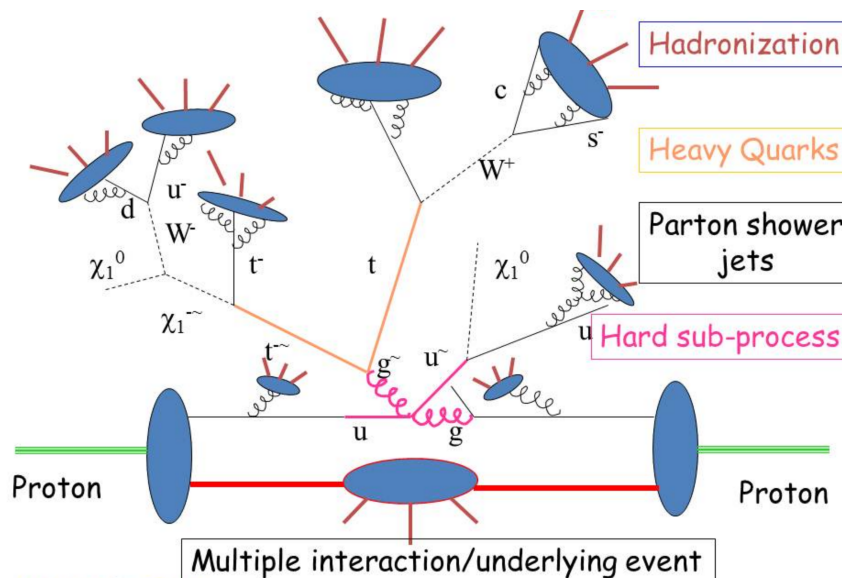


Abb. 4.1.: Grafische Darstellung einer Ereignissimulation [31].

Auf der zweiten Ebene der Ereignisgenerierung werden Detektoreffekte berücksichtigt und somit Ereignisse auf Detektorebene erstellt. Auf diesem Level erzeugte Daten imitieren die im Experiment gemessenen.

In dieser Arbeit werden nur Ereignisse auf der theoretischen Ebene (Parton- und Partikellevel) betrachtet.

4.1. Monte-Carlo Generatoren

Monte-Carlo Generatoren führen den ersten Schritt der Ereigniserzeugung durch. Um die Ereignisse zu simulieren müssen zunächst alle möglichen Feynmandiagramme gefunden werden. Aus diesen werden anschließend die Matrixelemente bestimmt. Durch Integration des Betragsquadrates des Matrixelements über den Phasenraum wird der Wirkungsquerschnitt bestimmt. Diese Integration wird mit der Monte Carlo Methode umgesetzt, welche den Generatoren ihren Namen gibt. Hierfür wird über endlich viele zufällig generierte Stützstellen aufsummiert. Danach können mit dem so errechneten Wirkungsquerschnitt die Ereignisse generiert werden.

4.2. VBFNLO

In dieser Arbeit wurden für erste Studien Ereignisse mit dem Generator VBFNLO erzeugt.

VBFNLO steht für „Vector Boson Fusion Next to Leading Order“ und ist ein flexibles Monte Carlo Simulationsprogramm. Es wird zur Simulation von Vektorbosonenfusion und der Produktion von zwei sowie drei Bosonen mit Jets in hadronischen Kollisionen genutzt. Dies erfolgt auf Partonlevel in nächst höherer Ordnung der Störungstheorie (NLO), d.h. es können auch Feynmandiagramme wie in Abb. 2.5 berücksichtigt werden [32, 33]. Mit VBFNLO ist es unter anderem möglich, Ereignisse der Prozesse $W^\pm W^\pm jj$ und $W^\pm Zjj$ der Vektorbosonenstreuung zu erzeugen. $W^\pm$ bzw. Z stehen dabei für die Bosonen und jj für die beiden Jets. Die Prozesse werden dafür in dem Programm mit einer Prozessnummer eingestellt [32]. Eine Liste für die in dieser Bachelorarbeit verwendeten Prozesse ist in Tabelle 4.1 zu finden.

Prozessnummer	Prozess	zugrundeliegende WW
220	$pp \rightarrow W^+ Zjj \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} l_2^+ l_2^- jj$	EW
230	$pp \rightarrow W^- Zjj \rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} l_2^+ l_2^- jj$	EW
250	$pp \rightarrow W^+ W^+ jj \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} l_2^+ \nu_{l_2} jj$	EW
260	$pp \rightarrow W^- W^- jj \rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} l_2^- \bar{\nu}_{l_2} jj$	EW
3220	$pp \rightarrow W^+ Zjj \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} l_2^+ l_2^- jj$	QCD
3230	$pp \rightarrow W^- Zjj \rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} l_2^+ l_2^- jj$	QCD
3250	$pp \rightarrow W^+ W^+ jj \rightarrow l_1^+ \nu_{l_1} l_2^+ \nu_{l_2} jj$	QCD
3260	$pp \rightarrow W^- W^- jj \rightarrow l_1^- \bar{\nu}_{l_1} l_2^- \bar{\nu}_{l_2} jj$	QCD

Tabelle 4.1.: Liste der benötigten Prozessnummern in VBFNLO [33].

Ebenso ist es möglich die Skalen zu variieren und damit die in Kapitel 2.3 beschriebenen Unsicherheiten zu ermitteln. In Kapitel 5.3.1 und 5.3.2 werden die hierzu durchgeführten Einstellungen näher beschrieben. Auch die Schwerpunktsenergie der simulierten Kollision kann in VBFNLO angegeben werden. Für diese Arbeit wurden jeweils 50000 Ereignisse der oben aufgelisteten Prozesse für 8 TeV bzw. 13 TeV Schwerpunktsenergie generiert.

Weiterhin können in VBFNLO für die Ereignisproduktion bestimmte Mindest- und Maximaleigenschaften (Schnitte) für die erzeugten Teilchen eingestellt werden. Dies dient der Vorauswahl der zu betrachtenden Ereignisse und definiert den zu untersu-

chenden Phasenraum. Die wichtigsten Schnitte des genutzten Phasenraumes sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Alle weiteren Einstellungen sind im Anhang D angeführt.

Jet Schnitte	Leptonen Schnitte
$\Delta R_{jj} > 0,4$	$\eta < 2,5$
$p_T > 15 \text{ GeV}$	$p_T > 10 \text{ GeV}$ (erstes, zweites Lepton)
$ Y < 4,5$	$p_T > 0.1 \text{ GeV}$ (drittes Lepton)
$m_{jj} > 150 \text{ GeV}$	

Tabelle 4.2.: Liste der wichtigsten eingestellten Schnitte bei der VBFNLO Ereignisgenerierung.

Für diesen Phasenraum ergaben sich die Wirkungsquerschnitte, welche in Tabelle 4.3 und 4.4 zu finden sind. Die relativen statistischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte welche zwischen 0.02 % und 0.05 % liegen, sind vernachlässigbar und werden im folgenden nicht mehr betrachtet. Die später untersuchten systematischen Theorieunsicherheiten befinden sich hingegen in der Größenordnung von 10 %.

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	$W^- W^- jj$	$W^+ W^+ jj$	$W^- W^- jj$	$W^+ W^+ jj$
8 TeV	0,67	2,14	0,60	1,68
13 TeV	2,21	6,0	1,56	3,6

Tabelle 4.3.: Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Kanal $W^\pm W^\pm jj$

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	$W^- Zjj$	$W^+ Zjj$	$W^- Zjj$	$W^+ Zjj$
8 TeV	0,44	0,85	8,1	14,2
13 TeV	1,36	2,37	25,1	39

Tabelle 4.4.: Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Kanal $W^\pm Zjj$.

4.3. Geschauerte Ereignisse

Bei geschauerten Ereignissen wird in der Generierung zusätzlich das Schauern der Partonen simuliert. Solche Ereignisse wurden mit Sherpa [34] und MadGraph [35] erzeugt. Die hierfür vorgenommenen Einstellungen sind bei den mit Sherpa generierten Ereignissen in [36] unter deren Identifikationsnummer gespeichert, welche in Tabelle 4.5 angeführt sind.

Für den Prozess $W^\pm Zjj$ -QCD bei 8 TeV Schwerpunktsenergie wurde MadGraph zur Ereignisgenerierung genutzt. Die hier vorgenommen Einstellungen sind in Tabelle 4.6 zusammengestellt.

Die Wirkungsquerschnitte für die Generierung der geschauerten Ereignisse sind in Tabelle 4.7 zu finden.

Prozess	Identifikationsnummer	Schwerpunktsenergie [TeV]
$W^\pm W^\pm jj$ -EW	185827	8
$W^\pm W^\pm jj$ -EW	999991	13
$W^\pm W^\pm jj$ -QCD	185828	8
$W^\pm W^\pm jj$ -EW	999992	13
$W^\pm Z jj$ -EW	185396	8
$W^\pm Z jj$ -EW	999994	13
$W^\pm Z jj$ -QCD	185397	8

Tabelle 4.5.: Identifikationsnummern der mit Sherpa generierten Ereignisse.

Eigenschaft	Einstellung
PDF	CT10
Renormierungs- und Faktorisierungsskala	default
Prozess	$l^+ \nu_l l^+ l^- jj$

Tabelle 4.6.: Einstellungen der mit MadGraph erzeugten Ereignisse. Hierbei gilt $l^\pm$ nicht für τ -Leptonen und b-Quarks, weder im Proton des Ausgangszustandes noch im Jet des Endzustandes.

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	$W^\pm W^\pm jj$	$W^\pm Z jj$	$W^\pm W^\pm jj$	$W^\pm Z jj$
8 TeV	23,6	86	16,2	2770
13 TeV	42	41	23,3	144

Tabelle 4.7.: Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse.

5. Auswertung

5.1. Analyse

Die Daten wurden nach der Generierung mithilfe von Rivet analysiert. Das Rivet (Robust Independent Validation of Experiment and Theory) Projekt ist eine Programmsammlung zur Auswertung von Monte Carlo generierten Ereignissen [37]. Sie stellt eine Vielzahl von Analysen bereit, mit denen Ereignisdatensätze nach verschiedenen Gesichtspunkten ausgewertet werden können. Hier werden die Ereignisse anhand der Teilcheneigenschaften, wie z.B. den invarianten Massen, Winkelverteilungen oder transversalen Impulsen von Jets und Leptonen selektiert, um damit möglichst gut die Selektion des ATLAS Detektors zu simulieren. Rivet bietet weiterhin die Möglichkeit, eigene Analyseprogramme einzubinden.

Neben den Schnitten bei der Ereignisgenerierung (siehe Tabelle 4.2) werden in der Analyse weitere Schnitte angewendet, um den Untergrund möglichst gut vom Signal zu trennen. Es werden genau zwei gleich geladene Leptonen ($e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\pm$, $e^\pm \mu^\pm$) zugelassen. Ebenso werden Teilchen nur dann als ein Lepton erkannt, wenn sie im Bereich $|\eta| < 2,5$ liegen. Diese Bedingungen werden auch an die Analyse von ATLAS-Daten gestellt, da Leptonen mit $|\eta| > 2,5$ vom inneren Spurdetektor nicht mehr erfasst werden können. Unter dieser Voraussetzung können auch Ereignisse mit mehr als zwei Leptonen zugelassen werden, falls die zusätzlichen nicht im η -Bereich liegen und damit nicht als solche identifiziert werden. Darüber hinaus muss der transversale Impuls der beiden Leptonen jeweils größer sein als 25 GeV. Ihre invariante Masse wird mit 20 GeV und die Winkelseparation ΔR mit 0,3 nach unten beschränkt.

Ein Ereignis wird weiterhin nur berücksichtigt, wenn mindestens zwei Jets mit dem Algorithmus Anti- k_T [38] mit dem Parameter $R=0,4$ erkannt werden und diese einen transversalen Impuls $p_T > 30$ GeV aufweisen. Zudem wird verlangt, dass jeder Jet in dem Bereich $|\eta| < 4,5$ liegt und zu jedem selektierten Lepton mindestens einen Abstand von ΔR_{jl} von 0,3 hat. Die invariante Masse der beiden Tagging-Jets m_{jj} muss größer als 500 GeV sein und für den fehlenden transversalen Impuls gilt $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV. Die Rapiditätsdifferenz der beiden Jets wird auf $|\Delta Y_{jj}| > 2,4$ festgelegt.

Der nach dieser Analyse vorliegende Phasenraum wird „Selektionsphasenraum“ genannt. Weiterhin wurde bei der Analyse die Ereigniszahl auf eine integrierte Luminosität von 20 fb^{-1} normiert.

Für den so entstandenen Phasenraum ergaben sich für die ungeschauerten Prozesse die Wirkungsquerschnitte in Tabelle 5.1.

Da in der Analyse bestimmte Ereignisse selektiert wurden, sind die Wirkungsquerschnitte im Selektionsphasenraum wie erwartet kleiner, als solche nach der Generierung. Für $W^\pm W^\pm jj$ -EW sinken sie auf etwa 30 % und bei $W^\pm Z jj$ auf etwa 0,2 % vom Ausgangswert (siehe Tabelle 4.3 und 4.4). Somit wird bei der Analyse, wie es mit der Wahl der Schnitte beabsichtigt ist, deutlich mehr Signal als Untergrund selektiert.

Weiterhin ist eine Zunahme der Wirkungsquerschnitte beim Übergang von 8 TeV zu 13 TeV erkennbar. Dies begründet sich mit einem Wahrscheinlichkeitsanstieg für die Abstrahlung von W-Bosonen von den energetischeren Quarks.

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	W^-W^-jj	W^+W^+jj	W^-W^-jj	W^+W^+jj
8 TeV	0,192	0,70	0,0236	0,086
13 TeV	0,77	2,39	0,086	0,269

Tabelle 5.1.: Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Selektionsphasenraum im Kanal $W^\pm W^\pm jj$.

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	W^-Zjj	W^+Zjj	W^-Zjj	W^+Zjj
8 TeV	0,00093	0,00198	0,0044	0,0054
13 TeV	0,0041	0,0082	0,0171	0,0289

Tabelle 5.2.: Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Selektionsphasenraum in Kanal $W^\pm Zjj$.

In diesem Phasenraum ergaben sich für die geschauerten Ereignisse die in Tabelle 5.3 zusammengestellten Wirkungsquerschnitte.

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	$W^\pm W^\pm jj$	$W^\pm Zjj$	$W^\pm W^\pm jj$	$W^\pm Zjj$
8 TeV	1,14	0,239	0,140	0,42
13 TeV	2,70	0,087	0,33	0,97

Tabelle 5.3.: Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse im Selektionsphasenraum.

Wie bei den ungeschauerten Ereignissen steigen auch hier die Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Schwerpunktsenergie. In dem Kanal $W^\pm Zjj$ -EW ist dies nicht zu erkennen, da hier für die Ereignisgenerierung nicht vergleichbare Einstellungen verwendet wurden. Für 8 TeV Schwerpunktsenergie sind Endzustände enthalten, in denen das W-Boson von einem Tau-Quark abgestrahlt wurde. Dieser Fall wurde bei den Ereignissen für 13 TeV Schwerpunktsenergie ausgeschlossen. Da dieser Anteil etwa 50 %-70 % des Wirkungsquerschnittes ausmacht, wird dieser Kanal im Folgenden für die beiden Schwerpunktsenergien nicht verglichen. Zudem zeigt sich, dass der Signalprozess eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzt als die Untergrundprozesse. Für die Wirkungsquerschnitte der Kanäle positiv bzw. negativ geladener Bosonen sei auf den Anhang F verwiesen.

5.2. Kinematische Verteilungen und Verhältnisse

In diesem Kapitel werden die Ereignisse der beiden Schwerpunktsenergien 8 TeV und 13 TeV bezüglich ihrer kinematischen Verteilungen verglichen. Hierfür wurden die geschauerten Ereignisse verwendet und die analogen Darstellungen der VBFNLO-Ereignisse sind im Anhang H zu finden. Daraus lässt sich erkennen, welche kinematischen Eigenschaften für die VBS charakteristisch sind und wie diese sich zu größerer

Schwerpunktsenergie hin verändern.

