

Studien zur Simulation von Vektorboson-Produktion in Assoziation mit Jets am CMS Experiment

Simulation Studies of the Production of Single Vector Bosons in Association with Jets at the CMS Experiment

Bachelorarbeit

Anna Götz

An der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Teilchenphysik

Erstgutachter: Prof. Dr. Ulrich Husemann
Zweitgutachter: Dr. Michael Wassmer

Karlsruhe, 29. September 2021

Diese Arbeit wurde vom Erstgutachter der Bachelorarbeit akzeptiert.

Karlsruhe, 29. September 2021

.....
(Prof. Dr. Ulrich Husemann)

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 29. September 2021

.....
(Anna Götz)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Teilchenphysikalische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Physik der Proton-Proton-Kollision	5
2.3	Prozesse zur Vektorboson-Produktion	6
3	Experimentelle Umgebung	9
3.1	Large Hadron Collider	9
3.2	CMS-Detektor	10
3.3	Kinematische Größen im CMS-Detektor	11
3.4	Rekonstruktion eines Ereignisses	11
4	Simulation eines Ereignisses	13
4.1	Simulation des harten Streuprozesses	13
4.2	Jets auf Generatorlevel	14
4.3	Monte-Carlo-Neugewichtung	14
5	Studien zur Simulation der Vektorboson-Produktion	17
5.1	Verteilungen der Datensätze in führender und nächstführender Ordnung . .	18
5.2	Vergleich von MC-Datensätzen mit Theorie-Verteilungen anhand des Trans- versalimpulses des Vektorbosons	32
5.3	Eindimensionale Korrekturfaktoren	35
5.4	Zweidimensionale Korrekturfaktoren	49
6	Zusammenfassung und Ausblick	55
	Anhang	61
A	Ergänzende Abbildungen zur Charakterisierung der Datensätze	61

Abbildungsverzeichnis

2.1	Standardmodell der Elementarteilchen	4
2.2	Feynman-Diagramm zur Veranschaulichung der Z-Boson-Produktion	7
3.1	Querschnitt durch den CMS-Detektor	10
5.1	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons	23
5.2	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Pseudorapidität des Vektorbosons	24
5.3	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Transversalimpulses des geladenen Leptons mit dem größten Transversalimpuls	25
5.4	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Pseudorapidität des geladenen Leptons mit dem größten Trans- versalimpuls	26
5.5	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Anzahl der Jets	27
5.6	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets	28
5.7	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet	29
5.8	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der invarianten Masse des Vektorbosons	30
5.9	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der transversalen Masse des Vektorbosons	31
5.10	Wirkungsquerschnitt der Theorie-Verteilungen und MC-Datensätze so- wie Wirkungsquerschnittsverhältnis der Verteilungen zur NLO-Theorie- Verteilung als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons	34
5.11	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	38
5.12	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	39
5.13	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Anzahl der Jets mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusive Phasenraum	40

5.14	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	41
5.15	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum	44
5.16	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum	45
5.17	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Anzahl der Jets mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum	46
5.18	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum	47
5.19	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets mit Korrekturfaktor als Funktion von H_T über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	51
5.20	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO im inklusiven Phasenraum als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets und des Transversalimpulses des Vektorbosons mit Korrekturfaktor als Funktion von H_T über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	52
5.21	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons mit Korrekturfaktor als Funktion von $ \Delta\phi $ über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	53
5.22	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets mit Korrekturfaktor als Funktion von N_{Jets} über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum	54
A.1	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion des Transversalimpulses des führenden Jets	62
A.2	Wirkungsquerschnitt sowie Wirkungsquerschnittsverhältnis NLO/LO als Funktion der Pseudorapidität des führenden Jets	63

1 Einleitung

Das Ziel der Teilchenphysik ist es, die kleinsten Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen zu erforschen. Die Grundlage aktueller Forschungen bildet dabei das Standardmodell der Teilchenphysik (SM). Phänomene der Neuen Physik, welche durch das Standardmodell nicht interpretierbar sind, werden in Theorien jenseits des Standardmodells („Beyond the Standard Model“, BSM) theoretisch systematisiert.

Im Rahmen der Forschung in der Teilchenphysik werden aufwändige Beschleunigerexperimente betrieben, in welchen Kollisionen hochenergetischer Teilchen untersucht werden. Ein Beispiel hierfür ist der Large Hadron Collider (LHC) am CERN, der Europäischen Organisation für Kernforschung. Zur Optimierung der Beschleunigerexperimente werden Simulationen durchgeführt, welche theoretische Vorhersagen zur Interpretation der Detektorsignaturen liefern.

Diese Arbeit beschäftigt sich speziell mit der Simulation der Vektorboson-Produktion in Assoziation mit Jets ($V + \text{Jets}$). Dies sind dominante Untergrundprozesse bei der Suche nach Dunkler Materie mit Mono-X-Topologie. Die Motivation, die Beschreibung dieser Prozesse zu verbessern, liegt darin, die Unsicherheiten der Suche zu minimieren. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, Dunkle Materie zu entdecken.

Um Teilchen auf Detektorlevel, also nach der simulierten Detektion, zu erhalten, müssen drei Simulationsschritte durchlaufen werden. Im ersten Schritt werden Teilchen kurz nach der Kollision und noch vor der Bündelung zu farbneutralen Hadronen auf dem sogenannten Parton-Level erzeugt. Diese fragmentieren im zweiten Schritt und hadronisieren anschließend zu stabilen Teilchen auf Generatorlevel, welche für diese Arbeit relevant sind. Zu diesem Zeitpunkt liegt ein vollständig generiertes Ereignis vor. Die Simulation des Detektors als letzter Schritt der Simulationskette wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher betrachtet.

Das Programm MADGRAPH5_AMC@NLO [1] wird verwendet, um die Wechselwirkungen zwischen Partonen mit hohem Viererimpulsübertrag zu simulieren. Zur initialen Simulation auf Parton-Level sind die Ereignisgeneratoren MADGRAPH5 [2] und AMC@NLO [3] in MADGRAPH5_AMC@NLO implementiert. Die Prozesse der Fragmentierung und Hadronisierung werden von dem Programm PYTHIA 8.2 [4] simuliert.

In dieser Arbeit werden Studien zur Simulation der Vektorboson-Produktion in Asso-

ziation mit Jets durchgeführt. Die teilchenphysikalischen Grundlagen dieser Prozesse werden in Kapitel 2 erläutert. Auf die zugrundeliegende experimentelle Umgebung wird in Kapitel 3 eingegangen. Eine genauere Beschreibung der Simulation eines Ereignisses mithilfe der Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation) und der verwendeten Programme findet sich in Kapitel 4. In diesem Kapitel wird auch die Methodik der Monte-Carlo-Neugewichtung anhand der Theorie-Publikation „Precise predictions for V +jets dark matter backgrounds“ von J. M. Lindert et al. [5] erläutert, auf welcher diese Arbeit basiert. In Kapitel 5 werden zunächst Wirkungsquerschnittsverteilungen wichtiger kinematischer Größen der simulierten Datensätze präsentiert und anhand der kinematischen Größe des Transversalimpulses der Vektorbosonen mit Theorie-Verteilungen verglichen. Im weiteren Verlauf werden mit verschiedenen ein- und zweidimensionalen Korrekturfaktoren MC-Neugewichtungen der simulierten Wirkungsquerschnitte durchgeführt. Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen Korrekturfaktor zu finden, der den Datensatz in führender Ordnung (leading order, LO) so gut wie möglich und für so viele Variablen wie möglich auf den Datensatz in nächstführender Ordnung (next-to-leading order, NLO) abbildet und bestenfalls auch im Analysephasenraum, welcher zusätzliche Schnitte beinhaltet, funktioniert. Um dies zu überprüfen, wird ein sogenannter „Closure Test“ durchgeführt. Kapitel 6 fasst die Ergebnisse der durchgeführten Studien zusammen und verschafft einen Überblick über mögliche weiterführende Analysen.

2 Teilchenphysikalische Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die teilchenphysikalischen Grundlagen eingegangen, welche zum Verständnis der durchgeführten Studien beitragen. Abschnitt 2.1 beschreibt das Standardmodell der Teilchenphysik, welches die heute genutzte Theorie zur Beschreibung teilchenphysikalischer Prozesse ist. In Abschnitt 2.2 wird die Physik hinter einer Proton-Proton-Kollision erläutert und in Abschnitt 2.3 näher auf die Vektorboson-Produktion innerhalb der Kollision eingegangen, auf welcher diese Arbeit basiert. Die folgenden theoretischen Grundlagen werden, wenn nichts anderes angegeben ist, Referenz [6] entnommen.

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik, welches in Abbildung 2.1 [7] dargestellt ist, beschreibt die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Es bildet die Grundlage aktueller Forschungen auf diesem Gebiet.

Standard-Modell der Elementarteilchen

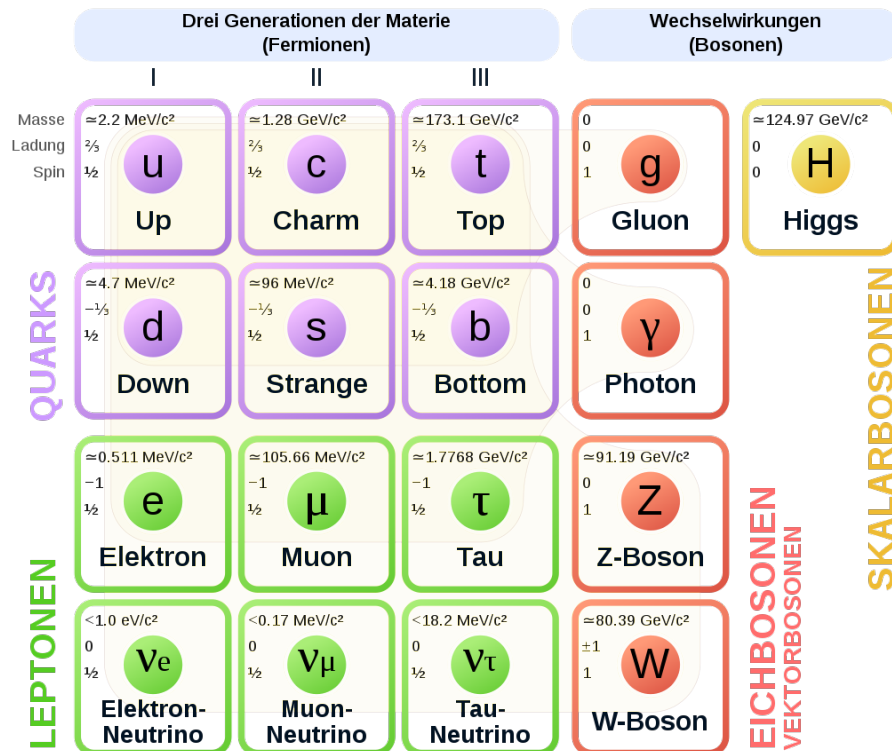


Abbildung 2.1: Standardmodell der Elementarteilchen mit einer Unterteilung in Fermionen und Bosonen, sowie Angaben zu Spin, Masse und elektrischer Ladung der Teilchen [7]. Die Fermionen sind in Quarks (lila) und Leptonen (grün) aufgeteilt und werden zudem in drei verschiedene Generationen untergliedert. Die Bosonen sind in Eichbosonen (rot) und Skalarbosonen (gelb) aufgeteilt.

Die Elementarteilchen lassen sich in zwei Teilchenklassen unterteilen: Fermionen und Bosonen. Fermionen wiederum besitzen zwei Untergruppen: Leptonen und Quarks. Sie bilden die gesamte Materie und haben einen Spin von $1/2\hbar$, wobei \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum ist. Es gibt drei Fermion-Generationen. Eine Generation beinhaltet jeweils zwei Leptonen und zwei Quarks mit den zugehörigen Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung und entgegengesetzter dritter Komponente des schwachen Isospins. Im Fall von Quarks tragen sie zudem die Antifarbe. Zur ersten Generation gehört das Elektron und das Elektron-Neutrino bzw. das Up- und Down-Quark, zur zweiten das Myon und das Myon-Neutrino bzw. das Charm- und Strange-Quark und zur dritten das Tauon und das Tau-Neutrino bzw. das Top- und Bottom-Quark. Die Neutrinos besitzen eine Ladung von 0 und das Elektron, das Myon sowie das Tauon eine Ladung von $-1e$, wobei e die Elementarladung ist. Neutrinos haben im Vergleich zu den schweren Leptonen eine sehr geringe Masse (im Standardmodell wird noch von einem masselosen Neutrino ausgegangen). Up-, Charm- und Top-Quark haben eine elektrische Ladung von $+2/3e$, Down-, Strange- und Bottom-Quark hingegen von $-1/3e$. Aufgrund der größeren Masse der Teilchen der zweiten und dritten Generation sind diese sehr instabil und können leicht in Teilchen der ersten Generation zerfallen. Es gibt fünf Quarkflavour: Isospin (Up- und Down-Quark), Charm, Strangeness, Topness und Bottomness. Zudem kann jedes Quark jeweils eine der drei unterschiedlichen Farbladungen (rot, grün, blau) tragen. Aufgrund des Confinements liegen jedoch nie freie Farbladungen vor, da aus Quarks bzw. Antiquarks bestehende Teil-

chen entweder aus zwei (Mesonen, $q\bar{q}$) oder drei Quarks (Baryonen, qqq) bestehen. Diese Quarkverbindungen heißen Hadronen und sind farbneutral. Leptonen hingegen können frei propagieren [8].