Im Allgemeinen lässt sich erkennen, dass die Ereigniszahl von 8 TeV zu 13 TeV zunimmt, da bereits ein Anstieg der Wirkungsquerschnitte erkannt wurde und dieser proportional zur Ereigniszahl ist. Bei der Betrachtung der invarianten Masse der Jets m_{jj} lässt sich bei den Untergrundprozessen eine Dominanz von $W^\pm Zjj$ -QCD erkennen. Ferner zeigt sich für 13 TeV ein Anstieg im Verhältnis von Signal- zu Untergrundprozessen (vgl. Abb. 5.1). Der Abfall der Ereigniszahlen im Kanal $W^\pm Zjj$ -QCD ist jedoch bei 8 TeV steiler als bei 13 TeV Schwerpunktsenergie (vgl. Abb. 5.2).

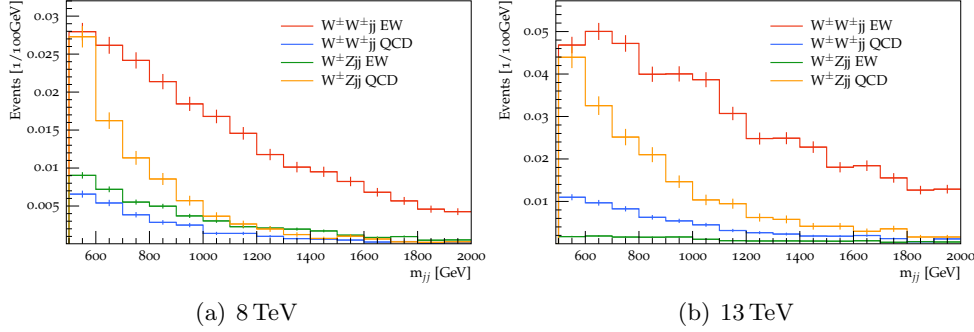


Abb. 5.1.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

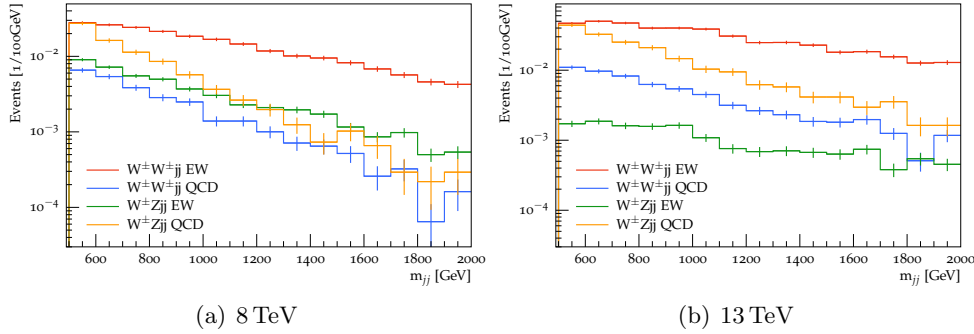


Abb. 5.2.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie in logarithmischer Skala.

Auch unter Betrachtung der invarianten Leptonenmasse m_{ll} fällt auf, dass der Verlauf des Signalprozesses und der von $W^\pm Zjj$ -QCD bei 13 TeV einen flacheren Abfall hat als bei 8 TeV. Somit lässt sich schlussfolgern, dass bei 13 TeV die Häufigkeit von $W^\pm W^\pm jj$ -EW Ereignissen zu größeren m_{ll} hin weniger stark abnimmt, als bei 8 TeV (vgl. Abb. 5.3).

Bei der Raumwinkeldifferenz ΔR_{ll} zwischen den beiden Leptonen überwiegt die Ereigniszahl bei 8 TeV des Signalprozesses nur für $\Delta R_{ll} < 4$. Für $\Delta R_{ll} > 4$ überwiegt die Ereignisrate des Untergrundprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -QCD. Bei höheren Schwerpunktsenergien verschiebt sich dieser Schnittpunkt der $W^\pm W^\pm jj$ -QCD und $W^\pm W^\pm jj$ -EW Kurve zu größeren Winkeldifferenzen hin (vgl. Abb. 5.4).

In der Verteilung des Betrages der Pseudorapiditätsdifferenz zwischen den beiden Leptonen $|\Delta\eta_{ll}|$ ist eine ähnliche Veränderung wie bei ΔR_{ll} zu beobachten. Durch

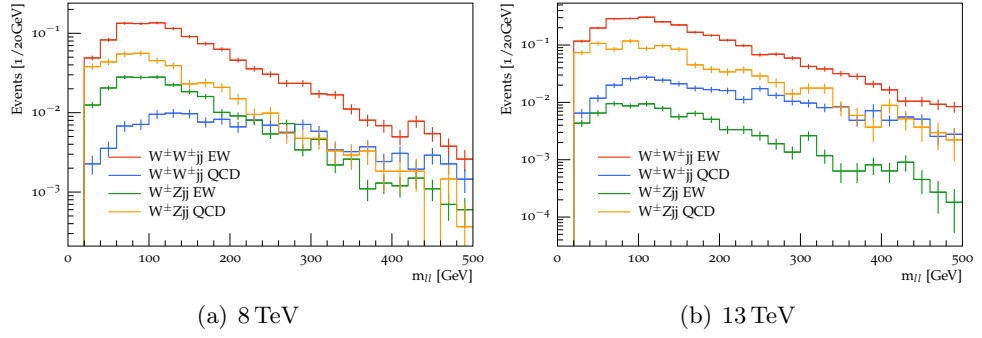


Abb. 5.3.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{ll} der beiden Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

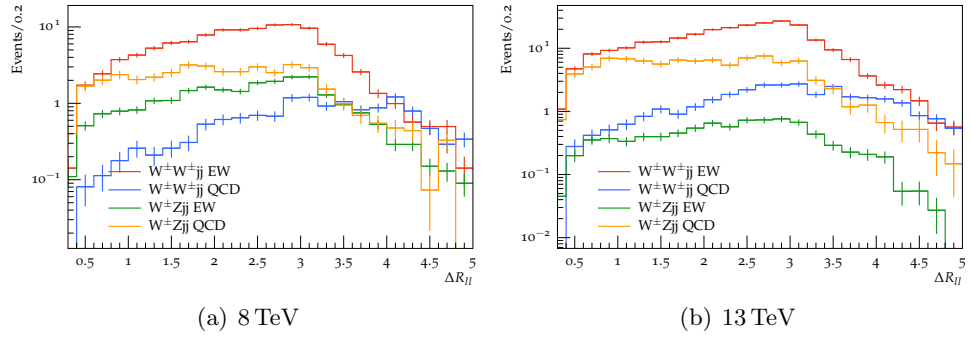


Abb. 5.4.: Kinematische Verteilungen des Raumwinkels ΔR_{ll} zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

den flacheren Abfall der Signalkurve bei 13 TeV dominiert der $W^\pm W^\pm jj$ -QCD Untergrund erst für größere $|\Delta\eta_{ll}|$ das Signal (vgl. Abb. 5.5).

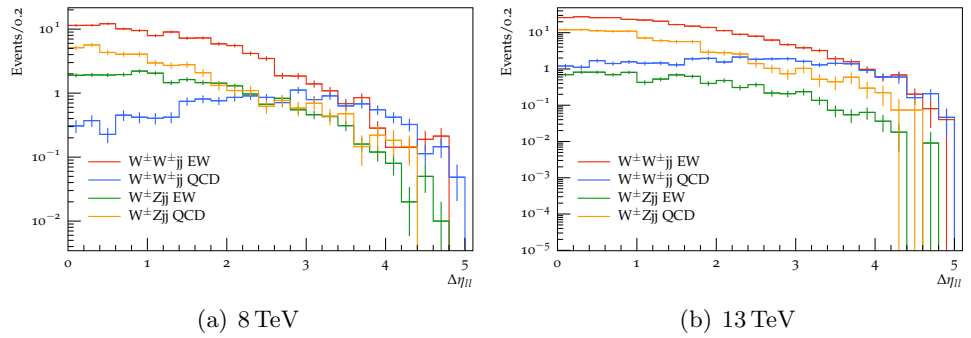


Abb. 5.5.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $|\Delta\eta_{ll}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

Bei Betrachtung der Leptonenzentralität ζ_{ll} (vgl. Abb. 5.6) sind Unterschiede in den Verteilungen der Untergrundprozesse zu erkennen. Da sowohl diese Unterschiede, als auch solche in anderen kinematischen Verteilungen (siehe Anhang G), nur schwer direkt zu erkennen sind, wurden die im Folgenden beschriebenen Verhältnisse unter-

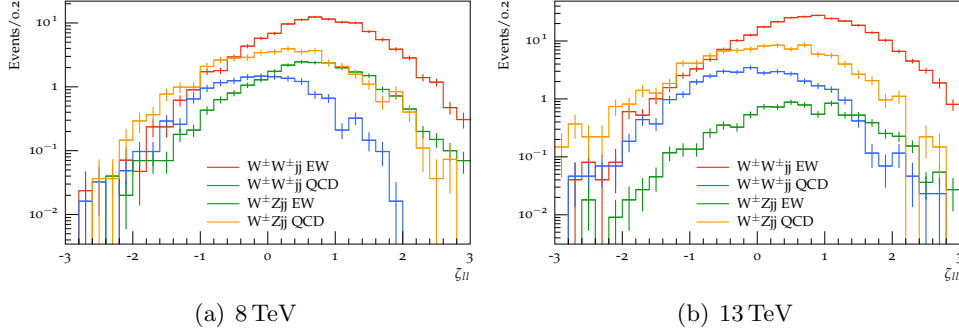


Abb. 5.6.: Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_l bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

sucht.

Es wurde das Verhältnis von Signalereigniszahl ($W^\pm W^\pm jj$ -EW) zu der Untergrunderereigniszahl der $W^\pm W^\pm jj$ -QCD gebildet. Ebenso wurde das Verhältnis des Signals ($W^\pm W^\pm jj$ -EW) zum Untergrund ($W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD) betrachtet. Anhand dieser Verhältnisse können weitere Aussagen über Veränderungen kinematischer Eigenschaften der Ereignisse bei den zwei Schwerpunktsenergien getroffen werden.

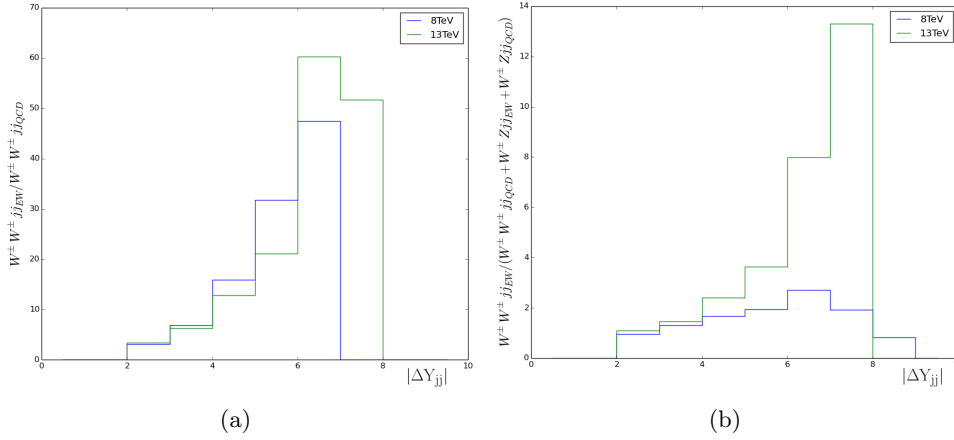


Abb. 5.7.: Verhältnis aus Ereignissen des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu
 (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD
 (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD
 für die Rapiditätsdifferenz zwischen den Jets $|\Delta Y_{jj}|$.

Für die Rapiditätsdifferenz zwischen den Jets $|\Delta Y_{jj}| < 8$ lässt sich ein Anstieg des Verhältnisses vom Signalprozess zu Untergrundprozessen erkennen (vgl. Abb. 5.7 (b)). In dem Verhältnis zwischen $W^\pm W^\pm jj$ -EW und $W^\pm W^\pm jj$ -QCD tritt diese Dominanz für $6 < |\Delta Y_{jj}| < 8$ auf (vgl. Abb. 5.7 (a)). Hieraus kann geschlossen werden, dass für $W^\pm Zjj$ -QCD bzw. $W^\pm Zjj$ -EW die Ereigniszahl besonders steigt. Das selbe Verhalten zeigt sich bei der Betrachtung der Leptonenzentralität ζ_l (vgl. Abb. 5.8).

Das Verhältnis der Ereignisse im Prozess $W^\pm W^\pm jj$ -EW und $W^\pm W^\pm jj$ -QCD unter Betrachtung der invarianten Masse der Jets m_{jj} hingegen sinkt für 13 TeV (siehe

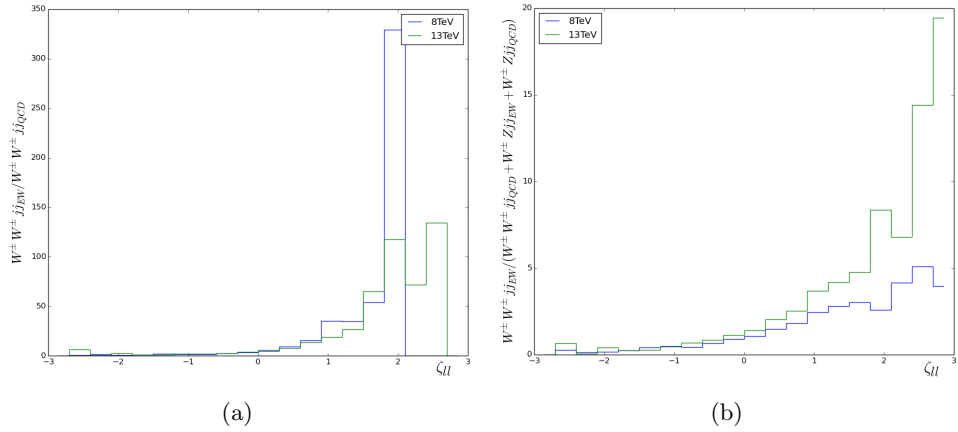


Abb. 5.8.: Verhältnis aus Ereignissen des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu
 (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD
 (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD
 für die Leptonenzentralität ζ_{ll} .

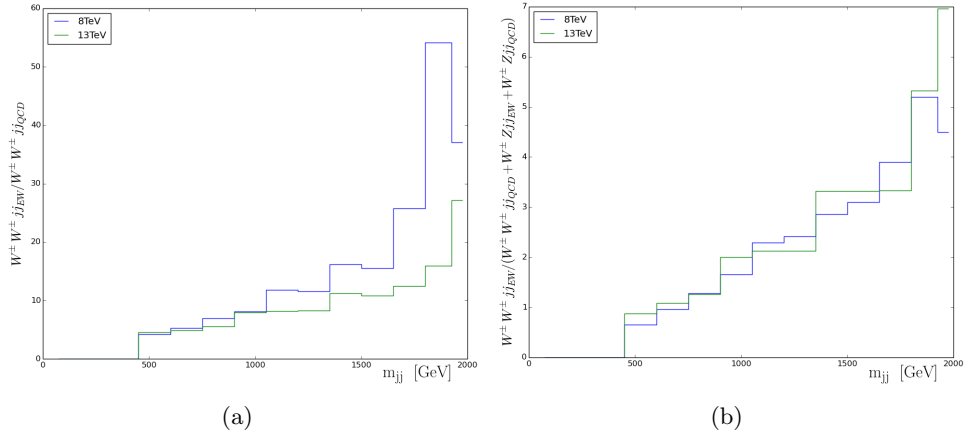


Abb. 5.9.: Verhältnis aus Ereignissen des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu
 (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD
 (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD
 für die invariante Masse der Jets m_{jj} .

Abb. 5.9 (a)). In dem anderen Verhältnis zeigt sich für m_{jj} kaum eine Veränderung (siehe Abb. 5.9 (b)).

Für den Betrag der Pseudorapiditätsdifferenz zwischen den beiden Leptonen $|\Delta\eta_{ll}|$ ist ein entgegengesetztes Verhalten erkennbar. Hier steigt das Verhältnis von Signal- zu Untergrundprozessen (vgl. Abb. 5.10 (b)) für 13 TeV. Das andere Verhältnis sinkt jedoch mit höheren Schwerpunktsenergien (vgl. Abb. 5.10 (a)). Somit sinken hier Ereignisszahlen vor allem für $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD.

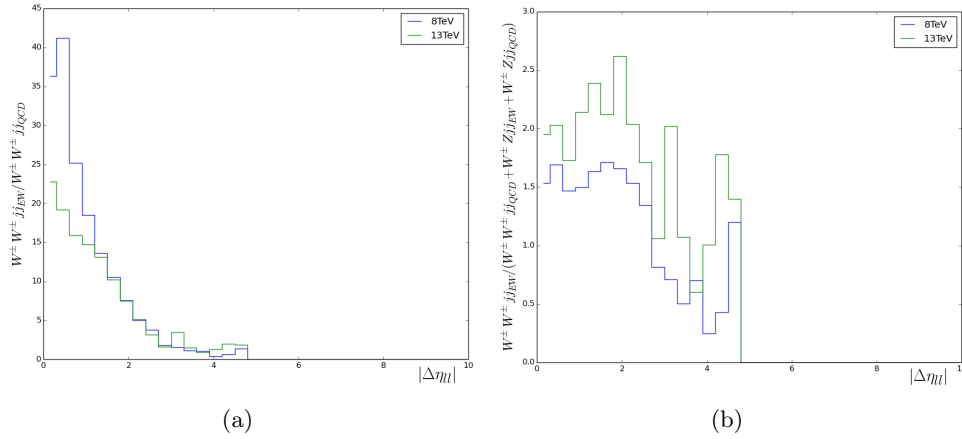


Abb. 5.10.: Verhältnis der Ereignisse des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu
 (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD bzw.
 (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD
 für den Betrag der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $|\Delta\eta_l|$.

5.3. Theorieunsicherheiten

Bei den in diesem Kapitel beschriebenen Theorieunsicherheiten handelt es sich um systematische Unsicherheiten, zu deren Ermittlung VBFNLO (siehe Kapitel 4.2) genutzt wurde. Hierbei wurden einzelne Parameter variiert und eine Integration des Matrixelementes zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes vorgenommen, ohne Ereignisse zu generieren. Da in dieser Arbeit die Ergebnisse im Selektionsphasenraum interessieren, werden auch die Theorieunsicherheiten in diesem Phasenraum bestimmt. Es konnte jedoch in VBFNLO nur ein sehr ähnlicher Phasenraum gewählt werden, da hier nicht alle Einstellungen möglich waren. In diesem wurden ebenfalls die unvariierten Wirkungsquerschnitte berechnet und davon ausgegangen, dass die relativen Unsicherheiten bei leicht verändertem Phasenraum gleich bleiben. Die hierfür vorgenommenen Schnitte sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Eine vollständige Angabe aller Einstellungen in VBFNLO ist in Anhang E zu finden.

Jet Schnitte	Leptonen Schnitte
$\Delta R_{jj} > 0,4$	$\eta < 2,5$
$p_T > 30 \text{ GeV}$	$p_T > 25 \text{ GeV}$
$ \Delta Y_{jj} < 4,5$	$m_{ll} > 20 \text{ GeV}$
$m_{jj} > 500 \text{ GeV}$	$\Delta R_{ll} > 0,3$
$\Delta R_{jl} > 0,3$	

Tabelle 5.4.: Liste der wichtigsten eingestellten Schnitte bei Bestimmung der Theorieunsicherheiten mit VBFNLO.

5.3.1. Berechnung der Skalenunsicherheiten

Zur Untersuchung der Skalenabhängigkeit (siehe Kapitel 2.3.1 und 2.3.2) wird die Faktorisierungs- und Renormierungsskala unabhängig voneinander mit zwei multipliziert bzw. durch zwei dividiert.

Hierfür wurden zunächst die Wirkungsquerschnitte aller betrachteten Prozesse (siehe Kapitel 4.2) mit allen möglichen Variationen bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse positiver und negativer Ladung wurden aufaddiert. Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Variationen für alle betrachteten Untergrundprozesse befinden sich in Anhang K. Anschließend wurden die Differenzen der Variationen zum Zentralwert bestimmt. Diese Abweichungen der Untergrundprozesse wurden quadratisch addiert, da die Renormierungsskala und die Faktorisierungsskala unkorreliert sind und damit auch die einzelnen Variationen als unkorreliert angenommen werden können. Daraus ergeben sich die in Tabelle 5.5 aufgelisteten Unsicherheiten durch die Variationen und der Wirkungsquerschnitt des unvariierten Untergrundes in der Mitte dieser Tabelle. Hierbei steht X_R für den Faktor, mit dem die Renormierungsskala multipliziert wurde und X_F für die Variation der Faktorisierungsskala. Für diese Werte wurde die relative Abweichung zum Untergrundzen-

$X_F \backslash X_R$	0,5	1	2
0,5	0,72	0,259	0,110
1	0,42	2,41	0,30
2	0,17	0,206	0,48

$X_F \backslash X_R$	0,5	1	2
0,5	2,44	0,71	0,59
1	1,58	9,0	1,16
2	0,86	0,60	1,67

Tabelle 5.5.: Wirkungsquerschnittsdifferenzen, welche sich durch Skalenvariation für den Untergrund ergeben sowie Wirkungsquerschnitt des Untergrundzentralwertes in der Mitte (für $X_F = X_R = 1$) in fb. X_F, X_R geben die Variation der Faktorisierungs- bzw. Renormierungsskala an. Links für 8 TeV und rechts für 13 TeV Schwerpunktsenergie.

tralwert berechnet. Anhand der Tabellen in Anhang K ist zu erkennen, dass sich für $X_F = X_R = 0,5$ jeweils die größte Abweichung zum Zentralwert nach oben und für $X_F = X_R = 2$ nach unten ergibt. Aus der maximalen Unsicherheit $\Delta\sigma_{\text{Skala}}^+$ nach oben und $\Delta\sigma_{\text{Skala}}^-$ nach unten wurde für 13 TeV und 8 TeV Schwerpunktsenergie die mittlere relative Unsicherheit $\Delta\sigma_{\text{Skala}}$ bestimmt. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Tabelle 5.6 zu finden und lassen erkennen, dass die Skalenunsicherheiten zu größeren Schwerpunktsenergien hin leicht abnehmen.

	8 TeV	13 TeV
$\Delta\sigma^+$	30 %	27 %
$\Delta\sigma^-$	20 %	19 %
$\Delta\sigma$	25 %	23 %

Tabelle 5.6.: Relative Unsicherheiten der Skalenvariation auf den Untergrund.

5.3.2. Berechnung der PDF-Unsicherheiten

Für die Berechnung der PDF-Unsicherheiten (siehe Kapitel 2.3.3) wurden bei 13 TeV Schwerpunktsenergie für alle betrachteten Prozesse (siehe Kapitel 4.2) die 26 Eigenvektoren der PDF nach oben und unten variiert.

In Abb. 5.11 und 5.12 sind die Wirkungsquerschnittsdifferenzen $X_i - X_0$ bzw. $X_0 - X_i$ dieser 52 Variationen zum Zentralwert dargestellt. Hierbei steht die erste Variation für die Erhöhung und die zweite für die Verringerung des ersten Eigenvektors um Eins. Die Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse beider Ladungen wurden

wie bei der Skalen-Variation linear aufaddiert. Die Unsicherheiten der Untergrundprozesse wurden hier linear addiert, da die PDF vom streuenden Proton abhängig ist, welches für diese Prozesse gleich ist. Somit sind diese Werte prozessunabhängig und vollständig unkorreliert. Für die Berechnung der relativen Unsicherheit des gesamten Untergrundes wurden die Formel 2.24 und 2.25 angewandt.

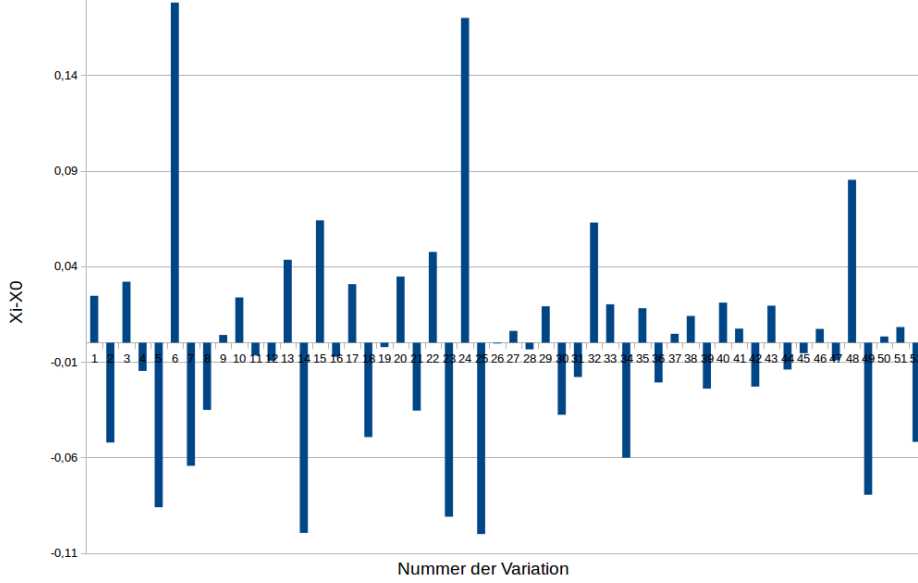


Abb. 5.11.: Differenz der Wirkungsquerschnitte $X_i - X_0$ in fb der 52 Variationen.

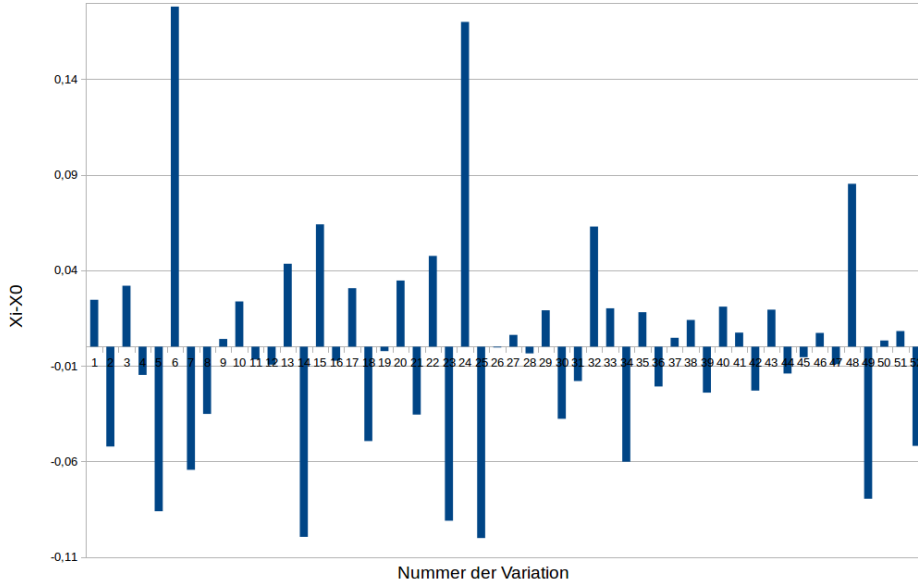


Abb. 5.12.: Differenz der Wirkungsquerschnitte $X_0 - X_i$ in fb der 52 Variationen.

Die PDF Unsicherheiten bei 8 TeV Schwerpunktsenergie konnten aus [22] übernommen werden. Somit ergeben sich die PDF Unsicherheiten der Untergrundprozesse in Tabelle 5.7.

	8 TeV	13 TeV
$\Delta\sigma^+$	4 %	3 %
$\Delta\sigma^-$	2 %	3 %
$\Delta\sigma$	3 %	3 %

Tabelle 5.7.: Relative Unsicherheiten der PDF-Variation auf den Untergrund. Die Werte für 8 TeV sind aus [22] entnommen.

5.4. Signifikanzen

Um den Selektionsphasenraum optimieren zu können, wurden Signifikanzen für die Veränderung verschiedener Größen berechnet. Aus dem Ansteigen der Signifikanz in Abhängigkeit der jeweiligen kinematischen Verteilung kann auf eine Veränderung der Schnitte in der Analyse geschlossen werden. Zur Berechnung der Signifikanz Z wurde die Formel

$$Z = \frac{S}{\sqrt{2B + (\Delta B_{syst})^2}} \quad (5.1)$$

verwendet, wobei S für die Summe aller Signalereignisse, B für die Summe aller Untergrundereignisse und ΔB_{syst} für die systematische Unsicherheit des Untergrundes steht. Bisher gingen in den Untergrund nur VVjj-QCD und $W^\pm Zjj$ -EW ein. Tatsächlich ist dies nicht der gesamte Untergrund, da zu diesem unter anderem Ereignisse zählen, in denen Jets als Leptonen fehlidentifiziert werden. Ebenso hat der „Charge Flip“, d.h. das Fehlmessen einer Ladung und der „ $W\gamma$ -Untergrund“ einen Beitrag. Hierbei bedeutet „ $W\gamma$ -Untergrund“, dass ein Lepton in dem Zerfall des W -Bosons entsteht und das andere bei der Paarbildung aus einem Photon. Wie in [21] ermittelt wurde, ähnelt die Ereigniszahl des zusätzlichen Untergrundes vom Betrag her dem in dieser Arbeit betrachteten Untergrund. Daher wird dieser als grobe Näherung in Gleichung 5.1 mit dem Faktor Zwei multipliziert.

In Kapitel 5.3 wurden die relativen Unsicherheiten des Untergrundes bestimmt, aus denen sich $(\Delta B_{syst})^2$ folgendermaßen berechnen lässt:

$$(\Delta B_{syst})^2 = (\Delta B_{PDF} \cdot B)^2 + (\Delta B_{Skala} \cdot B)^2. \quad (5.2)$$

Hierbei sind ΔB_{PDF} und ΔB_{Skala} die relativen PDF- bzw. Skalen-Unsicherheiten. Um den Einfluss zusätzlicher Schnitte zu untersuchen, wurden für die Signifikanzberechnung Ereignisse aufsummiert, die ober- bzw. unterhalb eines bestimmten Schrittwertes der betrachteten Größe liegen. Diese Signifikanzen sind grafisch dargestellt und im Falle der Aufsummierung bis zu einem bestimmten Wert mit „Signifikanzen bis x “ gekennzeichnet. Die Diagramme der „Signifikanzen ab x “ stellen die Aufsummierungen ab dem x -Wert dar, wobei x jeweils für die betrachtete Größe steht. Im Folgenden werden die geschauerten Ereignisse betrachtet. Für analoge Darstellungen der mit VBFNLO generierten Ereignisse sei auf den Anhang J verwiesen.

Im Allgemeinen ist ein Anstieg der Signifikanzkurven von 8 TeV zu 13 TeV Schwerpunktsenergie zu erkennen. In einigen Darstellungen der Signifikanz in Abhängigkeit von verschiedenen Größen ist ein Maximum in dem Kurvenverlauf für 13 TeV zu erkennen. Diese werden im Folgenden näher betrachtet, wobei jeweils nur das relevante Signifikanzdiagramm betrachtet wurde.

Für die invariante Masse der Jets m_{jj} (siehe Abb. 5.13) ist in dem Verlauf für 8 TeV

etwa bei 900 GeV ein Maximum zu erkennen. Mit dem Schnitt bei $m_{jj} > 500$ GeV in der Analyse, wurde dieses Maximum bisher für kleinere Massen angenommen. Das Signifikanzmaximum für 13 TeV Schwerpunktsenergie ist zu noch größeren Massen hin verschoben und befindet sich bei etwa 1400 GeV. Daraus kann geschlossen werden, dass mit der Forderung eines höheren Mindestwertes für m_{jj} die Analyse optimiert werden kann.

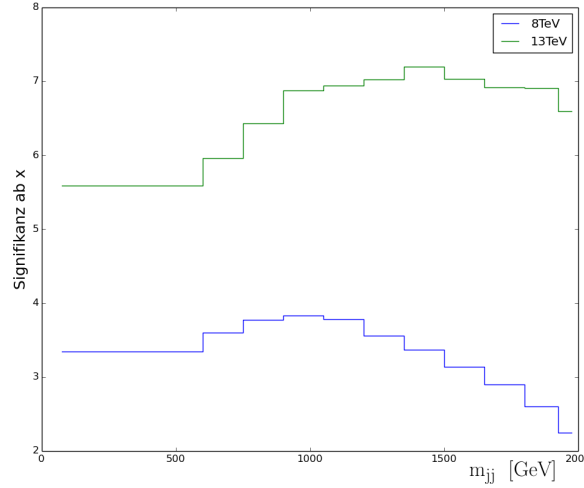


Abb. 5.13.: Signifikanz in Abhängigkeit der invarianten Masse der Jets m_{jj} bei Aufsummierung ab m_{jj} .