Austauschteilchen sind Bosonen, die bei einer Wechselwirkung propagieren. Sie haben einen Spin von $1\hbar$ (Vektorbosonen: W^\pm , Z^0 , Photon γ , Gluonen g). Des Weiteren gibt es noch ein Skalarboson, das Higgs-Boson mit Spin 0 [8]. Es wird zwischen drei Arten von Wechselwirkungen unterschieden: der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird zwischen elektrisch geladenen Teilchen durch ein neutrales Photon übermittelt. Die Reichweite ist unbegrenzt, weil Photonen keine Masse besitzen. Für den Austausch der schwachen Wechselwirkung gibt es das ungeladene Z^0 -Boson sowie das positiv bzw. negativ geladene W^\pm -Boson. Diese Vektorbosonen sind massive Bosonen, besitzen also eine große Masse (Z^0 : $91,187 \text{ GeV}/c^2$ [9], W^\pm : $80,379 \text{ GeV}/c^2$ [10]) und dementsprechend eine geringe Reichweite der Größenordnung 10^{-3} fm . Sie koppeln an schwach geladene Teilchen, wobei sie selbst schwach geladen sind und daher auch aneinander koppeln. Die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung lassen sich in der elektroschwachen (EW) Wechselwirkung vereinheitlichen (vgl. [11], [12], [13]). Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, koppeln an Teilchen mit Farbladung. Sie sind selbst Träger von Farbladungen und wechselwirken daher nicht nur mit Quarks sondern auch untereinander. Trotz verschwindender Masse ist ihre Reichweite daher begrenzt. Die Stärke der starken Wechselwirkung nimmt jedoch mit zunehmendem Abstand zu. Da dabei die Energie des Farbfeldes wächst, ist es günstiger, farbneutrale Teilchen aus einem Quark-Antiquark-Paar mit entgegengesetzter Farbladung oder aus drei Quarks bzw. drei Antiquarks mit jeweils einer der Farb- bzw. Antifarbladungen zu bilden, als die Verbindungen weiter auseinander zu bringen (vgl. [14], [15], [16], [17]). Die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben und ist gemeinsam mit der elektroschwachen Theorie im Standardmodell der Teilchenphysik enthalten.

Nach dem Prinzip der Eichinvarianz der elektroschwachen Wechselwirkung dürften Eichbosonen keine Masse besitzen, was jedoch auf die massiven W^\pm - und Z^0 -Bosonen der schwachen Wechselwirkung nicht zutrifft [8]. Durch den Higgs-Mechanismus, welcher das 2012 am LHC des CERN in den Experimenten ATLAS [18] und CMS [19] gefundene Higgs-Boson vorhersagt, kann die elektroschwache Symmetriebrechung [8] des Standardmodells der Teilchenphysik erreicht werden (vgl. [20], [21], [22]). Es wird davon ausgegangen, dass Teilchen durch das sogenannte Higgs-Feld ihre Masse erhalten. Je größer die Wechselwirkung mit diesem Feld ist, desto größer ist die Masse der Teilchen [8]. Das Higgs-Boson selbst hat eine Masse von $125,46 \text{ GeV}/c^2$ [23].

Das Standardmodell bestätigt experimentelle Befunde bzw. sagt diese sogar vorher. Im Fall des Higgs-Bosons zum Beispiel sollte das Higgs-Teilchen eine Kopplungsstärke an Fermionen proportional zu deren Masse aufweisen [24], der Konsistenz des Modells wegen einen Spin 0 haben [25] und keine Ladung tragen. Trotzdem umfasst das Standardmodell nicht jeden Aspekt aktueller Forschungen. Die Gravitation als Austauschteilchen beispielsweise wird nicht berücksichtigt. Des Weiteren liefert das Standardmodell keine Erklärung zur Entstehung Dunkler Materie [26] oder Dunkler Energie [27].

2.2 Physik der Proton-Proton-Kollision

Protonen sind keine Elementarteilchen, da sie aus sogenannten Partonen, den Valenzquarks, Seequarks und Gluonen, bestehen. Sie setzen sich aus zwei Up- und einem Down-Valenzquark

zusammen und gehören folglich zu den Baryonen, einer Unterklasse der Hadronen. Protonen tragen eine positive Ladung von $1e$.

In dieser Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte σ von Proton-Proton-Kollisionen analysiert. Um diese zu berechnen, werden die Wirkungsquerschnitte der harten Parton-Parton-Streuung $\hat{\sigma}$ mit sogenannten Partondichtefunktionen (PDFs) multipliziert. Das gewichtete Produkt wird integriert über die Impulse der Partonen. Zudem wird über alle Partonen, welche am Streuprozess teilnehmen, summiert:

$$\sigma = \sum_{jk}^{\text{Partonen}} \int_0^1 dx_j dx_k f_j(x_j, \mu_F^2) \cdot f_k(x_k, \mu_F^2) \cdot \hat{\sigma}(\hat{s}, \mu_F, \alpha_s) \quad (2.1)$$

Hierbei sind die Funktionen $f_i(x_i, \mu_F^2)$ PDFs, welche von zwei charakteristischen Größen abhängen: Zum einen hängen sie vom longitudinalen Impulsbruchteil x_i eines Partons i ab, da sich der Impuls eines Hadrons auf seine Komponenten (Partonen) aufteilt. Zum anderen ist μ_F eine charakteristische Skala der PDFs, welche den Viererimpulsübertrag charakterisiert, bei welchem die PDFs bestimmt wurden. Bei harten Parton-Parton-Streuungen ist der Viererimpulsübertrag groß und die Wechselwirkung hat, im Gegensatz zu Prozessen mit kleinem Viererimpulsübertrag, eine kurze Reichweite. Diese Separation wird Faktorisierung genannt, wobei der Viererimpulsübertrag als Faktorisierungsskala fungiert. Mit PDFs lässt sich folglich die Wahrscheinlichkeit beschreiben, bei welcher ein Parton mit einem spezifischen longitudinalen Impulsbruchteil bei einem bestimmten Viererimpulsübertrag des Experiments vorgefunden wird. Der Wirkungsquerschnitt der harten Parton-Parton-Streuung hängt ebenso von μ_F ab, aber zusätzlich auch von der quadrierten Schwerpunktsenergie der Partonen \hat{s} und von der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s [28].

Bei einer Proton-Proton-Kollision streuen die Partonen der Protonen aneinander. Nach der Streuung strahlen die Partonen durch die dazugewonnene Energie Gluonen ab, welche wiederum in niederenergetischere Quarks zerfallen können. Dieser Prozess des Schauerns wird Fragmentierung genannt. Im Endzustand bündeln sich die niederenergetischen Partonen aufgrund des Confinements der Quantenchromodynamik durch den Prozess der Hadronisierung zu farbneutralen Hadronen.

2.3 Prozesse zur Vektorboson-Produktion

In dieser Arbeit werden Studien zur Simulation von Produktionsprozessen für Vektorbosonen durch Protonenkollisionen durchgeführt, wobei sich auf die Produktion des Z^0 - und W^\pm -Bosons beschränkt wird. Es ist zu beachten, dass sich der Impuls eines Protons auf alle Partonen aufteilt und etwa die Hälfte des Gesamtimpulses eines Protons von den Gluonen getragen wird. Folglich muss die Protonenkollision bei hoher Energie stattfinden, damit die Schwerpunktsenergie der streuenden Quarks der Masse des Vektorbosons entspricht und somit zur Vektorboson-Produktion ausreicht.

In Abbildung 2.2 ist der sogenannte Drell-Yan-Prozess als Feynman-Diagramm dargestellt. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts und die Raumachse von unten nach oben. Zwei Protonen, welche in der Grafik anhand ihrer Valenzquarks charakterisiert werden, kollidieren, wobei unter Abstrahlung von Gluonen eine Quark-Antiquark-Annihilation stattfindet. Ein Down-Quark und ein Down-Anti-Quark annihilieren zu einem Z^0 -Boson bzw. einem virtuellen Photon [29]. Im Folgenden wird das Photon als Vektorboson jedoch nicht mehr erwähnt, da es in dieser Arbeit nicht näher untersucht wird. Das Z^0 -Boson zerfällt

aufgrund der Ladungserhaltung in ein Lepton und Antilepton mit entgegengesetzter Ladung. Lepton ($L_l = 1$) und Antilepton ($L_{\bar{l}} = -1$) gehören dabei derselben Leptonenfamilie an, da die Leptonenfamilienzahl L an jedem Vertex erhalten sein muss und Vektorbosonen eine Leptonenzahl von $L_{e,\tau,\mu} = 0$ besitzen. In dem dargestellten Feynman-Diagramm wird der Endzustand von einem Myon-Antimyon-Paar gebildet. Die abgestrahlten Gluonen sowie die Quarks, welche nicht an der Annihilation beteiligt sind, bilden Bündel aus Hadronen, welche später in Form von Jets rekonstruiert werden.

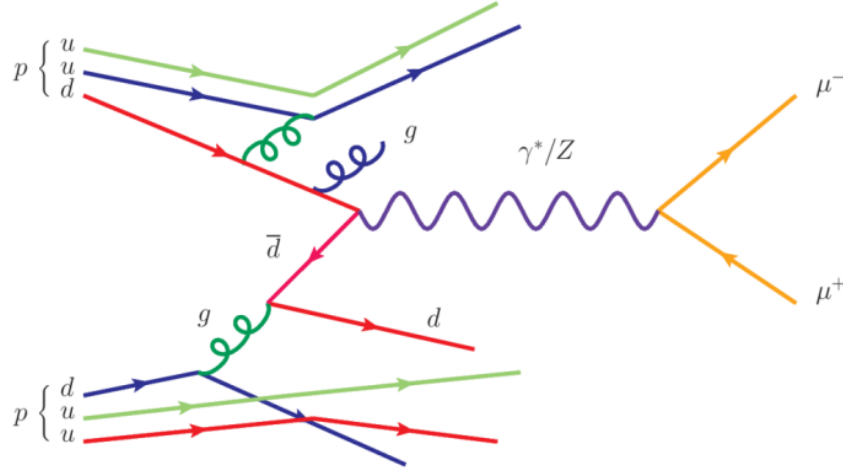


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm zur Veranschaulichung der Z-Boson-Produktion [29]. Zwei Protonen (p) kollidieren, wobei unter Abstrahlung von Gluonen (g) eine Quark-Antiquark-Annihilation ($d\bar{d}$) stattfindet. Im Endzustand entsteht ein Lepton-Antilepton-Paar (in diesem Fall ein Myon-Antimyon-Paar ($\mu^+\mu^-$)) nach der Propagation eines Z^0 -Bosons (Z) bzw. eines virtuellen Photons (γ^*).

Es kann ebenso ein W^\pm -Boson durch die Annihilation eines Quark-Antiquark-Paares produziert werden, da aber an jedem Vertex die Ladung erhalten sein muss, annihiliert im Fall von einem W^- -Boson ein Down-Quark mit einem Up-Anti-Quark bzw. im Fall von einem W^+ -Boson ein Up-Quark mit einem Down-Anti-Quark. Anschließend zerfällt das W^\pm -Boson in ein Lepton-Antilepton-Paar der gleichen Leptonfamilie, wobei das Lepton oder Antilepton ein Neutrino bzw. Antineutrino sein muss, damit die Ladung beim Zerfall erhalten bleibt.

3 Experimentelle Umgebung

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 3.1 der Large Hadron Collider (LHC) am CERN beschrieben sowie im darauffolgenden Abschnitt 3.2 der Compact Muon Solenoid Detektor, welcher an den Teilchenbeschleuniger angegliedert ist. In Abschnitt 3.3 wird auf die Kinematik im CMS-Detektor eingegangen und im letzten Abschnitt 3.4 die Rekonstruktion eines Ereignisses nach der Detektion der Teilchen erläutert.

3.1 Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger, an welchen vier große Detektoren angegliedert sind [30]. In den Detektoren namens Compact Muon Solenoid (CMS), A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS), Large Hadron Collider beauty (LHCb) und A Large Ion Collider Experiment (ALICE) treffen hauptsächlich Protonenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ aufeinander. Eigenschaften der Detektoren ATLAS, LHCb und ALICE lassen sich in den Artikeln der jeweiligen Kollaborationen nachlesen (vgl. [31], [32], [33]).