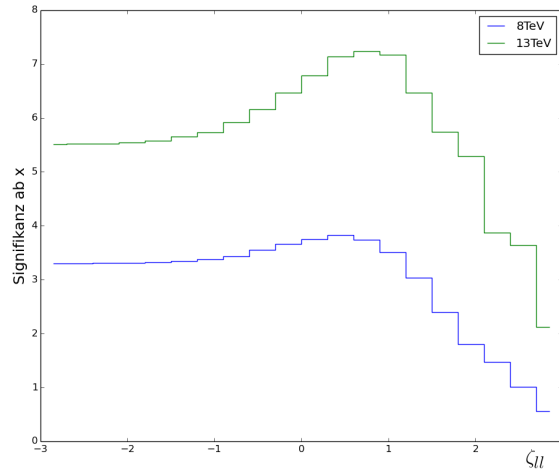


Abb. 5.14.: Signifikanz in Abhängigkeit der Leptonenzentralität ζ_l bei Aufsummierung ab ζ_l .

In der Darstellung der Leptonenzentralität ζ_l (vgl. Abb. 5.14) ist für 8 TeV Schwerpunktsenergie nur ein sehr schwaches Maximum zu erkennen. Für 13 TeV ist dies stärker ausgeprägt und liegt etwa bei $\zeta_l = 0,9$. Somit kann die Bedingung $\zeta_l > 0,9$ in späteren Analysen sinnvoll werden.

Aus Abb. 5.15 lässt sich eine weitere Mindestbedingung für die Rapiditätsänderung $|\Delta Y_{jj}|$ der Jets erkennen. In dieser Darstellung ist in dem Verlauf für 13 TeV ein Ma-

ximum bei etwa $|\Delta Y_{jj}| = 5$ zu sehen. Folglich wäre dies als Mindestwert in späteren Analysen denkbar.

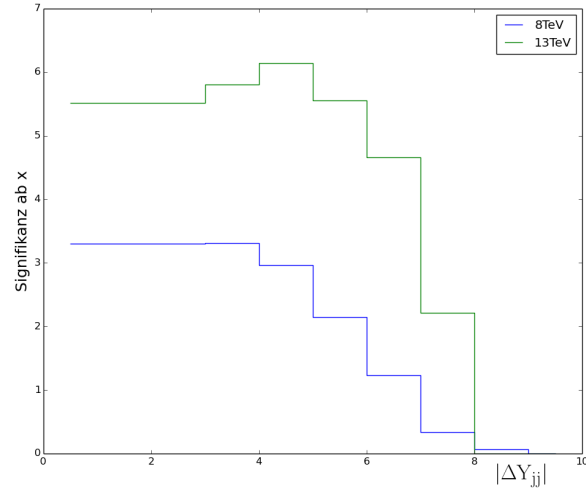


Abb. 5.15.: Signifikanz in Abhängigkeit der Rapiditätsänderung der Jets ΔY_{jj} bei Aufsummierung ab ΔY_{jj} .

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die $W^\pm W^\pm jj$ -Erzeugung untersucht, welche durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben wird und bereits signifikant gemessen wurde. Hier wurde auf den Vergleich der kinematischen Verteilungen dieses Prozesses bei Proton-Proton-Kollisionen mit 8 TeV und 13 TeV Schwerpunktsenergie eingegangen. Dafür wurden Ereignisse auf Parton- sowie Partikellevel generiert und im Selektionsphasenraum in welchem die Vektorbosonenstreuung bei 8 TeV gemessen wurde, untersucht. Es zeigte sich ein Anstieg der Ereigniszahlen für 13 TeV Schwerpunktsenergie, was aus der erwarteten Zunahme des Wirkungsquerschnittes folgt. In den Verläufen der kinematischen Verteilungen zeichneten sich keine qualitativen Veränderungen zwischen den beiden Schwerpunktsenergien ab.

Für einen besseren Vergleich zwischen den beiden Schwerpunktsenergien wurden die Verhältnisse zwischen dem Signalprozess $W^\pm W^\pm jj$ -EW und dem Untergrundprozess $W^\pm W^\pm jj$ -QCD sowie zwischen $W^\pm W^\pm jj$ -EW und allen betrachteten Untergrundprozessen ($W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW, $W^\pm Zjj$ -QCD) untersucht. Hierbei konnte kein einheitliches Verhalten dieser Verhältnisse in Abhängigkeit von den betrachteten kinematischen Verteilung erkannt werden.

Mit Hilfe der ermittelten Signifikanzen wurde festgestellt, dass für die invariante Masse der Jets das Erhöhen des Schnittes von $m_{jj} > 500$ GeV auf $m_{jj} > 1400$ GeV die Analyse optimieren kann. Eine weitere Verbesserung würde der Schnitt bei $\zeta_l > 0,9$ darstellen. Das Hochsetzen des Schnittes von $|\Delta Y_{jj}| > 4,5$ auf $|\Delta Y_{jj}| > 5$ ist ebenso eine geeignete Anpassung.

Für weitere Studien, der hier betrachteten kinematischen Verteilungen, sollte der geschauerte Prozess $W^\pm Zjj$ -EW für 8 TeV und 13 TeV Schwerpunktsenergie nochmals unter gleichen Einstellungen erzeugt werden, um eine Vergleichbarkeit herzustellen. Da diese Ereignisse teilweise aus bereits vorhandenen Datensammlungen stammen bzw. von unterschiedlichen Personen neu generiert wurden und erst zum Ende der Arbeit zur Verfügung standen, war es nicht mehr möglich die Vergleichbarkeit für diesen Prozess herzustellen. Weiterhin wurde in dieser Arbeit bei beiden Schwerpunktsenergien auf eine integrierte Luminosität von 20 fb^{-1} , wie sie in „Run 1“ erreicht wurde, normiert, um einen besseren Vergleich ziehen zu können. Der für 13 TeV Schwerpunktsenergie bestgeeignete Wert entspricht der in „Run 2“ angestrebten integrierten Luminosität. Eine entsprechende Anpassung dessen führt zu Abweichungen in der Signifikanzberechnung und ändert damit die hier ermittelten Werte der optimalen Schnitte. Weiterhin wäre es für eine genauere Untersuchung der Problemstellung notwendig, auch die fehlenden dominanten Untergründe zu berücksichtigen. Somit könnte die grobe Abschätzung der nicht betrachteten Untergründe in Formel 5.1 durch berechnete Zahlenwerte ersetzt werden. Die für diese Abschätzung verwendeten zusätzlichen Untergründe wurden jedoch mit ATLAS-Daten bestimmt, welche für 13 TeV Schwerpunktsenergie noch nicht vorliegen. Eine Simulation dieser ist auf Partonlevel nicht möglich und die Detektorsimulation bei 13 TeV ist noch nicht verfügbar.

A. Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, *Teilchen und Kerne / eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer Spektrum, 9. Aufl. ed., 2014.
- [2] D. Hamburg, *Standardmodell der Teilchenphysik*, Jan, 2015.
http://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell_der_teilchenphysik/.
- [3] O. Nachtmann, *Elementary particle physics: concepts and phenomena*. Texts and monographs in physics. Springer, Berlin, 1990. Trans. of : Phänomena und Konzepte der Elementarteilchenphysik, publ. by Vieweg Verlag.
- [4] Particle Data Group Collaboration, J. Beringer et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [5] W. Demtröder, *Demtröder, Wolfgang: Experimentalphysik - 4 : Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer, 2., überarb. Aufl. ed., 2005.
- [6] P. A. Fäßler, *Noether theorem: Symmetrien und konstanten*, Jan, 2015.
<http://www.uni-tuebingen.de/faessler/Physik3/m25.pdf>.
- [7] W. Greiner and B. Müller, *Quantenmechanik: Symmetrien*. Deutsch, 4., überarb. u. erw. Aufl. ed., 2005.
- [8] J. Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen / moderne Physik von den Atomen bis zum Standard-Modell*. Springer, 2010.
- [9] M. Schönherr, *Konstruktion des standardmodells*, Jan, 2015.
<http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/Seminare/HS2006/schoenherr.pdf>.
- [10] S. M. Jeffrey Kelling, Felix Lemke, *Teilchen- und Kernphysik*, Juni, 2009.
<download.ages-skripte.org/pdf/Teilchen.pdf>.
- [11] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 2. Neubearb. Aufl. ed., 1995.
- [12] L. Finke, *Das Standardmodell der Teilchenphysik (eine Einführung)*, Jan, 2015.
<http://web.physik.rwth-aachen.de/hebbeker/lectures/sem0102/finke2.pdf>.
- [13] H. H. Gobrecht, *Bergmann, Ludwig: Lehrbuch der Experimentalphysik - 4: Aufbau der Materie*. de Gruyter, 2. Aufl. ed., 1981.
- [14] K. Sundermeyer, *Symmetries in Fundamental Physics*. Fundamental theories of physics. Springer, 2014. <https://books.google.de/books?id=vtEkBAAQBAJ>.
- [15] K. Bethge and U. Schröder, *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*. Wiley, 2012. <https://books.google.de/books?id=800-rzUf6ccC>.
- [16] S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.

- [17] P. Anger, M. Kobel, and S. Lammers, *Probing Electroweak Gauge Boson Scattering with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*. PhD thesis, Dresden, Tech. U., Jun, 2014. Presented 01 Sep 2014.
- [18] D. Görisch, M. Kobel, B. Heinemann, and U. Klein, *Suche nach dem Higgs-Boson am TeVatron mit Hilfe Neuronaler Netze*. PhD thesis, München, Ludwig-Maximilians-U., März, 2006.
- [19] A. Vest, *Vector Boson Scattering at the Large Hadron Collider*, Nov, 2014. http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/14/Bonn_Vest.pdf.
- [20] ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Evidence for Electroweak Production of $W^\pm W^\pm jj$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, Phys.Rev.Lett. **113** no. 14, (2014) 141803, [arXiv:1405.6241](https://arxiv.org/abs/1405.6241) [hep-ex].
- [21] U. Schnorr, M. Kobel, and S. Lammers, *Vector Boson Scattering and Electroweak Production of Two Like-Charge W Bosons and Two Jets at the Current and Future ATLAS Detector*. PhD thesis, Dresden, Tech. U., Nov, 2014. Presented 30 Jan 2015.
- [22] C. Gumpert, O. Biebel, and G. Buchalla, *Measurement of Electroweak Gauge Boson Scattering with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*. PhD thesis, Dresden, Tech. U., Dez, 2014.
- [23] H. Murayama, *Regularization*, Jan, 2015. <http://hitoshi.berkeley.edu/230A/regularization.pdf>.
- [24] M. Grazzini, *Particle physics phenomenology ii: hadron collider physics*, Jan, 2015. [//www.itp.phys.ethz.ch/education/fs12/ppp2/lecture10.pdf](http://www.itp.phys.ethz.ch/education/fs12/ppp2/lecture10.pdf).
- [25] T. Linnekar, M. E. Angoletta, L. Arnaudon, P. Baudrenghien, T. Bohl, O. Brunner, A. Butterworth, E. Ciapala, F. Dubouchet, J. Ferreira-Bento, D. Glenat, G. Hagmann, W. Höfle, C. Julie, F. Killing, G. Kotzian, D. Landre, R. Louwerse, P. Maesen, P. Martinez-Yanez, J. Molendijk, E. Montesinos, C. Nicou, J. Noirjean, G. Papotti, A. Pashnin, G. Pechaud, J. Pradier, V. Rossi, J. Sanchez-Quesada, M. Schokker, E. Shaposhnikova, R. Sorokoletev, D. Stellfeld, J. Tückmantel, D. Valuch, U. Wehrle, and F. Weierud, *Hardware and Initial Beam Commissioning of the LHC RF Systems*, Tech. Rep. LHC-PROJECT-Report-1172. CERN-LHC-PROJECT-Report-1172, CERN, Geneva, Oct, 2008.
- [26] A. Horvath, *The LHC experiments and the preaccelerators*, Nov, 2009. <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:LHC.svg>.
- [27] C. O’Luanaigh, *CERN’s Large Hadron Collider gears up for run 2*, Dez, 2014. <http://home.web.cern.ch/about/updates/2014/12/cerns-large-hadron-collider-gears-run-2>.
- [28] CERN, *ATLAS, From a cavern 100 metres below a small Swiss village.*, Jan, 2015. <http://home.web.cern.ch/about/experiments/atlas>.
- [29] C. Nellist, *Achievements of the ATLAS upgrade Planar Pixel Sensors R&D Project*, Journal of Instrumentation **10** no. 01, (2015) C01027. <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=01/a=C01027>.

- [30] C. Bittrich, M. Kobel, and A. Vest, *Study of the Effects of Anomalous Quartic Gauge Couplings on the Scattering of Two Gauge Bosons at the Large Hadron Collider*, Dec, 2012.
- [31] D. Perret-Gallix, *Computational particle physics for event generators and data analysis*, Journal of Instrumentation **454** no. 01, (2015).
<http://iopscience.iop.org/1742-6596/454/1/012051>.
- [32] K. Arnold, J. Bellm, G. Bozzi, F. Campanario, C. Englert, et al., *Release Note – Vbfnlo-2.6.0*, [arXiv:1207.4975 \[hep-ph\]](#).
- [33] K. Arnold, J. Bellm, G. Bozzi, M. Brieg, F. Campanario, et al., *VBFNLO: A Parton Level Monte Carlo for Processes with Electroweak Bosons – Manual for Version 2.5.0*, [arXiv:1107.4038 \[hep-ph\]](#).
- [34] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902** (2009) 007, [arXiv:0811.4622 \[hep-ph\]](#).
- [35] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, and T. Stelzer, *MadGraph 5 : Going Beyond*, JHEP **1106** (2011) 128, [arXiv:1106.0522 \[hep-ph\]](#).
- [36] *AMI ATLAS Production*, Jan, 2015. <https://atlas-ami.cern.ch>.
- [37] A. Buckley, J. Butterworth, L. Lonnblad, D. Grellscheid, H. Hoeth, et al., *Rivet user manual*, Comput.Phys.Commun. **184** (2013) 2803–2819, [arXiv:1003.0694 \[hep-ph\]](#).
- [38] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *FastJet User Manual*, Eur.Phys.J. **C72** (2012) 1896, [arXiv:1111.6097 \[hep-ph\]](#).
- [39] G. Aad et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, J. Instrum. **3** (2008) S08003. 437 p.
- [40] C. Degrande, O. Eboli, B. Feigl, B. Jäger, W. Kilian, et al., *Monte Carlo tools for studies of non-standard electroweak gauge boson interactions in multi-boson processes: A Snowmass White Paper*, [arXiv:1309.7890 \[hep-ph\]](#).
- [41] A. Horvath, *schematical overview of LHC for Wikipedia*, Nov, 2012.
<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:LHC.svg>.
- [42] CERN, *The Large Hadron Collider*, Jan, 2015.
<http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>.
- [43] P. Anger, M. Kobel, K. Zuber, and A. Vest, *Study of Vector Boson Scattering with Pile-up with the ATLAS Detector at the LHC*, Master’s thesis, Dresden, Tech. U., Dresden, 2010. Presented on 2010 Jan 2010.

B. Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der 12 Fermionen sowie des Higgs-Bosons	4
2.2	Feynmandiagramme der möglichen Dreier- und Vierer-Vertizes in der Vektorbosonenstreuung [19].	8
2.3	Diagramm des Gesamtprozesses der VBS	9
2.4	Die Darstellung repräsentiert mögliche (a) VVjj-EW Prozessen, welche das Signal bilden (b) VVjj-QCD Prozesse die zum Untergrund gehören [17].	9
2.5	Beispiel eines Feynmandiagramms zweiter Ordnung der VBS [17]. . .	10
2.6	Veranschaulichung von (links) weichen und (rechts) harten Prozessen [24].	11
2.7	Parton-Dichte-Funktionen eines Protons [24].	11
3.1	Schematischer Aufbau des LHC [26].	13
3.2	Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors [29].	14
3.3	Schematische Darstellung eines Ereignisses der Vektorbosonenstreuung im ATLAS-Detektor.	15
4.1	Grafische Darstellung einer Ereignissimulation [31].	17
5.1	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	23
5.2	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie in logarithmischer Skala.	23
5.3	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{ll} der beiden Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	24
5.4	Kinematische Verteilungen des Raumwinkels ΔR_{ll} zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	24
5.5	Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $ \Delta\eta_{ll} $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	24
5.6	Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_{ll} bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	25
5.7	Verhältnis aus Ereignissen des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD für die Rapiditätsdifferenz zwischen den Jets $ \Delta Y_{jj} $. .	25
5.8	Verhältnis aus Ereignissen des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Zjj$ -EW und -QCD für die Leptonenzentralität ζ_{ll}	26

5.9	Verhältnis aus Ereignissen des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Z jj$ -EW und -QCD für die invariante Masse der Jets m_{jj}	26
5.10	Verhältnis der Ereignisse des Signalprozesses $W^\pm W^\pm jj$ -EW zu (a) $W^\pm W^\pm jj$ -QCD bzw. (b) den Untergrundprozessen $W^\pm W^\pm jj$ -QCD, $W^\pm Z jj$ -EW und -QCD für den Betrag der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $ \Delta\eta_l $	27
5.11	Differenz der Wirkungsquerschnitte $X_i - X_0$ in fb der 52 Variationen. . .	29
5.12	Differenz der Wirkungsquerschnitte $X_0 - X_i$ in fb der 52 Variationen. . .	29
5.13	Signifikanz in Abhängigkeit der invarianten Masse der Jets m_{jj} bei Aufsummierung ab m_{jj}	31
5.14	Signifikanz in Abhängigkeit der Leptonenzentralität ζ_l bei Aufsummierung ab ζ_l	31
5.15	Signifikanz in Abhängigkeit der Rapiditätsänderung der Jets ΔY_{jj} bei Aufsummierung ab ΔY_{jj}	32
G.1	Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $ \Delta Y_{jj} $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie. . .	51
G.2	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie in logarithmischer Skala.	51
G.3	Kinematische Verteilungen des Raumwinkels ΔR_{ll} zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	52
G.4	Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $ \Delta Y_{jj} $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie. . .	52
G.5	Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $ \Delta\eta_l $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	52
G.6	Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_l bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	53
G.7	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie in logarithmischer Skala.	53
G.8	Kinematische Verteilungen des Raumwinkels ΔR_{ll} zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	53
G.9	Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $ \Delta Y_{jj} $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie. . .	54
G.10	Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $ \Delta\eta_l $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	54
G.11	Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_l bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	54
H.1	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	55
H.2	Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{ll} der beiden Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	55
H.3	Kinematische Verteilungen des Raumwinkels ΔR_{ll} zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	56

H.4	Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $ \Delta Y_{jj} $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	56
H.5	Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $ \Delta \eta_{ll} $ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	56
H.6	Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_{ll} bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.	57
I.1	Signifikanzen und Verhältnisse der invarianten Masse der Leptonen m_{ll} .	59
I.2	Signifikanzen und Verhältnisse der Raumwinkel zwischen den Leptonen ΔR_{ll}	60
I.3	Signifikanzen der Pseudorapiditätsdifferenz der beiden Leptonen $\Delta \eta_{ll}$.	60
J.1	Signifikanzen und Verhältnisse der invarianten Masse der Jets m_{jj} . . .	61
J.2	Signifikanzen und Verhältnisse der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $ \Delta Y_{ll} $	62
J.3	Signifikanzen und Verhältnisse der Leptonenzentralität ζ_{ll}	63
J.4	Signifikanzen und Verhältnisse der invarianten Masse der Leptonen m_{ll} .	64
J.5	Signifikanzen und Verhältnisse der Raumwinkel zwischen den Leptonen ΔR_{ll}	65
J.6	Signifikanzen und Verhältnisse der Pseudorapiditätsdifferenz der beiden Leptonen $ \Delta \eta_{ll} $	66

C. Tabellenverzeichnis

2.1	Liste der Fermionen im Standardmodell.	3
2.2	Liste der Bosonen im Standardmodell.	4
2.3	Liste der Fermionen mit rechts- und linkschiralen Anteilen, T_3 , Y . . .	6
4.1	Liste der benötigten Prozessnummern in VBFNLO [33].	18
4.2	Liste der wichtigsten eingestellten Schnitte bei der VBFNLO Ereignisgenerierung.	19
4.3	Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Kanal $W^\pm W^\pm jj$	19
4.4	Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Kanal $W^\pm Zjj$	19
4.5	Identifikationsnummern der mit Sherpa generierten Ereignisse.	20
4.6	Einstellungen der mit MadGraph erzeugten Ereignisse.	20
4.7	Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse.	20
5.1	Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Selektionsphasenraum im Kanal $W^\pm W^\pm jj$	22
5.2	Wirkungsquerschnitte in fb der mit VBFNLO generierten Ereignisse im Selektionsphasenraum in Kanal $W^\pm Zjj$	22
5.3	Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse im Selektionsphasenraum.	22
5.4	Liste der wichtigsten eingestellten Schnitte bei Bestimmung der Theorieunsicherheiten mit VBFNLO.	27
5.5	Wirkungsquerschnittsdifferenzen, welche sich durch Skalenvariation für den Untergrund ergeben sowie Wirkungsquerschnitt des Untergrundzentralwertes in der Mitte in fb.	28
5.6	Relative Unsicherheiten der Skalenvariation auf den Untergrund.	28
5.7	Relative Unsicherheiten der PDF-Variation auf den Untergrund. Die Werte für 8 TeV sind aus [22] entnommen.	30
F.1	Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse im Selektionsphasenraum.	49
F.2	Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse im Selektionsphasenraum.	49
K.1	Wirkungsquerschnitte der Skalenvariationen für den Prozess $W^\pm W^\pm jj$ -QCD. Links: 8TeV, Rechts: 13TeV.	67
K.2	Wirkungsquerschnitte der Skalenvariationen für den Prozess $W^\pm Zjj$ -EW. Links: 8TeV, Rechts: 13TeV.	67
K.3	Wirkungsquerschnitte der Skalenvariationen für den Prozess $W^\pm Zjj$ -QCD. Links: 8TeV, Rechts: 13TeV.	67

D. Einstellungen zur VBFNLO Ereignisgenerierung

```

! General parameters of the calculation
!-----
PROCESS          = 260          ! W-W- jj EW Identifier for process
LOPROCESS_PLUS_JET = false       ! switch: LO process with 1 additional jet
LEPTONS          = 98          ! final state leptons
! LEPTONS = 98 includes all possible combinations of first and second generation leptons
LO_ITERATIONS    = 4          ! number of iterations for LO calculation
NLO_ITERATIONS   = 4          ! number of iterations for real-emissions calc.
LO_POINTS        = 27          ! number of points for LO calculation (= 2^..), determines
                                the number of weighted events (~2^LO_POINTS)
NLO_POINTS       = 20          ! number of points for real-emissions calc. (= 2^..)
DESIRED_EVENT_COUNT = 50000
LO_GRID          = "grid2_1" "grid2_2" "grid2_3" "grid2_4" "grid2_5"
NLO_GRID         = "grid3_1" "grid3_2" "grid3_3" "grid3_4" "grid3_5"
PHTN_GRID        = "grid4_1" "grid4_2" "grid4_3" "grid4_4" "grid4_5"
FLOOP_GRID       = "grid5_1" "grid5_2" "grid5_3" "grid5_4" "grid5_5"
NLO_SWITCH        = false       ! switch: nlo/lo calculation
EWCOR_SWITCH      = false       ! whether electroweak corrections are included
FERMIONLOOP       = 3          ! Contribution of gluon-induced fermionic loops for
                                diboson processes
ECM               = 8000d0      ! 3: both contributions (default)
                                ! collider center-of-mass energy
BEAM1             = 1          ! type of beam 1 (1=proton, -1 = antiproton)
BEAM2             = 1          ! type of beam 2 (1=proton, -1 = antiproton)
ID_MUF            = 0          ! ID for factorization scale
ID_MUR            = 0          ! ID for renormalization scale
MUF_USER          = 160.798d0   ! user defined factorization scale, if MUF is set to 0
MUR_USER          = 160.798d0   ! user defined renormalization scale, if MUR is set to 0
XIF               = 1d0        ! scale factor xi for mu_F (not mu^2!!)
XIR               = 1d0        ! scale factor xi for mu_R

! Physics parameters
!-----
HMASS             = 126.0d0     ! Higgs mass
HTYPE             = 0          ! Type of Higgs produced:
MODEL             = 1          ! model: 1 for SM, 2 for MSSM
HWIDTH           = 0.00418d0   ! Higgs width (set to -999d0 for internal calculation)
TOPMASS           = 172.5d0     ! Top mass
BOTTOMMASS        = 4.2d0      ! Bottom Pole mass
CHARMMASS         = 1.42d0      ! Charm Pole mass
TAU_MASS          = 1.77705d0   ! Tau mass
ALFA_S            = 0.118d0     ! Strong coupling constant
EWScheme          = 3          ! Choose scheme for electroweak parameters (1,2,3,4,5,6)
FERMI_CONST       = 1.16639d-5 ! Fermi Constant
WMASS             = 80.399d0    ! W mass
ZMASS             = 91.1876d0
ANOM_CPL          = false       ! Anomalous couplings
KK_MOD            = false       ! Warped Higgsless Model
SPIN2             = false       ! Spin-2 model
EW_APPROX         = 0          ! no Approximation used when calculating electroweak

! Parameters for the LHA event output
!-----
LHA_SWITCH        = false       ! Les Houches interface only for LO calculation
LHA_FILE          = events.lhe   ! Name of Les Houches output file
HEPMC_SWITCH      = true        ! HepMC interface only for LO calculation
HEPMC_FILE        = output.hePMC ! Name of HepMC output file
UNWEIGHTING_SWITCH = true        ! unweighted/weighted (T/F) events event files
PRENEVUNW         = 1000        ! number of events to calculate pre-maximal weight
TAUMASS           = false       ! Include mass of the tau lepton(s)

! PDF set parameters
!-----
PDF_SWITCH        = 1          ! lhpdf (use LO_PDFNAME etc to specify)
LO_PDFNAME        = CT10.LHgrid !cteq6ll.LHpdf
NLO_PDFNAME       = CT10.LHgrid
LO_PDFMEMBER      = 0
NLO_PDFMEMBER     = 0

```

```

! input file for the cut parameters

! Jet cuts
!-----
RJJ_MIN   = 0.4d0      ! min jet-jet R separation
PGENKTJET = -1.0d0     ! exponent of generalised k_T algorithm
PT_JET_MIN = 15.00     ! min jet pT
Y_JET_MAX = 4.5        ! max jet rapidity

! Lepton cuts (only applied to charged leptons)
!-----
Y_L_MAX   = 2.5        ! max lepton rapidity
PT_L_MIN  = 10 10 0.1  ! min lepton pT
MLL_OSONLY = true      ! cut only on opposite sign lepton combinations

! Vector boson fusion cuts (only applied to tagging jets in VBF processes)
!-----
YSIGN     = false      ! jets #1 and #2 must have opposite sign rapidity
LRAPIDGAP = false      ! leptons fall inside rapidity gap
DELY_JL   = 0.0d0      ! min y-dist of leptons from tagging jets
GRAPIDGAP = false      ! photons fall inside rapidity gap
DELY_JG   = 0.0d0      ! min y-dist of photons from tagging jets

MDIJ_MIN  = 150        ! dijet min mass cut on tag jet

! Jet Veto
!-----
JVETO     = false      ! veto jet cuts
DELY_JVETO = 0.0d0      ! min veto-tag y-dist
YMAX_VETO = 4.5d0      ! max |y| for veto jet
PTMIN_VETO = 50.0d0     ! min pT for veto jet

```

E. Einstellungen in VBFNLO zur Bestimmung der Theorieunsicherheiten

```

! Main input file for vbfNLO

! General parameters of the calculation
!-----
PROCESS          = 3260 ! W-W-jj QCD Identifier for process
LOPROCESS_PLUS_JET = false ! switch: LO process with 1 additional jet
LEPTONS          = 98 ! final state leptons
LO_ITERATIONS    = 4 ! number of iterations for LO calculation
NLO_ITERATIONS   = 4 ! number of iterations for real-emissions calc.
LO_POINTS        = 27 ! number of points for LO calculation (= 2^...)
NLO_POINTS       = 20 ! number of points for real-emissions calc. (= 2^...)
LO_GRID          = "grid2_1" "grid2_2" "grid2_3" "grid2_4" "grid2_5"
NLO_GRID         = "grid3_1" "grid3_2" "grid3_3" "grid3_4" "grid3_5"
PHTN_GRID       = "grid4_1" "grid4_2" "grid4_3" "grid4_4" "grid4_5"
FLOOP_GRID      = "grid5_1" "grid5_2" "grid5_3" "grid5_4" "grid5_5"
NLO_SWITCH       = false ! switch: nlo/lo calculation
EWCOR_SWITCH     = false ! whether electroweak corrections are included
FERMIONLOOP      = 3 ! Contribution of gluon-induced fermionic loops
ECM              = 13000d0 ! collider center-of-mass energy
BEAM1            = 1 ! type of beam 1 (1=proton, -1 = antiproton)
BEAM2            = 1 ! type of beam 2 (1=proton, -1 = antiproton)
ID_MUF           = 9 ! ID for factorization scale
ID_MUR           = 9 ! ID for renormalization scale
MUF_USER         = 160.798d0 ! user defined factorization scale, if MUF is set to 0
MUR_USER         = 160.798d0 ! user defined renormalization scale, if MUR is set to 0
XIF              = 1d0 ! scale factor xi for mu_F (not mu^2!!)
XIR              = 1d0 ! scale factor xi for mu_R

! Physics parameters
!-----
HMASS            = 126.0d0 ! Higgs mass
HTYPE           = 0 ! Type of Higgs produced:
! 0 SM Higgs with mass HMASS
! 1 light cp-even type higgs h0
! 2 heavy cp-even type higgs HH
! 3 lightest cp-odd type higgs A0
! SUSY parameters for 1-3 are set in susy.dat.
! For these options, if input 'MODEL' is set
! to 1 (SM), calculation will run in the SM
! for a Higgs with equivalent mass to that
! chosen in the MSSM.
MODEL           = 1 ! model: 1 for SM, 2 for MSSM
HWIDTH          = 0.00418d0 ! Higgs width (set to -999d0 for internal calculation)
TOPMASS         = 172.5d0 ! Top mass
BOTTOMMASS      = 4.2d0 ! Bottom Pole mass
CHARMMASS       = 1.42d0 ! Charm Pole mass
TAU_MASS        = 1.77705d0 ! Tau mass
ALFA_S          = 0.118d0 ! Strong coupling constant
EWScheme        = 3 ! Choose scheme for electroweak parameters (1,2,3,4,5,6)
FERMI_CONST     = 1.16639d-5 ! Fermi Constant
WMASS           = 80.399d0 ! W mass
ZMASS           = 91.1876d0
ANOM_CPL        = false ! Anomalous couplings
KK_MOD          = false ! Warped Higgsless Model
SPIN2           = false ! Spin-2 model
EW_APPROX       = 0 ! Approximation used when calculating electroweak

! PDF set parameters
!-----
PDF_SWITCH       = 1 ! which pdfs to use:
LO_PDFNAME      = CT10.LHgrid !cteq6ll.LHpdf
NLO_PDFNAME     = CT10.LHgrid
LO_PDFMEMBER    = 0
NLO_PDFMEMBER   = 0

```

ANHANG E. EINSTELLUNGEN IN VBFNLO ZUR BESTIMMUNG DER THEORIEUNSICHERHEITEN

```
! input file for the cut parameters

! Jet cuts
!-----
RJJ_MIN   = 0.4d0      ! min jet-jet R separation
PGENKTJET = -1.0d0     ! exponent of generalised k_T algorithm
PT_JET_MIN = 30.00     ! min jet pT
Y_JET_MAX = 4.5        ! max jet rapidity

! Lepton cuts (only applied to charged leptons)
!-----
Y_L_MAX   = 2.5        ! max lepton rapidity
PT_L_MIN  = 25 25 0    ! min lepton pT
MLL_MIN   = 20         ! min. m_ll for any comb. of charged leptons
MLL_0ONLY = true       ! cut only on opposite sign lepton combinations
RLL_MIN   = 0.3        ! min lepton-lepton R separation

! Additional cuts
!-----
RJL_MIN   = 0.3        ! min jet-lepton R separation
PTMISS_MIN = 40        ! minimal missing transverse momentum

! Vector boson fusion cuts (only applied to tagging jets in VBF processes)
!-----
ETAJJ_MIN = 2.4        ! jet-jet rapidity separation
YSIGN     = false      ! jets #1 and #2 must have opposite sign rapidity
LRAPIDGAP = false      ! leptons fall inside rapidity gap
DELY_JL   = 0.0d0      ! min y-dist of leptons from tagging jets
GRAPIDGAP = false      ! photons fall inside rapidity gap
DELY_JG   = 0.0d0      ! min y-dist of photons from tagging jets

MDIJ_MIN  = 500        ! dijet min mass cut on tag jet

! Jet Veto
!-----
JVETO     = false      ! veto jet cuts
DELY_JVETO = 0.0d0     ! min veto-tag y-dist
YMAX_VETO = 4.5d0      ! max |y| for veto jet
PTMIN_VETO = 50.0d0    ! min pT for veto jet
```

F. Wirkungsquerschnitte der Kanäle V^+V^+jj und V^-V^-jj

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	W^+W^+jj	W^+Zjj	W^+W^+jj	W^+Zjj
8 TeV	0,89	0,160	0,114	0,270
13 TeV	2,10	0,244	0,054	0,633

Tabelle F.1.: Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse im Selektionsphasenraum.

Wechselwirkung	VVjj-EW		VVjj-QCD	
Kanal	W^-W^-jj	W^-Zjj	W^-W^-jj	W^-Zjj
8 TeV	0,252	0,079	0,0257	0,146
13 TeV	0,71	0,153	0,033	0,34

Tabelle F.2.: Wirkungsquerschnitte in fb der geschauerten Ereignisse im Selektionsphasenraum.

G. Weitere kinematischen Verteilungen der geschauerten Ereignisse

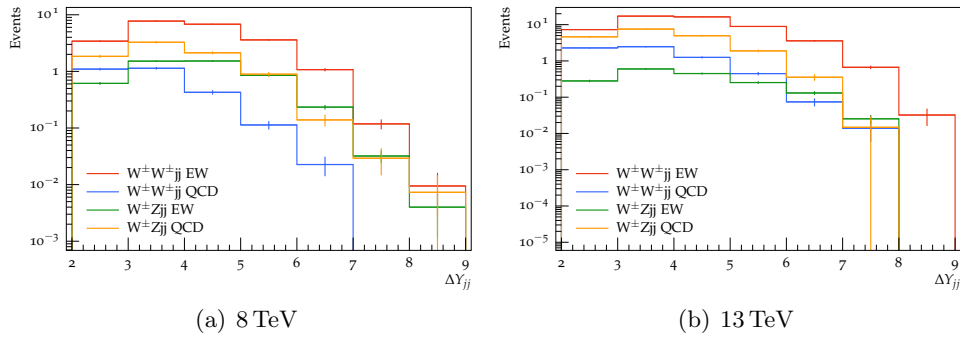


Abb. G.1.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $|\Delta Y_{jj}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

G.1. Kinematischen Verteilungen der geschauerten Ereignisse mit negativ geladenem W-Boson

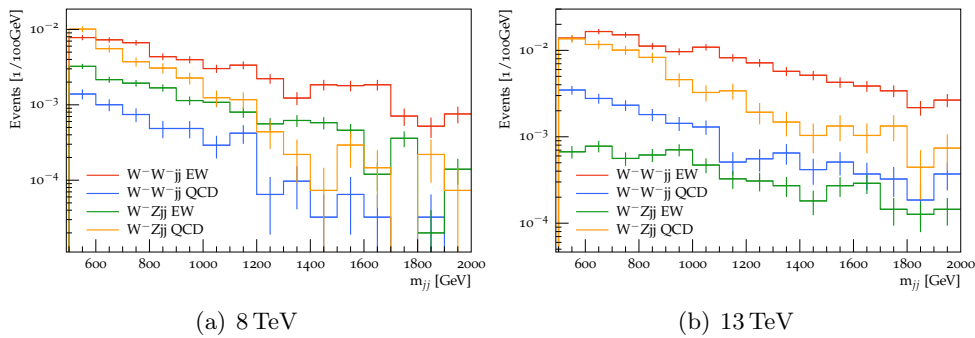


Abb. G.2.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie in logarithmischer Skala.

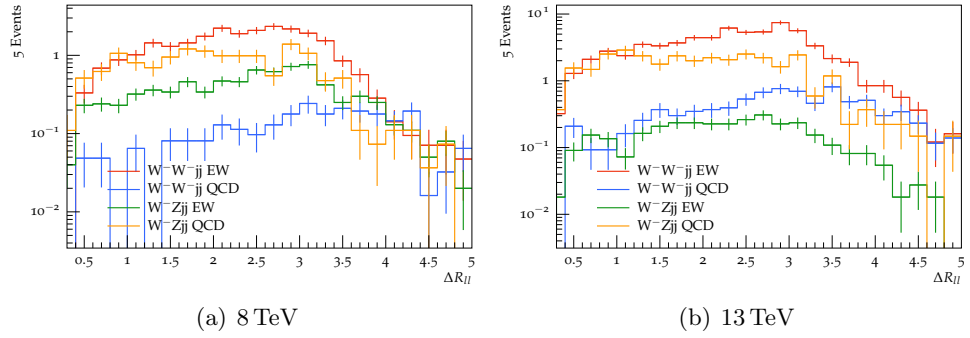


Abb. G.3.: Kinematische Verteilungen des Raumwinkels $\Delta R_{\ell\ell}$ zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

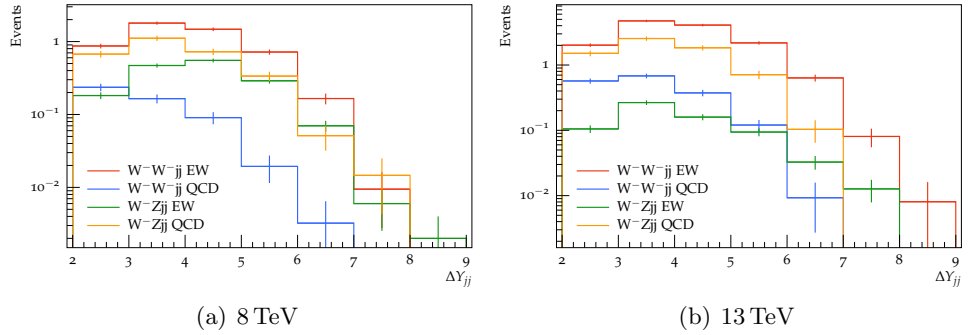


Abb. G.4.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $|\Delta Y_{jj}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

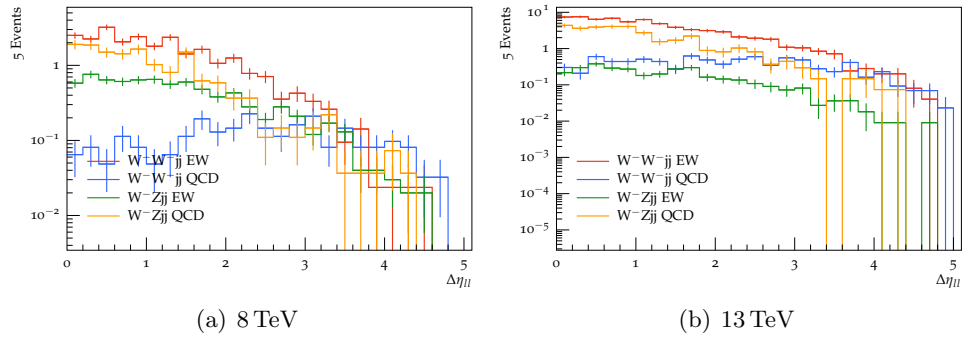


Abb. G.5.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $|\Delta \eta_{\ell\ell}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

G.2. KINEMATISCHEN VERTEILUNGEN DER GESCHAUERTEN EREIGNISSE MIT POSITIV GELADENEM W-BOSON

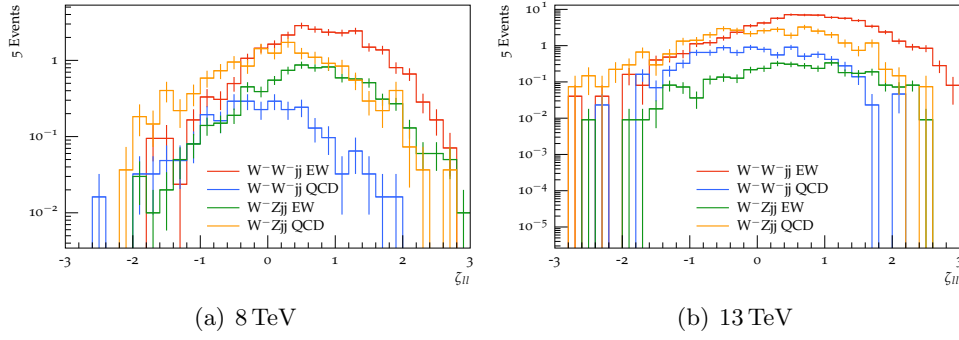


Abb. G.6.: Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_{ll} bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

G.2. Kinematischen Verteilungen der geschauerten Ereignisse mit positiv geladenem W-Boson

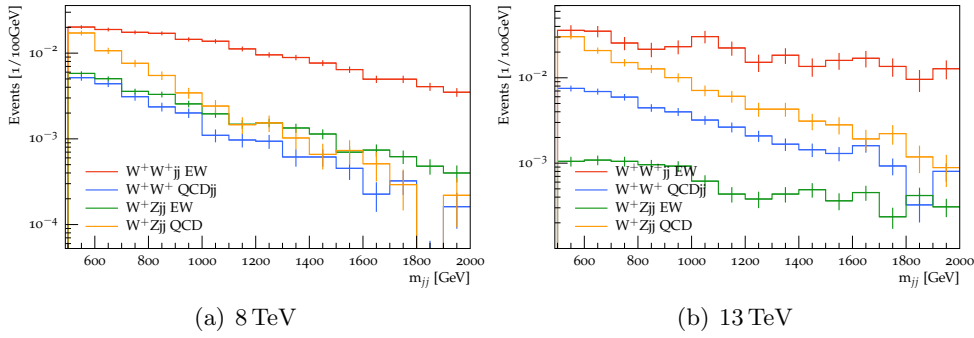


Abb. G.7.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie in logarithmischer Skala.

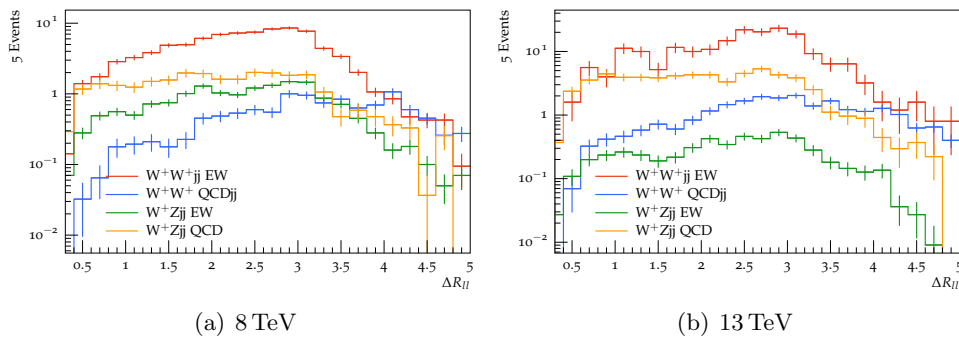


Abb. G.8.: Kinematische Verteilungen des Raumwinkels ΔR_{ll} zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

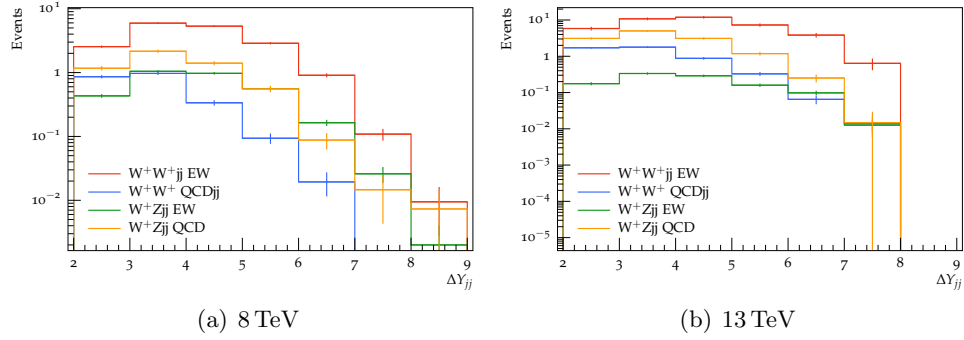


Abb. G.9.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $|\Delta Y_{jj}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

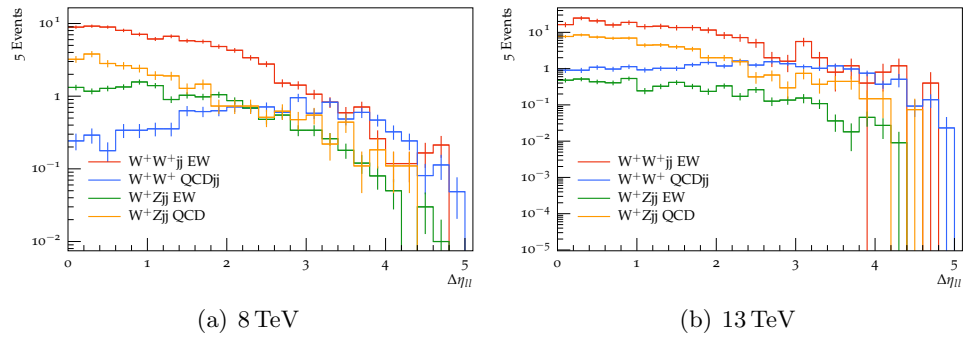


Abb. G.10.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $|\Delta \eta_{ll}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

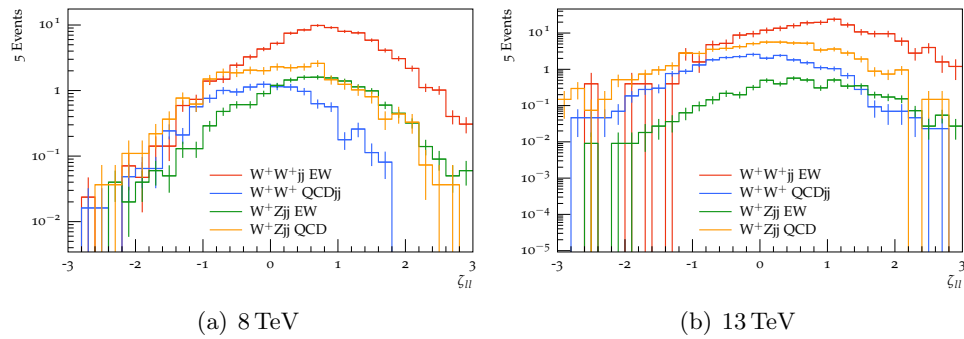


Abb. G.11.: Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität ζ_{ll} bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

H. Kinematische Verteilungen der VBFNLO-Ereignisse

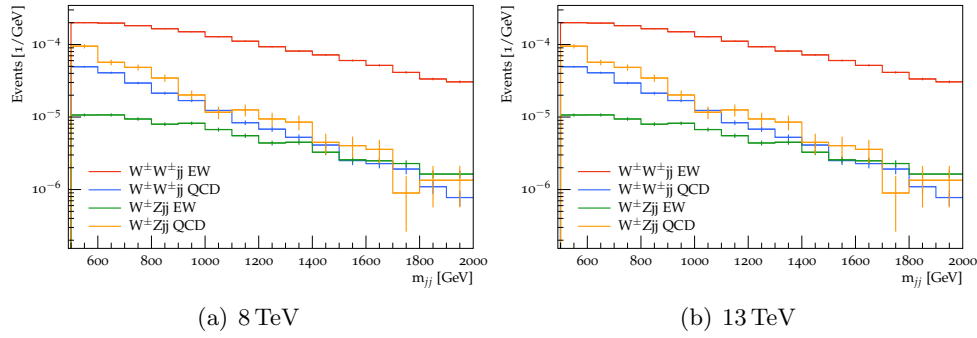


Abb. H.1.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{jj} der beiden Jets bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