Der LHC wurde mit dem Ziel erbaut, die elektroschwache Symmetriebrechung [8] des Standardmodells der Teilchenphysik zu untersuchen. Zudem werden mit den Detektoren auch sehr hohe Energiebereiche von mehr als 1 TeV erforscht, um die Konsistenz des Standardmodells zu überprüfen [30].

Die Anzahl der im Speicherring vorkommenden Kollisionen wird durch die instantane Luminosität bestimmt, welche beim LHC in der Größenordnung $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [30] liegt. Wird die instantane Luminosität L über die Zeit integriert

$$L_{\text{int}} = \int L \, dt \quad (3.1)$$

und mit dem Wirkungsquerschnitt σ des entsprechenden Prozesses multipliziert

$$N = L_{\text{int}} \cdot \sigma, \quad (3.2)$$

erhält man die Anzahl N der detektierten Kollisionen [8].

3.2 CMS-Detektor

Der Compact Muon Solenoid Detektor (CMS-Detektor) detektiert Teilchen nach einer Kollision. Durch eine Bestimmung der Eigenschaften der Teilchen, wie z.B. die Teilchensorte, die Energie und den Impuls, kann das gesamte Ereignis rekonstruiert werden.

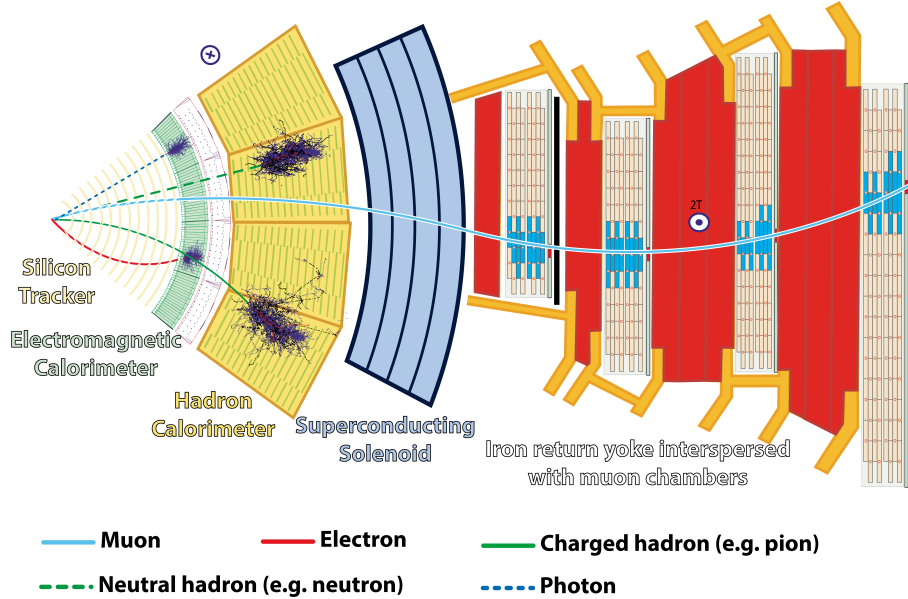


Abbildung 3.1: Querschnitt durch den CMS-Detektor, wobei Teilchenkollisionen in der Detektormitte stattfinden und die Zerfallsprodukte die Subdetektoren von links nach rechts durchlaufen [34]. Sie durchqueren den Detektor je nach Teilchensorte unterschiedlich weit. Eine Rekonstruktion der Teilchen ist durch den Spurdetektor (elektrisch geladene Teilchen), das elektromagnetische Kalorimeter (Elektron, Photon), das hadronische Kalorimeter (neutrale und geladene Hadronen), den supraleitenden Solenoid und die Myonenkammern (Myonen) möglich.

Abbildung 3.1 zeigt einen Querschnitt durch den CMS-Detektor, wobei die erzeugten Teilchen nach der Kollision zuerst den Silizium-Spurdetektor durchlaufen, welcher die Bahn eines geladenen Teilchens mit auf konzentrischen Kreisen angeordneten Detektoren identifizieren kann. Die Richtung der Ablenkung durch das Magnetfeld des supraleitenden Solenoids mit einer Feldstärke von bis zu 4 T gibt zudem Aufschluss über das Vorzeichen der Teilchenladung [35]. Im darauffolgenden elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) wird die Energie von Photonen sowie Elektronen oder Positronen bestimmt. Dies geschieht durch die Vermessung von elektromagnetischen Schauern, welche durch Paarbildung und Bremsstrahlung entstehen. Hadronen können die szintillierende Schicht im ECAL nahezu ungehindert passieren [36]. Stattdessen bilden sie aber im hadronischen Kalorimeter (HCAL) einen hadronischen Schauer, wodurch auch ihre Energie bestimmt werden kann. Um den Impuls der verbleibenden Teilchensorten zu bestimmen, werden geladene Teilchen durch den supraleitenden Solenoid abgelenkt, wobei Teilchen mit höherem Impuls weniger stark abgelenkt werden als Teilchen mit niedrigerem Impuls [35]. Die äußerste Schicht des Detektors bilden Myon-Subdetektoren. Diese werden benötigt, da Myonen minimalisierende Teilchen sind und folglich nicht durch die Schauerbildung in den Kalorimetern nachgewiesen werden können. Über ein Eisenrücklaufjoch wird ein äußeres, im Vergleich zum Magnetfeld des Solenoids schwächeres (2 T) und entgegengesetzt gepoltes Magnetfeld erzeugt. An das Eisenrücklaufjoch sind Gasdetektoren angegliedert, um die Spur der

Myonen zu vermessen. Durch ihre gekrümmte Trajektorie im CMS-Detektor kann auf ihren Impuls geschlossen werden [37].

3.3 Kinematische Größen im CMS-Detektor

Zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen im CMS-Detektor wird ein einheitliches, kartesisches Koordinatensystem festgelegt, bei welchem die z -Achse genau in die Richtung der LHC-Strahlachse zeigt. Die x -Achse zeigt zum Mittelpunkt des Kreisbeschleunigers und die y -Achse vertikal nach oben zur Erdoberfläche, da sich der Detektor 100 m unter der Erde befindet. Zur Definition kinematischer Größen im CMS-Detektor werden aufgrund der Symmetrie des Detektors sowie der Kollision jedoch keine kartesischen sondern Zylinderkoordinaten verwendet, wobei der Azimutalwinkel ϕ in der x - y -Ebene liegt und der Polarwinkel θ den Winkel zur z -Achse beschreibt [29].

Im Folgenden werden kinematische Größen definiert, welche für diese Arbeit relevant sind. Die Rapidität y eines Teilchens lässt sich mit der z -Komponente des Impulses p_z und der Energie E berechnen durch:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.3)$$

Die im LHC beschleunigten Teilchen besitzen hohe Energien, sodass sich Formel 3.3 vereinfachen lässt zu

$$y \stackrel{|\vec{p}| \gg m}{=} -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \eta, \quad (3.4)$$

sodass die Rapidität zur Pseudorapidität η wird, welche nur noch vom Polarwinkel abhängt. Der Transversalimpuls p_T eines Teilchens kann mit der x - und y -Komponente des Impuls-Vierervektors bestimmt werden durch:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.5)$$

Da transversale Größen unter Lorentz-Transformation erhalten bleiben und der Transversalimpuls bei der Proton-Proton-Kollision vernachlässigbar ist, muss die Summe aller Transversalimpulse nach der Kollision wieder Null ergeben. Ist dies nicht der Fall, können unter den Zerfallsprodukten Neutrinos oder andere nicht-detektierbare Teilchen sein [29]. Um die transversale Masse m_T der Vektorbosonen zu berechnen, müssen die Transversalimpulse der leptonischen Zerfallsprodukte ($p_{T,1}, p_{T,2}$) sowie der Winkel $\Delta\phi$ zwischen den transversalen Vektoren dieser Größen bekannt sein. Nach [38] lautet die Formel zur Bestimmung der Transversalmasse eines Vektorbosons:

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_{T,1} \cdot p_{T,2} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi(\vec{p}_{T,1}; \vec{p}_{T,2})))} \quad (3.6)$$

Eine ebenfalls lorentz-invariante Größe ist die invariante Masse M_{inv} der Vektorbosonen [29], welche mithilfe der Vierervektoren der Zerfallsprodukte P_i definiert ist als:

$$M_{\text{inv}} = \sqrt{\sum_i P_i^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_{x,1} + p_{x,2})^2 - (p_{y,1} + p_{y,2})^2 - (p_{z,1} + p_{z,2})^2} \quad (3.7)$$

3.4 Rekonstruktion eines Ereignisses

Zur Rekonstruktion eines Ereignisses [38] wird der sogenannte „Particle-Flow-Event-Algorithmus“ verwendet, welcher Informationen aller Subdetektoren des CMS-Detektors

optimal vereint. Wie dieser Algorithmus arbeitet, kann in [39] nachgelesen werden. Trotz der großen Anzahl an Kollisionen im Detektor kann jedes rekonstruierte Teilchen der ursprünglichen Kollision zugeordnet werden, da durch den Spurtracker ein Rückschluss auf den Vertex, welchem das Teilchen entsprungen ist, möglich ist. Über die rekonstruierten Teilchen läuft ein Jet-Algorithmus (anti- k_t -Clustering) [40], welcher Teilchen zu Jets kombiniert. Da Partonen nicht direkt beobachtbar sind, werden an ihrer Stelle Jets verwendet. Mit dem Radius-Parameter [29]

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}, \quad (3.8)$$

wird die charakteristische Größe des Jets beschrieben. Der Jet-Impuls berechnet sich aus der vektoriellen Summe der Impulse aller Teilchen innerhalb dieses Jets. Alle anderen isolierten Teilchen sind freie Teilchen [38].

4 Simulation eines Ereignisses

Die Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation) liefert theoretische Vorhersagen für die Rekonstruktion von Ereignissen, welche für die Optimierung experimenteller Analysen und die Beschreibung von Signal- und Untergrundprozessen notwendig sind. Prozesse der Vektorboson-Produktion ($V + \text{Jets}$) innerhalb einer Kollision werden in führender Ordnung (leading order, LO) und nächstführender Ordnung (next-to-leading order, NLO) der QCD-Störungstheorie simuliert, um beispielsweise eine Modellierung der Untergrundsignale bei der Suche nach Dunkler Materie zu realisieren [5].

Das Programm MADGRAPH5_AMC@NLO [1] wird zur Erzeugung kinematischer Verteilungen verwendet. Es simuliert den harten Streuprozess und betreibt alle weiteren benötigten Programme. Zuerst erzeugen die Ereignisgeneratoren MADGRAPH5 [2] und AMC@NLO [3] die Ein- und Ausgangsimpulse. Dieser erste Schritt der MC-Simulation wird näher in Abschnitt 4.1 erläutert. Die anschließenden Prozesse der Fragmentierung und Hadronisierung werden mit dem Programm PYTHIA 8.2 [4] simuliert, auf welches in Abschnitt 4.2 eingegangen wird. Abschließend wird beim CMS-Experiment das Detektorsimulationsprogramm GEANT4 [41] genutzt und anschließend werden die Teilchen aus der Simulation auf die gleiche Weise rekonstruiert wie die im Experiment detektierten Teilchen. Diese beiden letzten Schritte der Simulation werden in dieser Arbeit jedoch nicht näher beschrieben, da ausschließlich Teilchen auf Generatorlevel (GEN-Level) untersucht werden.

Des Weiteren können durch eine Monte-Carlo-Neugewichtung Simulationen in niedriger Ordnung optimiert werden. Diese Arbeit basiert auf der Analyse der Theorie-Publikation „Precise predictions for $V + \text{jets}$ dark matter backgrounds“ von J. M. Lindert et al. [5], welche unter anderem die mathematische Implementierung der MC-Neugewichtung beschreibt. Details können in Abschnitt 4.3 nachgelesen werden.

4.1 Simulation des harten Streuprozesses

Die Simulation der Vektorboson-Produktion in Assoziation mit Jets wurde in dieser Arbeit mithilfe des Programms MADGRAPH5_AMC@NLO durchgeführt. Dieses beinhaltet die Ereignisgeneratoren MADGRAPH5 und AMC@NLO zur Simulation des harten Streuprozesses, wobei MADGRAPH5 die Ein- und Ausgangsimpulse in führender Ordnung und AMC@NLO in nächstführender Ordnung generiert.

Um eine Teilchenkollision auf Parton-Level zu konstruieren, muss das zugrundeliegende theoretische Modell sowie insbesondere der physikalische Prozess spezifiziert werden, indem die Lagrangedichte vorgegeben wird. Die der Lagrangedichte entsprechenden Feynmanregeln werden verwendet, um alle prozessspezifischen Feynman-Diagramme zu berechnen. In einem weiteren Schritt können die Matricelemente abgeleitet werden, indem die Wirkungsquerschnitte unter anderem mithilfe des verwendeten Sets an PDFs berechnet werden (siehe Formel 2.1). Für die Simulation der Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit wurde das PDF-Set NNPDF31_NNLO_HESSIAN_PDFAS [42] zugrundegelegt. Im letzten Schritt werden die Ereignisse generiert. Die relativistischen Vierervektoren der Teilchen innerhalb der Ereignisse werden im Les Houches Event File Format (LHE-Format) [43] abgespeichert, sodass von einer Teilchengenerierung auf LHE-Level gesprochen wird [1]. Die Vierervektoren der Vektorbosonen können aus den Vierervektoren ihrer Zerfallsprodukte berechnet werden.

4.2 Jets auf Generatorlevel

Das Programm PYTHIA 8.2 wird dazu verwendet, die Prozesse der Fragmentierung und anschließenden Hadronisierung zu simulieren. Um eine Mehrfachzählung der Jets nach der Schauerbildung zu vermeiden, wird der sogenannte „Tree-level merging“-Algorithmus [1] angewandt, wodurch auch ein Kombinieren mehrerer Datensätze mit verschiedener Parton-Multiplizität zu einem einzigen inklusiven Datensatz möglich ist. Der Algorithmus basiert bei LO-Datensätzen auf dem k_T -Jet MLM-Schema [44]. Hierbei werden Endzustands-Partonen auf LHE-Level einem Jet anhand des zeitlichen Verlaufs des Schauerns zugeordnet. Für NLO-Datensätze wird hierfür die FxFx-Methode [3] implementiert. Vor dem Prozess des Schauerns werden bei LO-Datensätzen höchstens vier zusätzliche Partonen und bei NLO-Datensätzen höchstens zwei zusätzliche Partonen pro Ereignis im Endzustand generiert [1].

Nach diesem Schritt liegt ein komplettes Kollisionsereignis mit Teilchen vor, welche sich bei der CMS-Kollaboration technisch in zwei Kollektionen, die „pruned“ und „packed“ Teilchen im sogenannten GenParticles-Format [45] für simulierte Teilchen, einteilen lassen. Die Kollektion „pruned GenParticles“ enthält Partonen, schwere Teilchen, elektroschwache Bosonen und Leptonen, wohingegen die Kollektion „packed GenParticles“ nur aus Endzustandsteilchen des Ereignisses, also aus auf Detektor-Zeitskalen stabilen Teilchen besteht. Man spricht hier von Teilchen mit Status 1, welche durch ihre PDG ID-Nummer identifiziert werden können. In [46] findet sich die Konvention der Particle Data Group (PDG) zur Nummerierung aller für die Monte-Carlo-Simulation relevanten Teilchen.

Generierte Jets bilden die GenJets-Kollektion. Um sie zu erhalten, läuft der anti- k_t -Algorithmus mit Radiusparameter $\Delta R = 0,4$ über die „packed GenParticles“, wobei vorher alle Neutrinos aus der Kollektion entfernt werden. Im letzten Schritt werden zudem alle generierten Jets mit $p_T < 8 \text{ GeV}$ entfernt [45].

Für die Simulation der Wirkungsquerschnitte in dieser Arbeit wurden nur Teilchen der Kollektion „packed GenParticles“ und die Kollektion der generierten Jets verwendet. Das vollständig simulierte Ereignis auf Generatorlevel (GEN-Level) liegt im Mini-AOD-Dateiformat [45] vor.

4.3 Monte-Carlo-Neugewichtung

Die Theorie-Publikation „Precise predictions for V +jets dark matter backgrounds“ von J. M. Lindert et al. [5], auf welcher diese Arbeit basiert, trifft Vorhersagen über V + Jets-Untergrundprozesse bei der Suche nach Dunkler Materie. Da beispielsweise fehlende

transversale Energie (MET) sowohl ein Merkmal der Entstehung von Dunkler Materie als auch das einer $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Produktion ist, werden präzise theoretische Vorhersagen der $V + \text{Jets}$ -Untergrundprozesse benötigt. Bei der hier genutzten Nomenklatur werden die Zerfallsprodukte des Vektorbosons in Klammern geschrieben. In der Theorie-Publikation wird die $Z(l^+l^-) + \text{Jets}$ -, $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -, $W(l\nu) + \text{Jets}$ - und $\gamma + \text{Jets}$ -Produktion betrachtet und auch die Korrelation dieser Prozesse untereinander, um theoretische Unsicherheiten abschätzen zu können. In dieser Arbeit werden jedoch nur die $Z(l^+l^-) + \text{Jets}$ - und $W(l\nu) + \text{Jets}$ -Produktion untersucht und Korrelationen der Vektorboson-Produktionsprozesse untereinander außer Acht gelassen.

Die Theorie-Publikation beinhaltet zudem Vorhersagen für Teilchen auf Parton-Level und legt deren Nutzen für experimentelle Studien durch die Neugewichtung von Monte-Carlo-Datensätzen nahe [5]. Ein Vorteil dieser Methodik ist es, dass der große Zeitaufwand beim Generieren von Datensätzen umgangen werden kann [1]. Hierbei werden MC-Datensätze auf (N)LO mit störungstheoretischen Berechnungen auf (N)NLO QCD und NLO EW kombiniert, um die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{dx}$ neu zu gewichten. Die mathematische Implementierung in der Theorie-Publikation für einen eindimensionalen Parameter x lautet

$$\frac{d}{dx} \frac{d}{d\mathbf{y}} \sigma^{(V)}(\varepsilon_{\text{MC}}, \varepsilon_{\text{TH}}) = \frac{d}{dx} \frac{d}{d\mathbf{y}} \sigma_{\text{MC}}^{(V)}(\varepsilon_{\text{MC}}) \left[\frac{\frac{d}{dx} \sigma_{\text{TH}}^{(V)}(\varepsilon_{\text{TH}})}{\frac{d}{dx} \sigma_{\text{MC}}^{(V)}(\varepsilon_{\text{MC}})} \right], \quad (4.1)$$

wobei \mathbf{y} alle weiteren kinematischen Variablen des Ereignisses darstellt. Der Index „MC“ steht hier für Monte-Carlo und der Index „TH“ für theoretische Berechnungen höherer Ordnung. Die jeweiligen Unsicherheiten werden parametrisiert durch die Störparameter ε_{MC} und ε_{TH} . Die Variable x entspricht z.B. dem Transversalimpuls des Vektorbosons V . Er wird in der Theorie-Publikation als zu untersuchende kinematische Größe gewählt, da Multijet Emissionen keine allzu große Auswirkung auf diese Größe haben.

Die MC-Neugewichtung soll auf inklusive Datensätze angewendet werden, wobei ein einziger Schnitt für den Transversalimpuls des Vektorbosons gesetzt wird

$$p_{\text{T},V} > 30 \text{ GeV}. \quad (4.2)$$

Dieser Phasenraum wird von der Theorie-Publikation gewählt, um Effekte zu minimieren für deren Beschreibung eine Resummierung schwacher QCD-Logarithmen in allen Ordnung nötig ist. Diese Resummierung ist jedoch in der dort durchgeführten perturbativen Beschreibung nicht enthalten. Zudem wird bei der $Z(l^+l^-) + \text{Jets}$ -Produktion ein weiterer Schnitt für die invariante Masse $m_{ll} > 30 \text{ GeV}$ gesetzt, um einen Wirkungsquerschnittsverlust durch Photonenabstrahlung, welcher zu einer Verschiebung hin zu einer kleineren invarianten Masse führen würde, zu vermeiden [5].

In dieser Arbeit wurde der LO-Datensatz durch das Wirkungsquerschnittsverhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz der MC-Simulation neu gewichtet. Das Wirkungsquerschnittsverhältnis entspricht dem sogenannten Korrekturfaktor. Zusätzlich zu der Abhängigkeit des Korrekturfaktors vom Transversalimpuls des Vektorbosons wurden in dieser Arbeit auch zweidimensionale Korrekturfaktoren berechnet.

Ein weiterer Unterschied zur Theorie-Publikation ist das Binning. Dieses wurde angepasst und entspricht nicht mehr dem vorgeschlagenen Binning aus der Theorie-Publikation. Um statistische Fluktuationen der Übersichtlichkeit wegen so klein wie möglich zu halten, wurden die Bins für kinematische Größen mit einer Energieeinheit ab 400 GeV verbreitert. Zudem wird sich auf den Bereich bis 1 TeV beschränkt, da die Wirkungsquerschnitte im

darauf folgenden Bereich bis 6,5 TeV, wie er in der Theorie-Publikation für $p_{T,V}$ definiert ist, für die genutzten Datensätze stark abfallen. Demnach lautet das neue Binning

$$\frac{p_T}{\text{GeV}} \in [30, 40, \dots, 140, 150, 200, \dots, 350, 400, 500, 650, 1000], \quad (4.3)$$

sofern nicht ausdrücklich etwas anderes angegeben ist. Das ursprüngliche Binning kann [5] entnommen werden.

5 Studien zur Simulation der Vektorboson-Produktion

Die Studien zur Simulation der Vektorboson-Produktion wurden anhand von Datensätzen führender und nächstführender Ordnung in QCD-Störungstheorie (LO- und NLO-Datensätzen) der Monte-Carlo-Simulationskampagne aus dem Jahr 2018 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ durchgeführt. Es lag jeweils ein LO- und ein NLO-Datensatz zur $W(l\nu) + \text{Jets}$ -Produktion und $Z(l^+l^-) + \text{Jets}$ -Produktion vor. Der LO-Datensatz zur W-Boson-Produktion hat insgesamt 71 026 861 Ereignisse. Ein Ereignis entspricht einer simulierten Proton-Proton-Kollision. Der NLO-Datensatz umfasst 29 235 243 Ereignisse. Die Z-Boson-Produktion wird in führender Ordnung mithilfe der 100 194 597 Ereignisse des LO-Datensatzes und in nächstführender Ordnung mithilfe der 193 215 674 Ereignisse des NLO-Datensatzes analysiert.

Der inklusive Phasenraum umfasst fast den gesamten simulierten Datensatz mit Ausnahme zweier Variablen, welche eingeschränkt werden: Zum einen wird die Verteilung des Transversalimpulses der Vektorbosonen implizit eingeschränkt, indem die Verteilung ab $p_{T,V} \geq 30 \text{ GeV}$ startet. Zum anderen werden die MC-Datensätze bei der $Z(l^+l^-) + \text{Jets}$ -Produktion mit einem Schnitt für die invariante Masse der leptonischen Zerfallsprodukte bei $m_{ll} > 50 \text{ GeV}$ generiert. Diese Einschränkungen unterscheiden sich also leicht von den Schnitten der Theorie-Publikation, die in Abschnitt 4.3 erläutert wurden. Zusätzlich dazu werden für den Analysephasenraum weitere Schnitte gesetzt:

- Der Transversalimpuls des Vektorbosons soll $p_{T,V} \geq 250 \text{ GeV}$ sein.
- Der Transversalimpuls des führenden Jets soll $p_{T,\text{Jet}0} \geq 100 \text{ GeV}$ sein.
- Der Betrag der Pseudorapidität des führenden Jets soll $|\eta_{\text{Jet}0}| \leq 2,4$ sein.
- Der Betrag des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet soll $|\Delta\phi(V;\text{Jet}0)| \geq 1,57 \approx \pi/2$ sein.

Der generierte führende Jet ist hierbei derjenige mit dem höchsten Transversalimpuls im Ereignis. Diese Selektionskriterien sind anhand einer Mono-Jet-Analyse motiviert, da die Analyse, in welcher die abgeleiteten Korrekturfaktoren angewendet werden sollen, eine ähnliche experimentelle Signatur hat.

Generell liegen NLO-Verteilungen meist bei allen Verteilungen kinematischer Größen

bei höheren Wirkungsquerschnitten als die LO-Verteilungen. Aufgrund der zusätzlichen Schnitte im Analysephasenraum weist der inklusive Phasenraum eine höhere Statistik auf. Um wie viel der Wirkungsquerschnitt pro Bin in den Verteilungen der jeweiligen kinematischen Größe durch die Schnitte sinkt, kann jedoch nur bei genauerer Betrachtung der Verteilungen in beiden Phasenräumen festgestellt werden. In jeder Verteilung sind die statistischen Unsicherheiten der Simulation mit eingezeichnet.

In Abschnitt 5.1 werden Verteilungen kinematischer Größen im inklusiven und Analysephasenraum analysiert. Anhand der kinematischen Größe des Transversalimpulses des Vektorbosons wird in Abschnitt 5.2 ein Vergleich zwischen den Theorie-Verteilungen aus der Theorie-Publikation [5] und den Monte-Carlo-Datensätzen gezogen. In den Abschnitten 5.3 und 5.4 werden ein- und zweidimensionale Korrekturfaktoren auf die Verteilungen verschiedener kinematischer Größen angewandt. Das Ziel der MC-Neugewichtung in dieser Arbeit ist es, zu überprüfen, ob der neugewichtete LO-Datensatz gut auf den NLO-Datensatz abgebildet wird. Das lässt sich leicht überprüfen, indem das Verhältnis der Datensätze betrachtet wird. Dieses sollte beim Wert 1 liegen. Die beschriebene Methodik wird „Closure Test“ genannt.