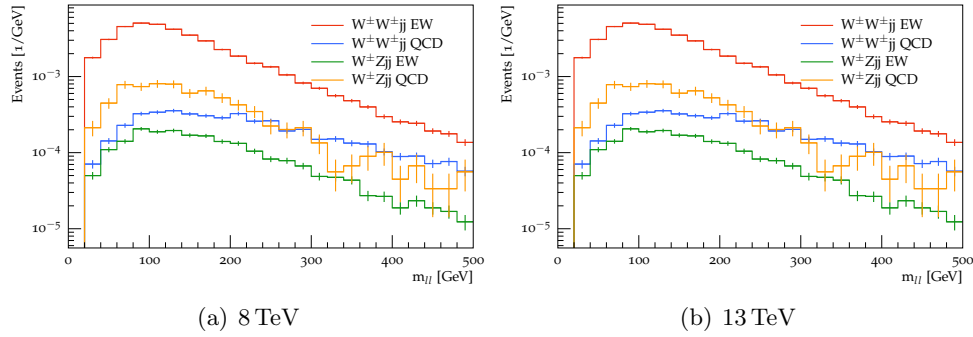


Abb. H.2.: Kinematische Verteilungen der invarianten Masse m_{ll} der beiden Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

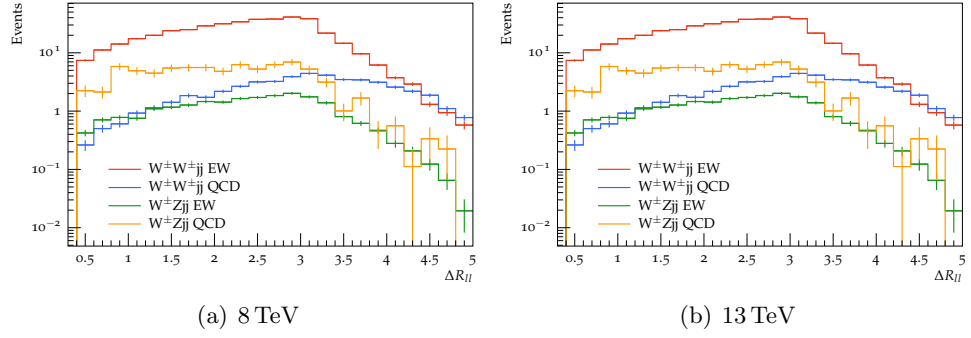


Abb. H.3.: Kinematische Verteilungen des Raumwinkels $\Delta R_{\ell\ell}$ zwischen den Leptonen bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

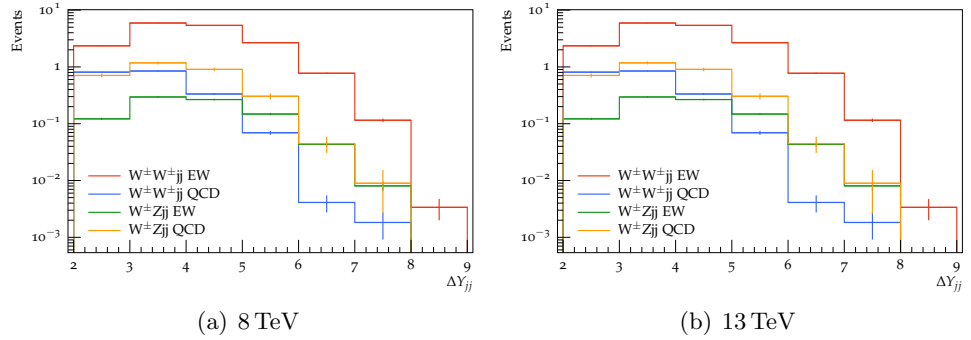


Abb. H.4.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $|\Delta Y_{jj}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

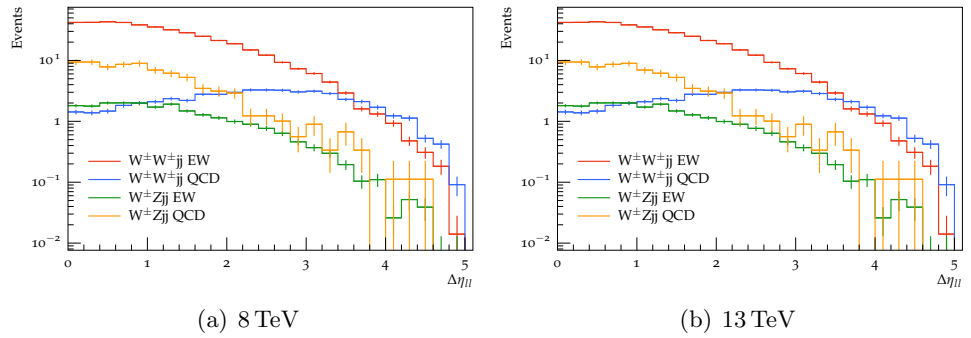


Abb. H.5.: Kinematische Verteilungen des Betrages der Pseudorapidität zwischen den beiden Leptonen $|\Delta \eta_{\ell\ell}|$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

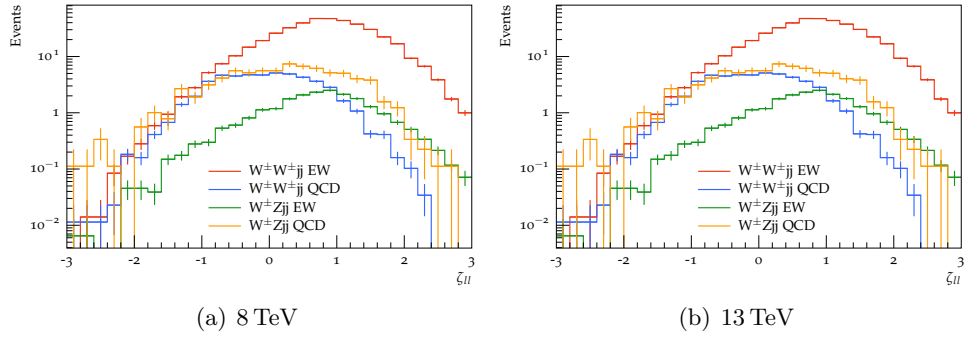


Abb. H.6.: Kinematische Verteilungen der Leptonenzentralität $\zeta_{\ell\ell}$ bei (a) 8 TeV und (b) 13 TeV Schwerpunktsenergie.

I. Weitere Signifikanzen und Verhältnisse der geschauerten Ereignisse

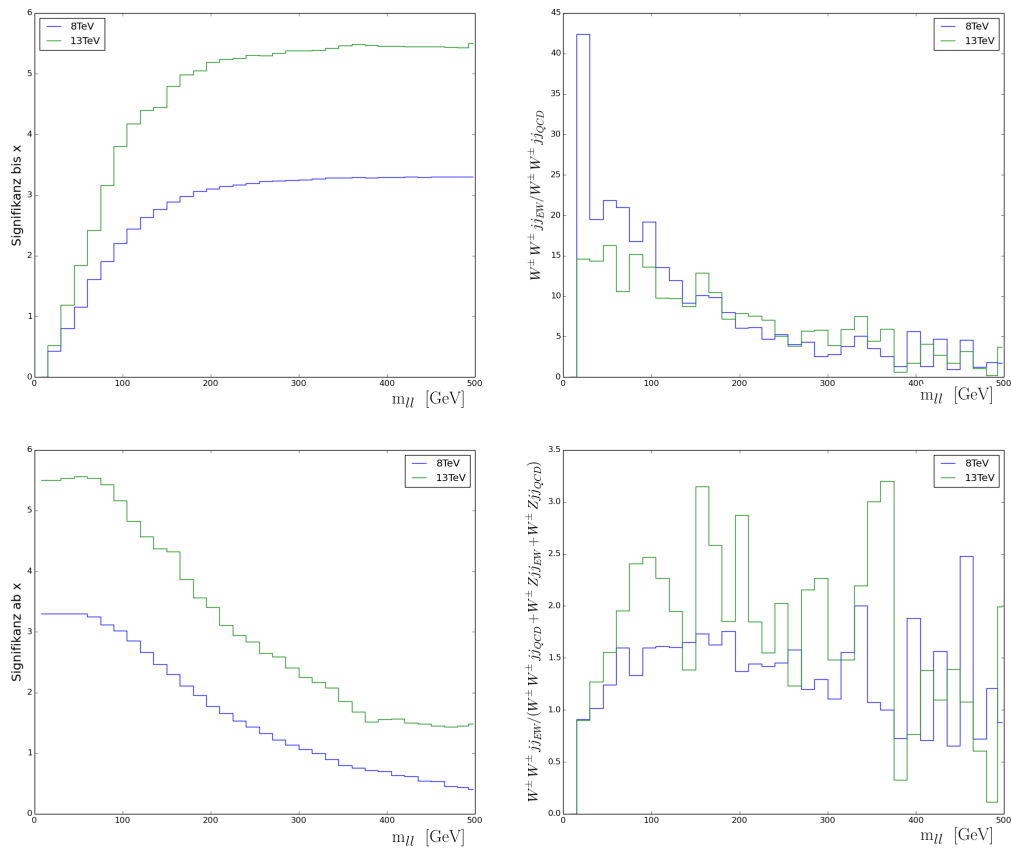


Abb. I.1.: Signifikanzen und Verhältnisse der invarianten Masse der Leptonen m_{ll} .

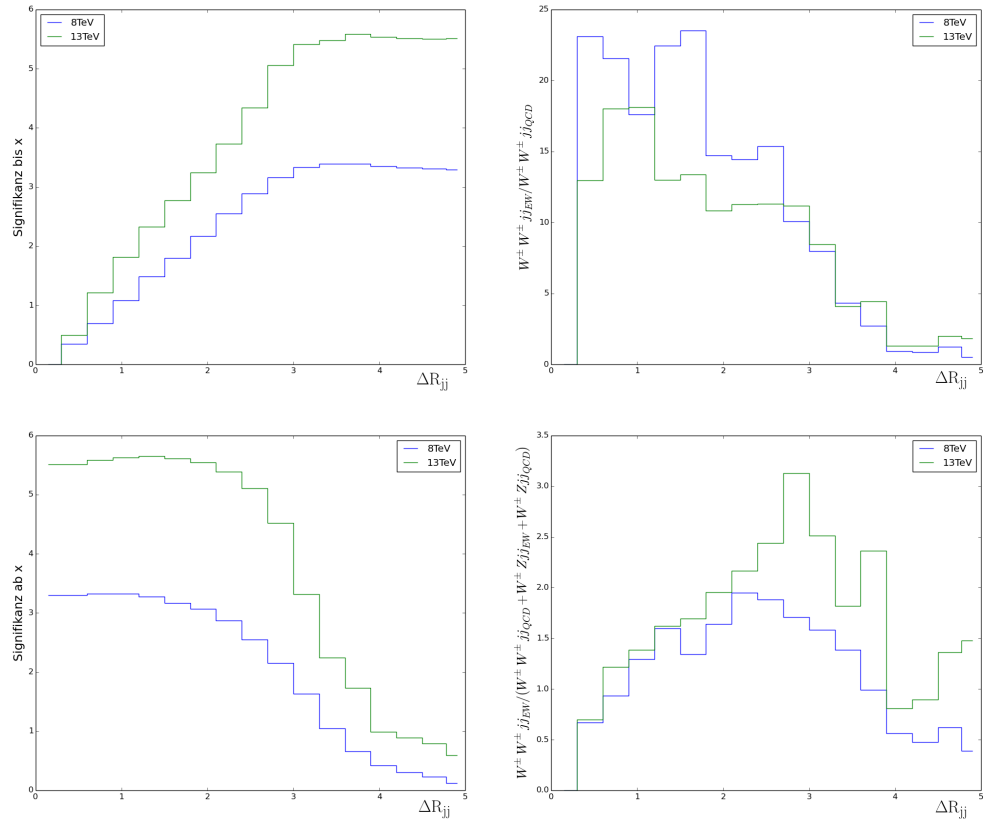


Abb. I.2.: Signifikanzen und Verhältnisse der Raumwinkel zwischen den Leptonen ΔR_{ll}

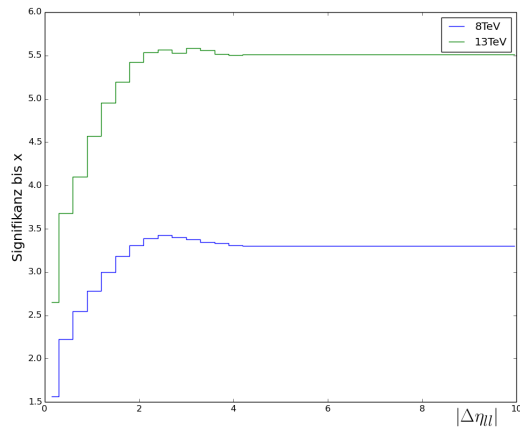


Abb. I.3.: Signifikanzen der Pseudorapiditätsdifferenz der beiden Leptonen $\Delta \eta_{ll}$.

J. Signifikanzen und Verhältnisse der VBFNLO-Ereignisse

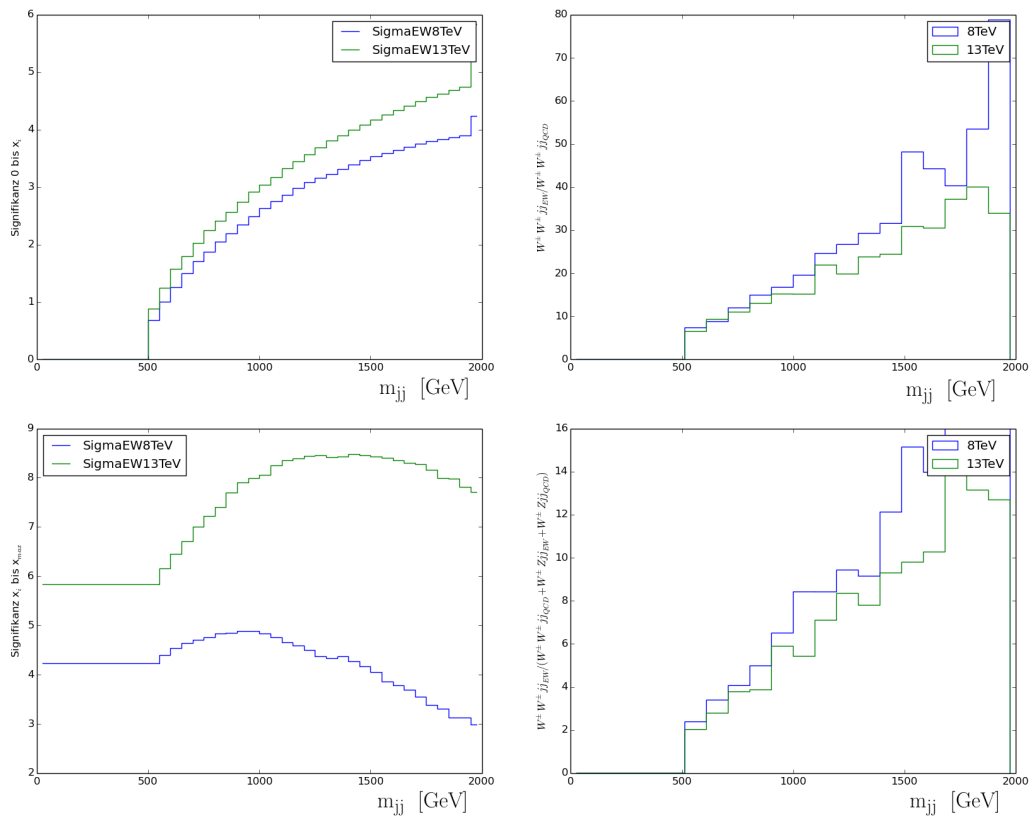


Abb. J.1.: Signifikanzen und Verhältnisse der invarianten Masse der Jets m_{jj} .