5.1 Verteilungen der Datensätze in führender und nächstführender Ordnung

In den Abbildungen 5.1-5.9 ist der Wirkungsquerschnitt der Datensätze durch das obere Histogramm und das Wirkungsquerschnittsverhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz durch das untere Histogramm als Funktion der jeweiligen kinematischen Größe im inklusiven und Analysephasenraum für die (a) W- und für die (b) Z-Boson-Produktion gegeben. Der Übersichtlichkeit wegen ist im unteren Histogramm eine waagrechte gestrichelte Linie beim Wert 1 eingezeichnet, auf welcher sich die Datensätze dementsprechend in der Höhe der Wirkungsquerschnitte gleichen würden. Die in diesem Kapitel untersuchten kinematischen Größen wurden in Abschnitt 3.3 motiviert und mathematisch definiert.

In Abbildung 5.1 sind die Verteilungen als Funktion des Transversalimpulses der Vektorbosonen aufgetragen. Die Verteilungen haben im inklusiven Phasenraum ihr Maximum bei 30 GeV und im Analysephasenraum bei 250 GeV, danach fallen die Wirkungsquerschnitte der Simulation in führender bzw. nächstführender Ordnung hin zu größeren Energien ungefähr exponentiell ab. Der leichte Anstieg des Wirkungsquerschnitts des Transversalimpulses pro Bin kommt durch die verbreiterten Bins ab 150 GeV zustande. Im Bereich $400 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 500 \text{ GeV}$ entspricht das Wirkungsquerschnittsverhältnis bei der Z-Boson-Produktion in beiden Phasenräumen etwa dem Wert 1, was bedeutet, dass sich die Datensätze in diesem Bereich sehr ähnlich sind. Hin zu höheren Energien fällt das Verhältnis unter den Wert 1, dementsprechend ist der Wirkungsquerschnitt der NLO-Verteilung in diesem kinematischen Bereich geringer als der der LO-Verteilung. Dagegen schwankt das Verhältnis vor allem im Bereich höherer Energien bei der W-Boson-Produktion stark. Der Unterschied in diesem kinematischen Bereich resultiert aus der geringeren Anzahl an eingegangenen Ereignissen bei der W-Boson-Produktion, da die Statistik bei diesem Produktionsprozess dementsprechend etwas schlechter ist.

In Abbildung 5.2 sind die Verteilungen als Funktion der Pseudorapidität der Vektorbosonen dargestellt. Bei beiden Produktionsprozessen ist ein Maximum im Analysephasenraum bei $\eta \approx 0$ zu erkennen. Aufgrund des Zusammenhangs der Pseudorapidität mit dem Polarwinkel bedeutet das, dass die Vektorbosonen am häufigsten senkrecht zur Richtung der LHC-Strahlachse produziert werden. Zu betragsmäßig größeren Werten der Pseudorapidität hin

fällt die Verteilung ab. Im inklusiven Phasenraum bricht die Verteilung im Gegensatz zum Analysephasenraum für beide Vektorboson-Produktionsprozesse für Werte nahe $\eta \approx 0$ ein. Die Richtung senkrecht zur LHC-Strahlrichtung ist im inklusiven Phasenraum also nicht die bevorzugte Richtung der Vektorboson-Produktion. Die Produktion der Vektorbosonen ist folglich sowohl im inklusiven als auch im Analysephasenraum richtungsabhängig. Zudem ist im inklusiven Phasenraum die Zwei-Höcker-Struktur erkennbar: Der Wirkungsquerschnitt steigt für betragsmäßig höhere Pseudorapiditäten an und erreicht ein Maximum in den Bereichen $3 \leq \eta \leq 4$ und $-4 \leq \eta \leq -3$. Für $|\eta| > 4$ fällt der Wirkungsquerschnitt wieder ab. Das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz hat bei beiden Produktionsprozessen im inklusiven Phasenraum ein flaches Maximum bei $\eta \approx 0$ von etwa 1,3. Dementsprechend gibt es auch hier eine kleine Richtungsabhängigkeit: Der NLO-Datensatz enthält mehr generierte Ereignisse, bei denen das Vektorboson senkrecht zur LHC-Strahlachse produziert wurde als der LO-Datensatz. Im Analysephasenraum unterscheiden sich die Datensätze mehr in der Höhe der Wirkungsquerschnitte. Im Zuge dessen schwankt das Verhältnis. Bei der Z-Boson-Produktion tritt ein Minimum des Verhältnisses bei $\eta \approx 0$ auf, welches jedoch trotzdem noch über dem Wert 1 liegt. Bei der W-Boson-Produktion ist das Verhältnis im Bereich $-4 \leq |\eta| \leq -3$ minimal, fällt jedoch auch im gesamten Bereich nicht unter den Wert 1. Dementsprechend hat der NLO-Datensatz im gesamten Bereich bei beiden Produktionsprozessen einen größeren Wirkungsquerschnitt als der LO-Datensatz.

Die Verteilungen des Transversalimpulses des geladenen Leptons beim Zerfall des Vektorbosons sind in Abbildung 5.3 abgebildet. Bei der $Z(l^+l^-) + \text{Jets}$ -Produktion wird die Verteilung des Transversalimpulses des Leptons mit dem größten Transversalimpuls betrachtet. Im inklusiven Phasenraum sehen die Wirkungsquerschnitte sowohl in führender als auch in nächstführender Ordnung wie erwartet aus: Der Maximalwert des Wirkungsquerschnitts tritt bei geringen Transversalimpulsen unter 100 GeV auf und fällt dann ungefähr exponentiell zu höheren Transversalimpulsen hin ab. Die Verteilung des Vektorbosons (Mutterteilchen) in Abhängigkeit des Transversalimpulses zwingt sich also den Tochterteilchen auf. Im Analysephasenraum fällt der Wirkungsquerschnitt zwar auch zu höheren Energien hin ab, hat jedoch sein Maximum bei beiden Produktionsprozessen bei einem Transversalimpuls im Bereich $200 \text{ GeV} \leq p_T \leq 250 \text{ GeV}$. Diese Diskontinuität in der Verteilung tritt in beiden Datensätzen und bei beiden Produktionsprozessen auf. Sie lässt sich dadurch erklären, dass ein Schnitt beim Transversalimpuls des Vektorbosons bei $p_{T,V} \geq 250 \text{ GeV}$ gesetzt wurde. Da der Viererimpuls an jedem Vertex erhalten sein muss, werden mehr Leptonen berücksichtigt, welche einen größeren Transversalimpuls tragen als die Leptonen im inklusiven Phasenraum. Zudem wurden die Bins ab 150 GeV verbreitert, was automatisch zu einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts pro Bin führt. Das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz liegt bei der W-Boson-Produktion für diese Verteilung sowohl im inklusiven als auch im Analysephasenraum über dem Wert 1. Somit ist der Wirkungsquerschnitt der NLO-Verteilung im gesamten Energiebereich größer als der der LO-Verteilung. Im Bereich großer Energien wurde jedoch eigentlich ein Verhältnis unter 1 erwartet, da sich die Verteilung des Vektorbosons dem Tochterteilchen hier aufzwingen sollte. Der Anstieg des Verhältnisses im Bereich $p_T \geq 650 \text{ GeV}$ wird also durch eine statistische Fluktuation verursacht, was durch die großen Fehlerbalken in diesem Bereich bestätigt werden kann. Aufgrund der höheren Statistik bei der Z-Boson-Produktion verhält sich das Verhältnis dieser Produktion wie erwartet: Es liegt im Bereich kleiner Energien über 1 und ab einem Transversalimpuls des geladenen Leptons von $p_T \geq 650 \text{ GeV}$ in beiden Phasenräumen unter dem Wert 1. Der Wirkungsquerschnitt der LO-Verteilung ist im Bereich hoher Energien dementsprechend größer als der der NLO-Verteilung.

Die Wirkungsquerschnitte zur Pseudorapidität des geladenen Leptons mit dem größten

Transversalimpuls beim Zerfall des Vektorbosons sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Im Analysephasenraum ist die bevorzugte Produktionsrichtung durch das Maximum bei $\eta \approx 0$ wie beim Vektorboson die Richtung senkrecht zur LHC-Strahlachse. Dies gilt im Gegensatz zur Verteilung der Pseudorapidität des Vektorbosons jedoch auch für den inklusiven Phasenraum. Das Verhältnis der LO- und NLO-Datensätze liegt in beiden Phasenräumen fast durchgehend über dem Wert 1, was aufgrund der höheren Wirkungsquerschnitte des NLO-Datensatzes zu erwarten war. Lediglich im Bereich $4 \leq |\eta| \leq 5$ sinkt es im Analysephasenraum bei der Z-Boson-Produktion auf etwa 0,7 ab. Die Verteilungen der Verhältnisse haben bei beiden Produktionsprozessen und in beiden Phasenräumen ein flaches Minimum um $\eta \approx 0$. In diesem Bereich unterscheiden sich die Verteilungen des NLO- und des LO-Datensatz am wenigsten in der Höhe der Wirkungsquerschnitte.

In Abbildung 5.5 sind die Verteilungen als Funktion der Anzahl der Jets bei den Produktionsprozessen der Vektorbosonen dargestellt. Bei diesen Verteilungen wurden zwei weitere Schnitte in beiden Phasenräumen eingefügt, welche motiviert sind an Schnitten, welche in der Regel auf Rekonstruktionsebene in Analysen angewendet werden:

- Der Transversalimpuls eines jeden betrachteten Jets soll $p_{T,\text{Jet}} \geq 30 \text{ GeV}$ sein.
- Der Betrag der Pseudorapidität eines jeden betrachteten Jets soll $|\eta_{\text{Jet}}| \leq 2,4$ sein.

Des Weiteren wurden keine generierten Jets aus der GenJets-Kollektion berücksichtigt, welche innerhalb des Radiusparameters $\Delta R = 0,4$ liegen und mit den sichtbaren Boson-Zerfallsprodukten überlappen. Neutrinos sind, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, nicht in der GenJets-Kollektion enthalten. Die Wirkungsquerschnitte sinken im inklusiven Phasenraum für eine höhere Anzahl an Jets wie erwartet stufenweise ab. Im Analysephasenraum muss es jedoch aufgrund der Bedingung für den Transversalimpuls mindestens einen Jet geben. Hier tritt ein flaches Maximum bei zwei Jets bei der W- bzw. Z-Boson-Produktion auf. Das Verhältnis der Datensätze liegt bei beiden Vektorboson-Produktionsprozessen in beiden Phasenräumen bis zu einer Anzahl von drei Jets über dem Wert 1, das heißt, dass der NLO-Datensatz in diesem kinematischen Bereich mehr Wirkungsquerschnitt vorweist als der LO-Datensatz. Insbesondere für die Anzahl von einem bzw. zwei Jets ist der Wirkungsquerschnitt der NLO-Verteilung im inklusiven Phasenraum um etwa 70 % höher. Für eine höhere Anzahl an Jets jedoch fällt das Verhältnis in beiden Phasenräumen unter 1. Bei einer Anzahl von acht Jets liegt es bei der Z-Boson-Produktion im Analysephasenraum beim Wert 1. Für diese explizite Anzahl an Jets entspricht die Höhe des Wirkungsquerschnitts des NLO-Datensatzes im Analysephasenraum also der des LO-Datensatzes.

Die gleichen, zusätzlichen Schnitte werden auch auf die Verteilungen der Summe der Transversalimpulse aller Jets in Abbildung 5.6 angewandt. Durch diese Minimalanforderung an den Transversalimpuls eines einzelnen Jets und durch die Bedingung an den führenden Jet im Analysephasenraum ($p_{T,\text{Jet}0} \geq 100 \text{ GeV}$) lässt sich auch der steigende Wirkungsquerschnitt bei steigender Summe der Transversalimpulse aller Jets im Analysephasenraum erklären. Sowohl bei der Z- als auch bei der W-Boson-Produktion tritt ein flaches Maximum im Bereich $250 \text{ GeV} \leq H_T \leq 300 \text{ GeV}$ auf. Bei beiden Produktionsprozessen sinkt der Wirkungsquerschnitt im hochenergetischen Bereich ab 500 GeV leicht ab. Im inklusiven Phasenraum war ein höherer Wirkungsquerschnitt bei kleineren Transversalimpulsen zu erwarten, da im Vergleich zum Analysephasenraum häufiger wenige bis gar keine Jets gebündelt werden (vgl. Abbildung 5.5). Zu höheren Transversalimpulsen hin, sinkt der Wirkungsquerschnitt im inklusiven Phasenraum, wobei der Anstieg des Wirkungsquerschnitts im Bereich $150 \text{ GeV} \leq H_T \leq 200 \text{ GeV}$ durch die Verbreiterung der Bins ab 150 GeV kommt. Bei beiden Produktionsprozessen schwankt das Verhältnis im niederenergetischen Bereich im Analysephasenraum stark. Zu höheren Energien hin fällt die

Verteilung in beiden Phasenräumen ab. Bei der W-Boson-Produktion liegt das Verhältnis dennoch über 1. Lediglich im Bereich ab 650 GeV fällt das Verhältnis im Analysephasenraum leicht unter 1. Der Wirkungsquerschnitt des NLO-Datensatzes ist also fast im gesamten Bereich höher als der des LO-Datensatzes. Im Bereich hoher Energien wurde jedoch erwartet, dass die Verteilung in beiden Phasenräumen unter 1 sinkt, da sich die Verteilung des Transversalimpulses des Vektorbosons hier aufzwingen sollte. Auch hier ist wieder davon auszugehen, dass bei der W-Boson-Produktion statistische Fluktuationen auftreten. Dagegen fällt das Verhältnis bei der Z-Boson-Produktion wie erwartet ab 650 GeV im inklusiven Phasenraum und im Analysephasenraum bereits ab 500 GeV unter 1.