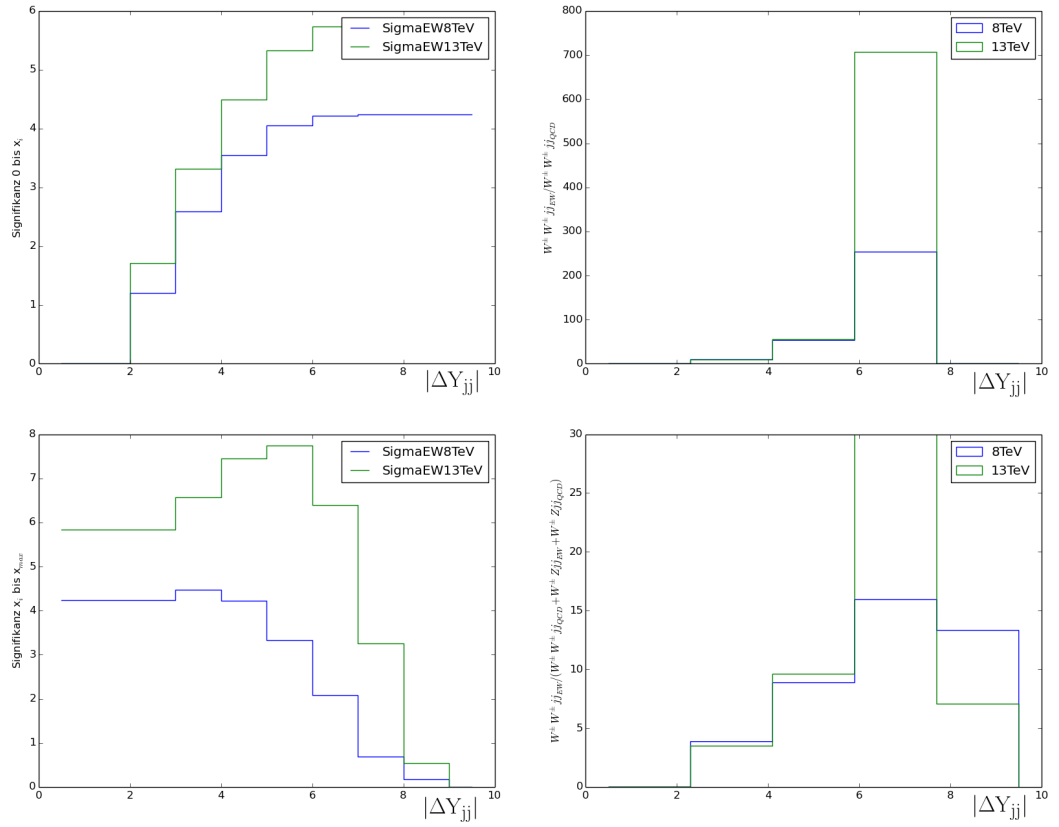


Abb. J.2.: Signifikanzen und Verhältnisse der Rapiditätsdifferenz der beiden Jets $|\Delta Y_{jj}|$.

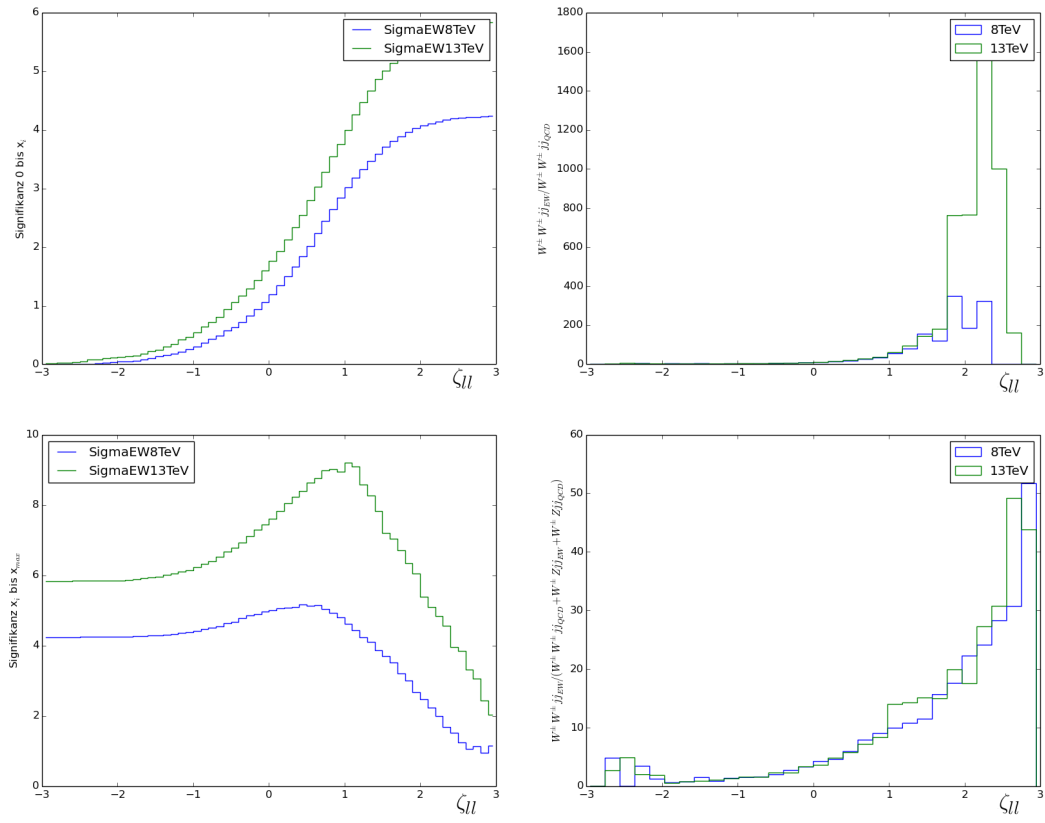


Abb. J.3.: Signifikanzen und Verhältnisse der Leptonenzentralität ζ_{ll} .

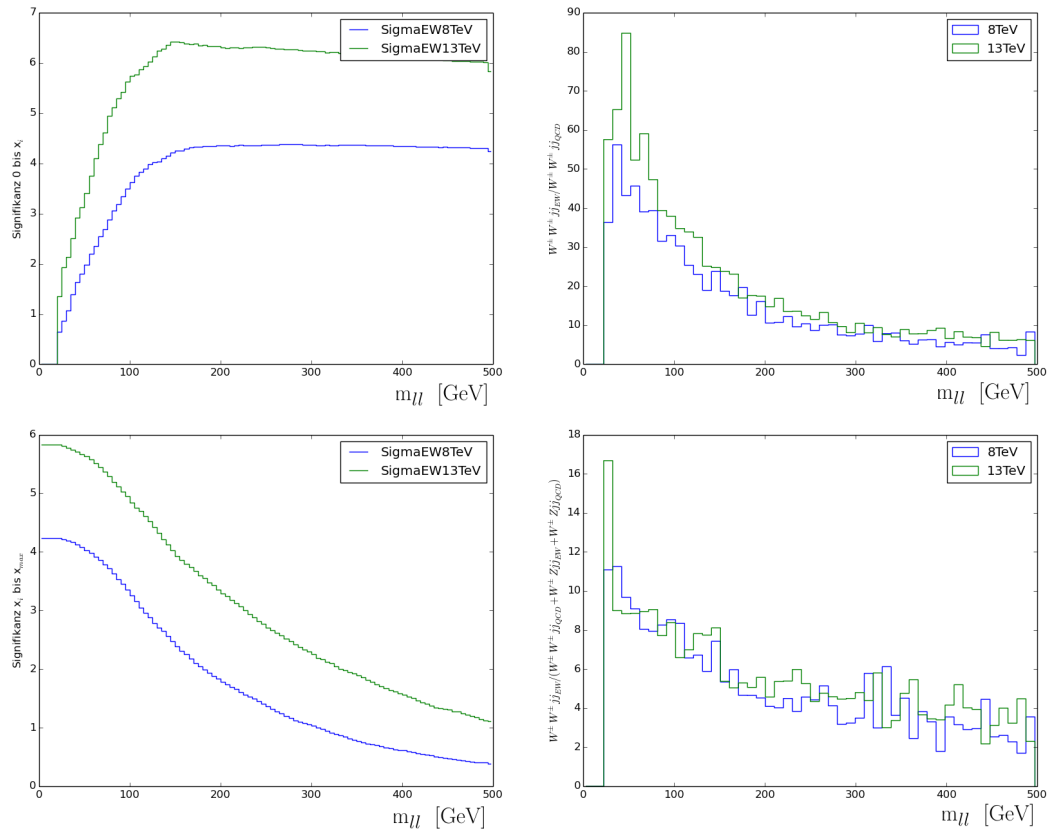


Abb. J.4.: Signifikanzen und Verhältnisse der invarianten Masse der Leptonen m_{ll} .

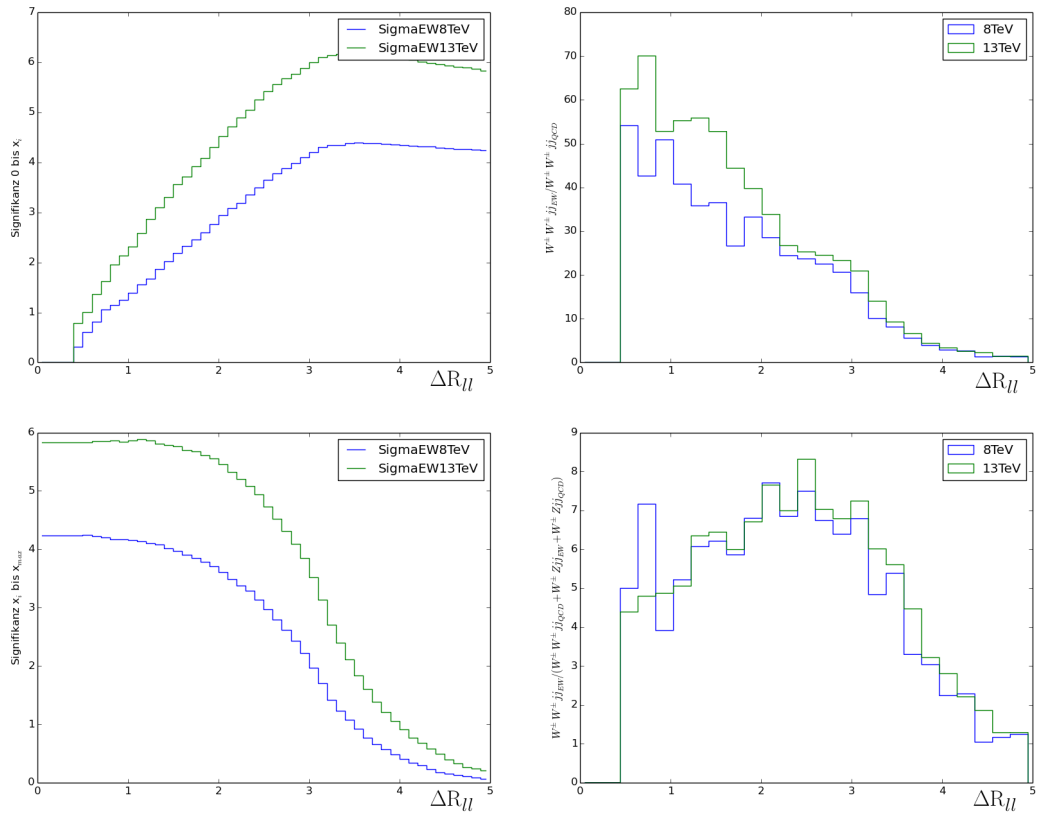


Abb. J.5.: Signifikanzen und Verhältnisse der Raumwinkel zwischen den Leptonen ΔR_{ll} .

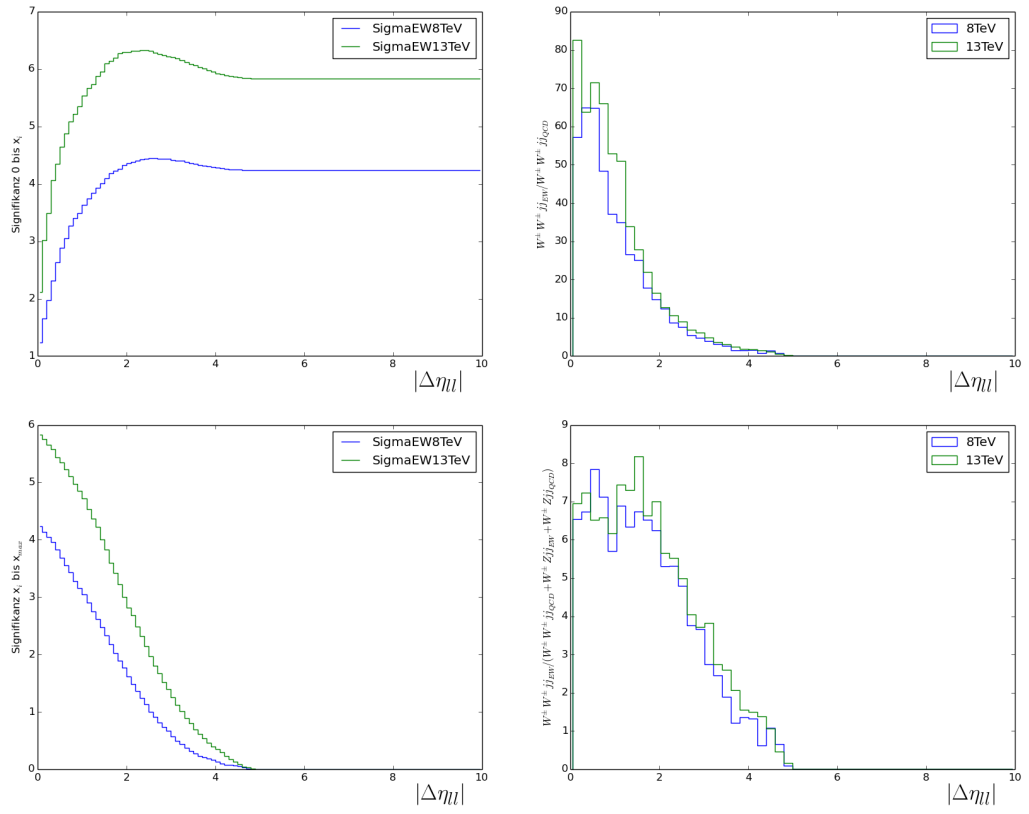


Abb. J.6.: Signifikanzen und Verhältnisse der Pseudorapiditätsdifferenz der beiden Leptonen $|\Delta\eta_l|$.

K. Werte für die Skalenvariation

XF \ XR	0,5	1	2
0,5	0,1832	0,1495	0,1246
1	0,1642	0,1341	0,1117
2	0,1483	0,1212	0,1009

XF \ XR	0,5	1	2
0,5	0,5585	0,4562	0,3796
1	0,5160	0,4222	0,4757
2	0,4800	0,3914	0,3264

Tabelle K.1.: Wirkungsquerschnitte der Skalenvariationen für den Prozess $W^\pm W^\pm jj$ - QCD. Links: 8Tev, Rechts: 13TeV.

XF \ XR	0,5	1	2
0,5	0,5044	0,5044	0,5044
1	0,4507	0,4507	0,4507
2	0,4061	0,4061	0,4060

XF \ XR	0,5	1	2
0,5	1,7201	1,7201	1,7201
1	1,5787	1,5787	1,5787
2	1,4576	1,4576	1,4576

Tabelle K.2.: Wirkungsquerschnitte der Skalenvariationen für den Prozess $W^\pm Zjj$ - EW. Links: 8Tev, Rechts: 13TeV.

XF \ XR	0,5	1	2
0,5	2,5503	2,0834	1,7345
1	2,2460	1,8303	1,5277
2	1,9933	1,6299	1,3566

XF \ XR	0,5	1	2
0,5	9,3946	7,6648	6,3910
1	8,5399	6,9663	5,8076
2	7,8145	6,3795	5,3079

Tabelle K.3.: Wirkungsquerschnitte der Skalenvariationen für den Prozess $W^\pm Zjj$ - QCD. Links: 8Tev, Rechts: 13TeV.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technische Universität Dresden ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Sophie Koßagk

Dresden, Januar 2015