In Abbildung 5.7 sind die Wirkungsquerschnitte und Wirkungsquerschnittsverhältnisse als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet abgebildet. Bei beiden Produktionsprozessen steigt der Wirkungsquerschnitt im inklusiven Phasenraum kontinuierlich zu größeren Winkeln zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet hin an. Bei $|\Delta\phi| \approx \pi$ ist der Wirkungsquerschnitt beider inklusiver Datensätze maximal, also werden große Öffnungswinkel zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet bei beiden Produktionsprozessen bevorzugt. Im Analysephasenraum muss der Betrag des Winkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet aufgrund des Schnitts $|\Delta\phi(V; \text{Jet}0)| \geq 1,57$ sein. Für den Bereich $\pi/2 \leq |\Delta\phi| \leq \pi$ steigt der Wirkungsquerschnitt beider Datensätze bei beiden Vektorboson-Produktionsprozessen kontinuierlich an. Der Azimutalwinkel zwischen dem führenden Jet und dem Vektorboson beträgt demnach in beiden Phasenräumen am häufigsten 180° . Im inklusiven Phasenraum steigt das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz zu größeren Azimutalwinkeln hin, wobei es im gesamten betrachteten Bereich über 1 liegt. Der Wirkungsquerschnitt des NLO-Datensatzes ist also im gesamten Bereich wie erwartet größer als der des LO-Datensatzes. Im Analysephasenraum, in welchem das Verhältnis jedoch stärker schwankt, gilt das im Bereich großer Winkel auch.

In Abbildung 5.8 ähneln sich die Verteilungen als Funktion der invarianten Masse der Vektorbosonen im inklusiven und Analysephasenraum sehr. Die Wirkungsquerschnitte des Analysephasenraums liegen jedoch wie erwartet bei erheblich geringeren Wirkungsquerschnitten. Da die Masse des W-Bosons bei etwa 80 GeV und die des Z-Bosons bei etwa 91 GeV liegt, tritt bei der W-Boson-Produktion im Bereich $80 \text{ GeV} \leq M_{\text{inv}} \leq 85 \text{ GeV}$ und bei der Z-Boson-Produktion im Bereich $90 \text{ GeV} \leq M_{\text{inv}} \leq 95 \text{ GeV}$ ein Maximum auf. Die Verhältnisse der Datensätze liegen aufgrund der höheren Wirkungsquerschnitte des NLO-Datensatzes in beiden Phasenräumen und bei beiden Produktionsprozessen konstant über dem Wert 1. Bei der Z-Boson-Produktion weist der NLO-Datensatz im inklusiven Phasenraum etwa 25 % mehr Wirkungsquerschnitt vor als der LO-Datensatz. Bei der W-Boson-Produktion liegt die Abweichung in der Höhe des Wirkungsquerschnitts zwischen den Datensätzen für $70 \text{ GeV} \leq M_{\text{inv}} \leq 100 \text{ GeV}$ im gleichen Bereich. Für Massen über 100 GeV steigt das Verhältnis bei der W-Boson-Produktion im inklusiven Phasenraum auf 2,5 bzw. im Analysephasenraum auf 4,5 an. Woraus dieser erhebliche Anstieg des Wirkungsquerschnitts insbesondere im NLO-Datensatz im Analysephasenraum resultiert, konnte in dieser Arbeit nicht geklärt werden. Dies sollte in zukünftigen Studien weitergehend analysiert werden.

Die Verteilungen zur transversalen Masse der Vektorbosonen finden sich in Abbildung 5.9. Auch hier sehen sich die Verteilungen der zwei Phasenräume sehr ähnlich, unterscheiden sich jedoch in der Höhe des Wirkungsquerschnitts. Bei der W-Boson-Produktion steigt der Wirkungsquerschnitt bis zum Maximalwert im Bereich $75 \text{ GeV} \leq m_T \leq 80 \text{ GeV}$ an. Bei der Z-Boson-Produktion liegt der Maximalwert im Bereich $85 \text{ GeV} \leq m_T \leq 90 \text{ GeV}$. Die Masse des W-Bosons fällt in den Bereich mit höchstem Wirkungsquerschnitt, die Z-Boson-Masse

liegt jedoch bei etwa 91 GeV. Diese Ungenauigkeit könnte an der Wahl der Breite der Bins liegen. Es wäre vermutlich besser, den Literaturwert der Masse in die Mitte eines Bins zu legen oder die Bins kleiner zu wählen. Andererseits könnte jedoch auch eine statistische Fluktuation eine leichte Verschiebung des Peaks hin zu kleineren Transversalmassen bedeuten. Nach dem Maximum fällt der Wirkungsquerschnitt der transversalen W-Boson-Masse stark ab. Dieser Bereich wird in der Theorie Jacobi-Kante genannt. In der Verteilung ist jedoch keine harte Kante wie theoretisch vorhergesagt zu sehen, sondern eine leichte Abstufung. Diese Verschmierung hat mehrere Gründe: Einerseits treten QCD-Effekte höherer Ordnung auf. Andererseits wird das W-Boson bei der generierten Proton-Proton-Kollision nicht in Ruhe erzeugt und hat eine endliche Zerfallsbreite von $\Gamma_W = 2,085 \text{ GeV}$ [10]. Der NLO-Datensatz hat im gesamten Bereich einen höheren Wirkungsquerschnitt vorzuweisen als der LO-Datensatz, sodass das Verhältnis im inklusiven und Analysephasenraum bei beiden Produktionsprozessen konstant über dem Wert 1 liegt. Im Analysephasenraum schwankt es jedoch mehr. Die gleiche Diskontinuität in der Verteilung wie in Abbildung 5.8 ist auch im Bereich ab 100 GeV in der Verteilung der transversalen W-Boson-Masse in beiden Phasenräumen zu sehen. Anhand des Verhältnisses der Datensätze wird jedoch deutlich, dass der NLO-Datensatz bei dieser Variable noch einen größeren Unterschied in der Höhe des Wirkungsquerschnitts im Vergleich zum LO-Datensatz aufweist. Das Verhältnis liegt im inklusiven Phasenraum etwa bei 5 und im Analysephasenraum bei 15. Diese Diskontinuität in der Verteilung sollte, wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, in einer weiterführenden Studie näher untersucht werden.

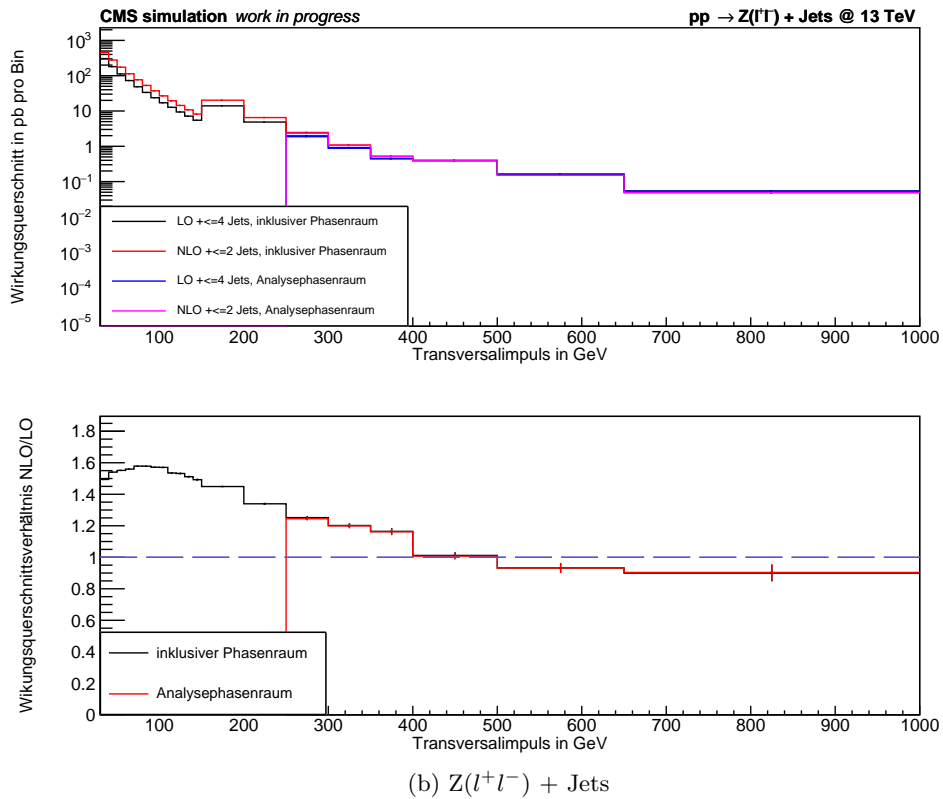
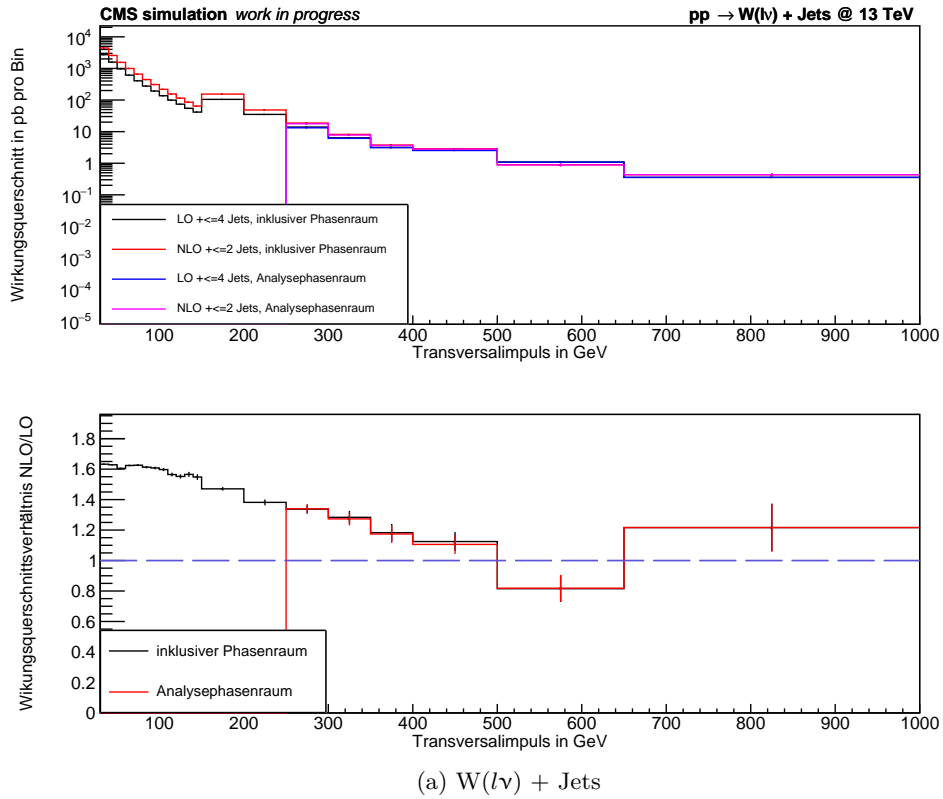


Abbildung 5.1: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) für die LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

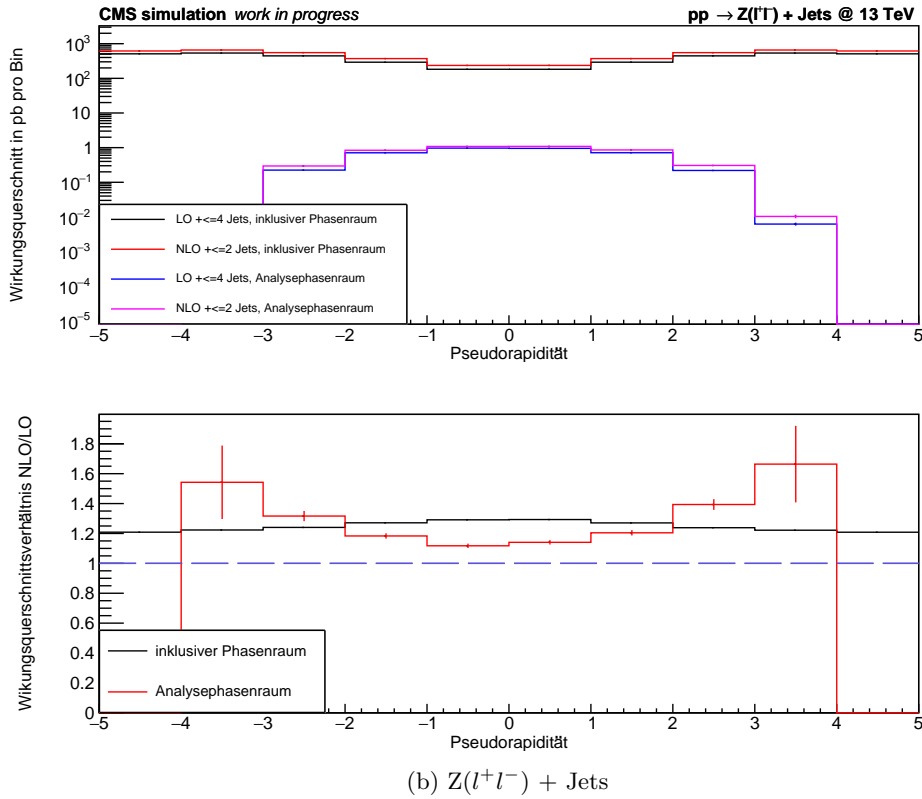
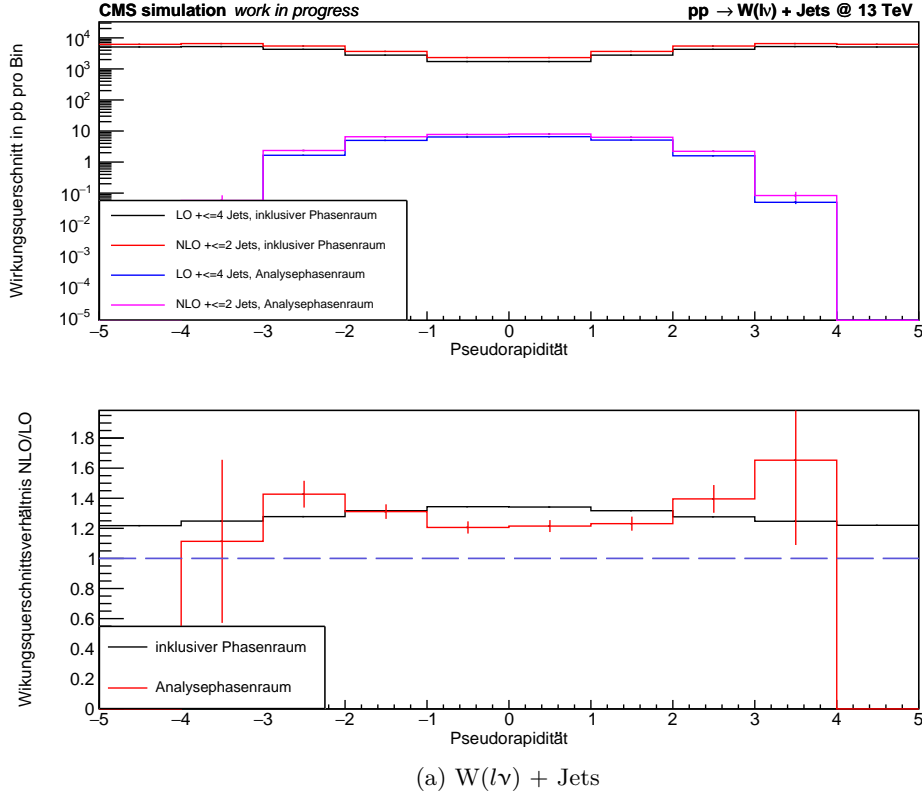


Abbildung 5.2: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) für die LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

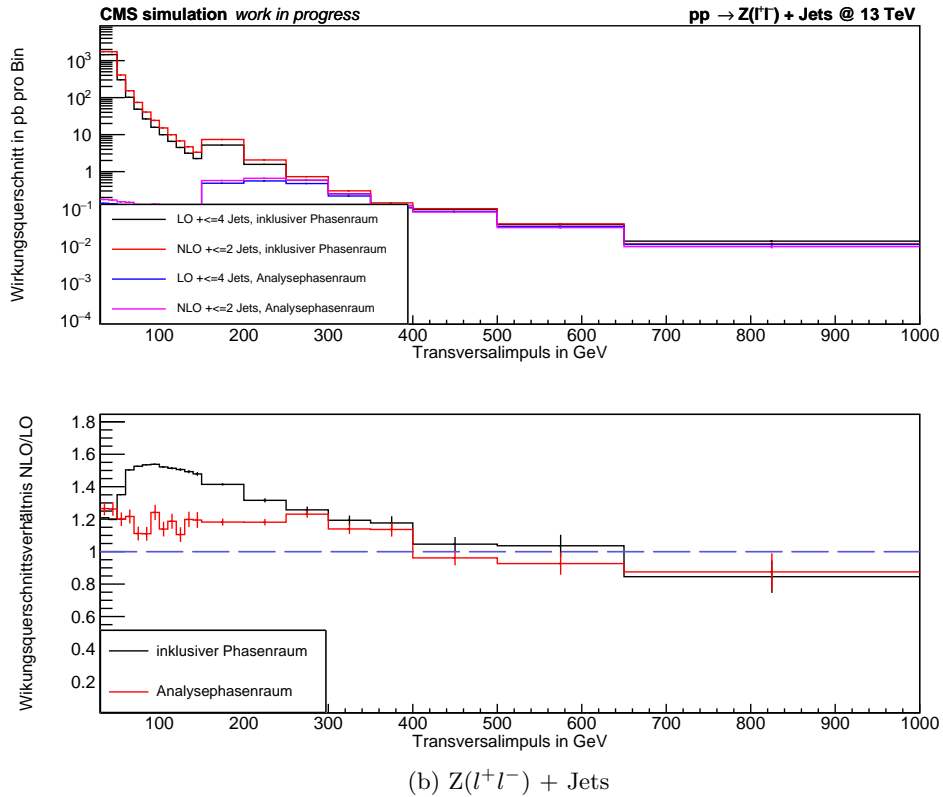
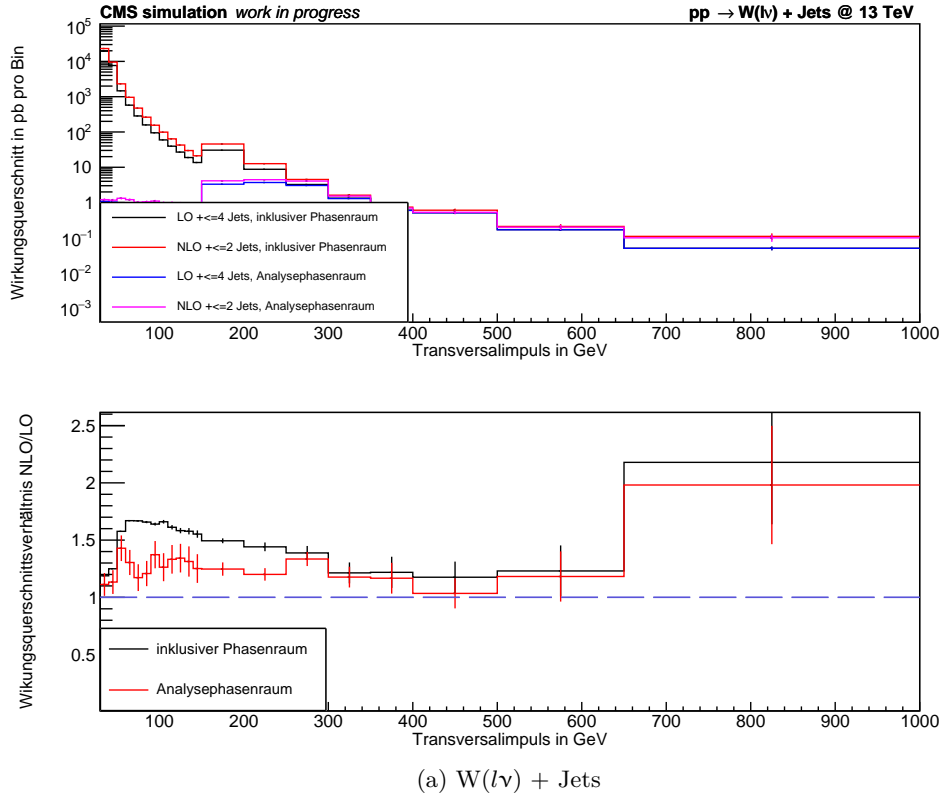


Abbildung 5.3: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des geladenen Leptons mit dem größten Transversalimpuls aus dem Zerfall des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) für die LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

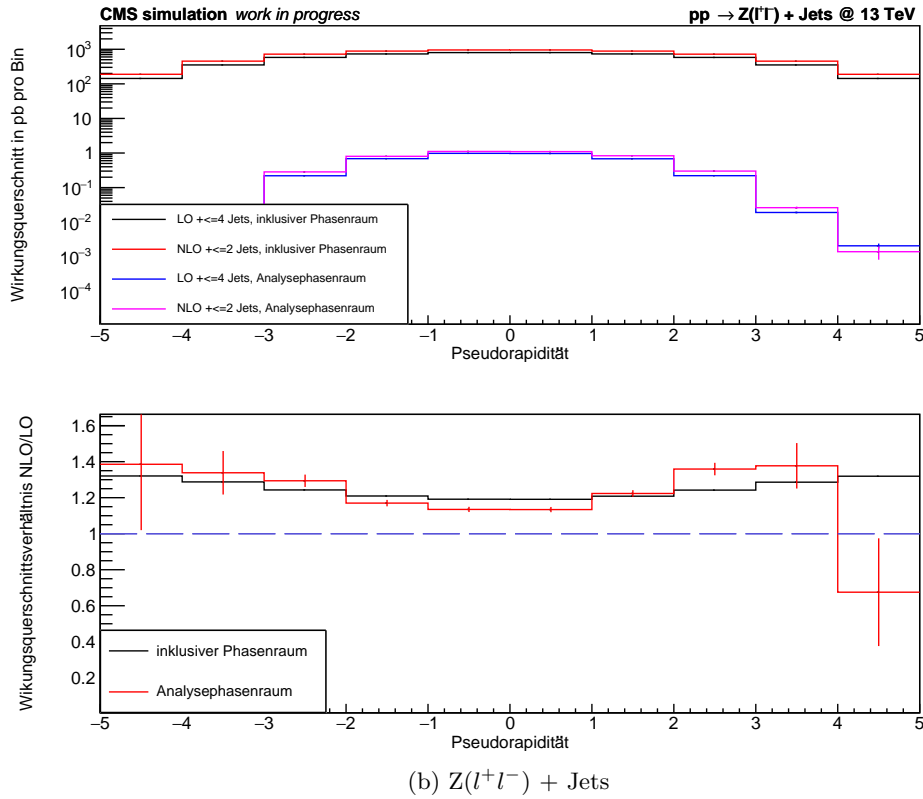
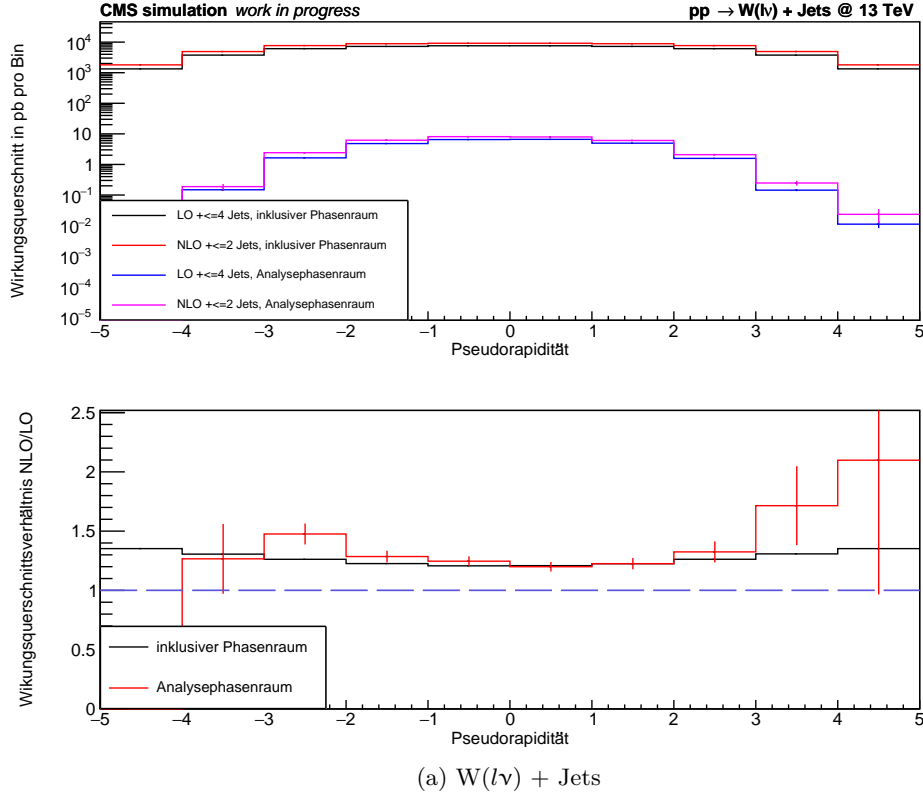


Abbildung 5.4: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität des geladenen Leptons mit dem größten Transversalimpuls aus dem Zerfall des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) für die LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

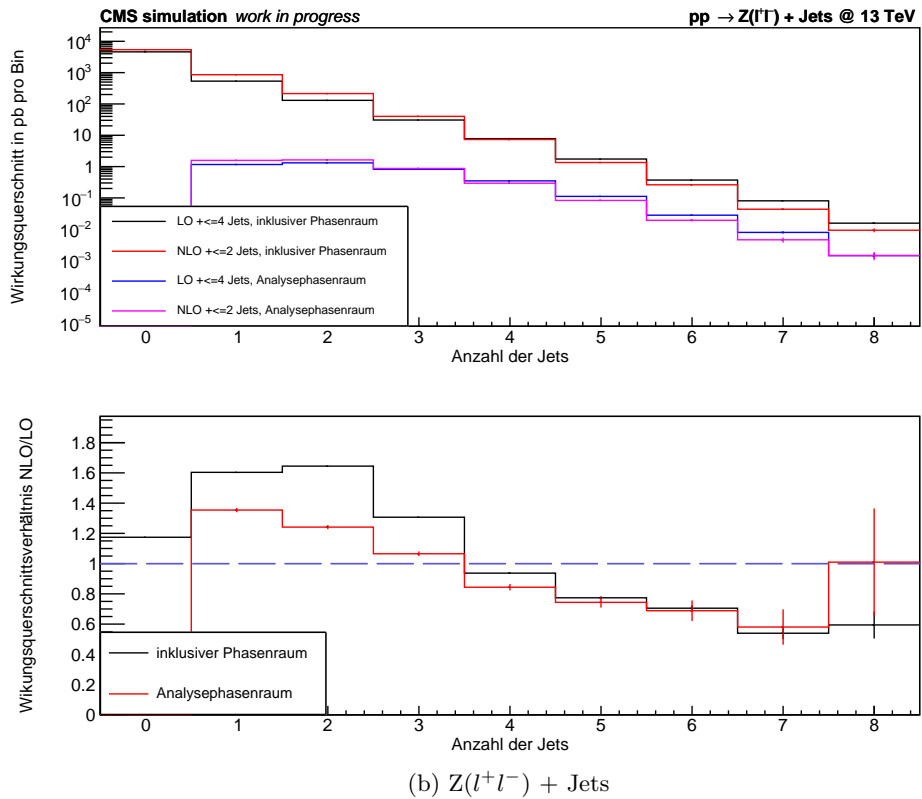
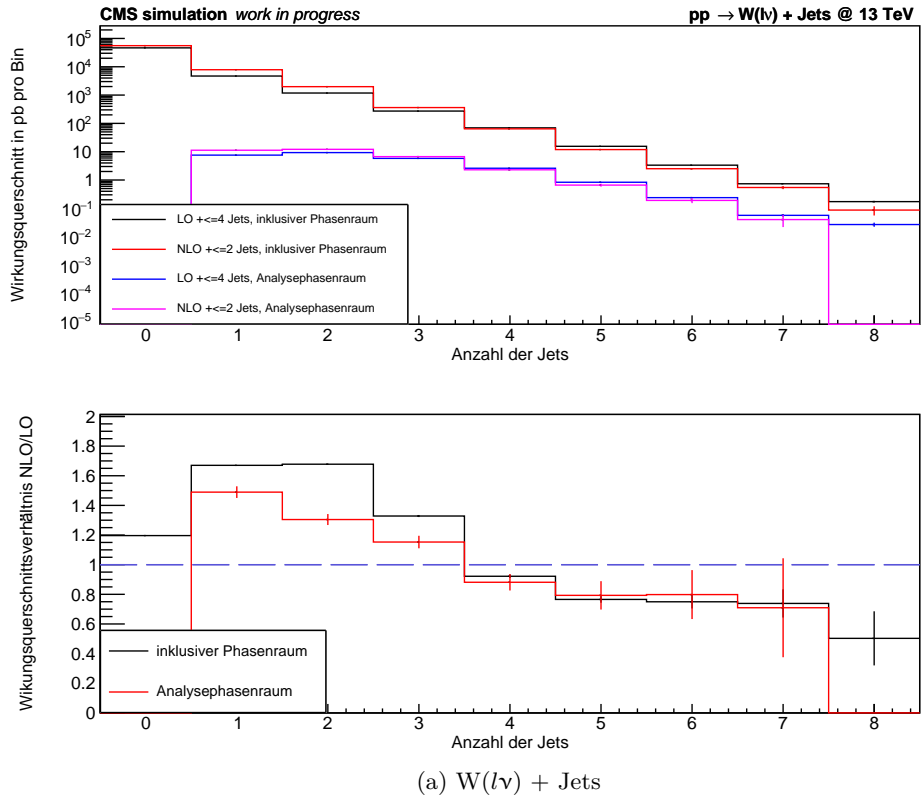


Abbildung 5.5: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Anzahl der Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

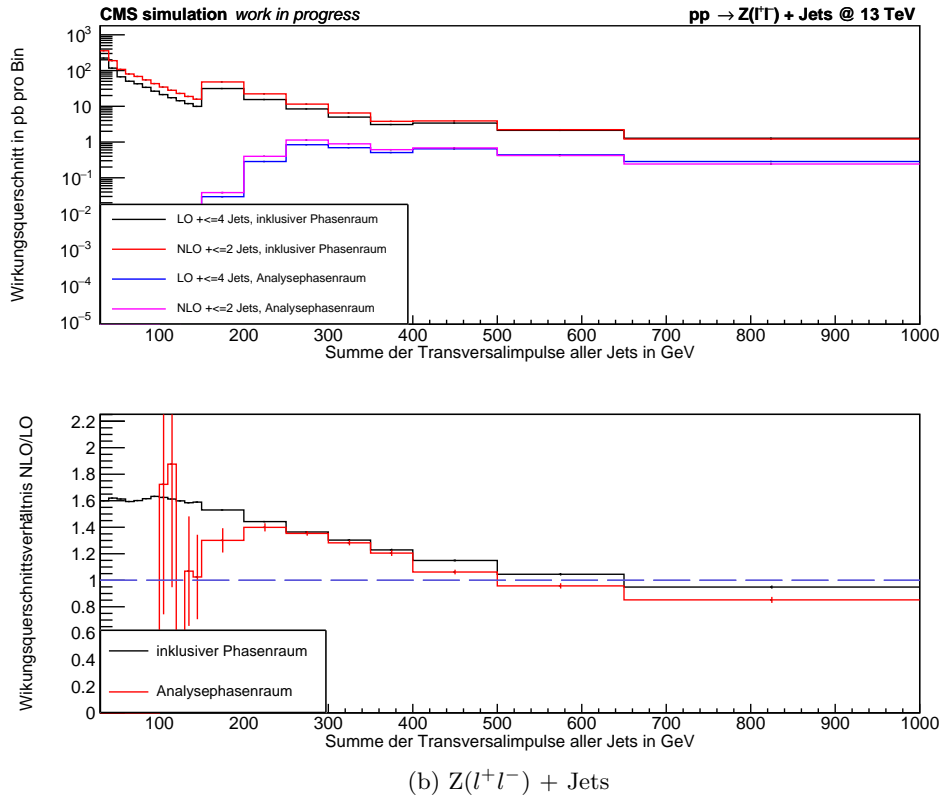
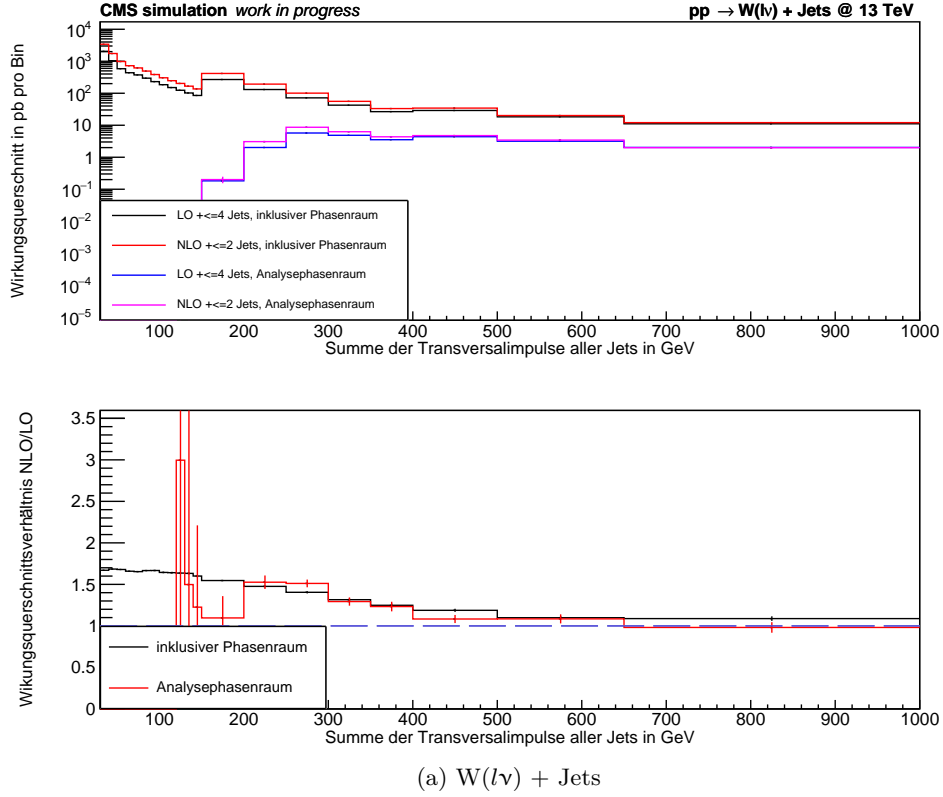


Abbildung 5.6: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

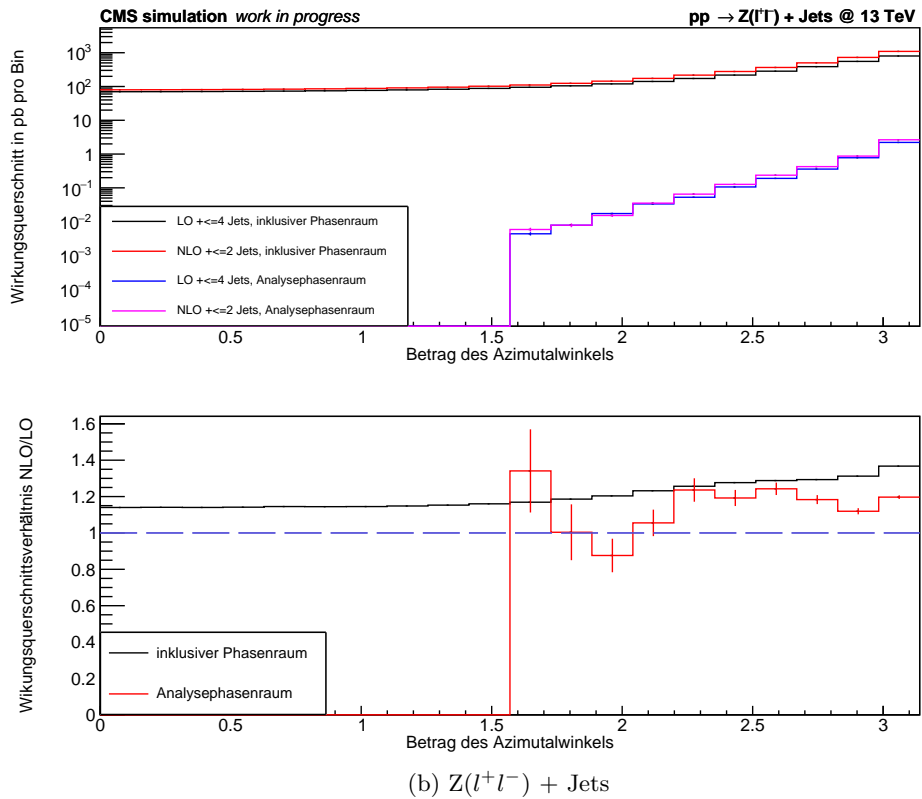
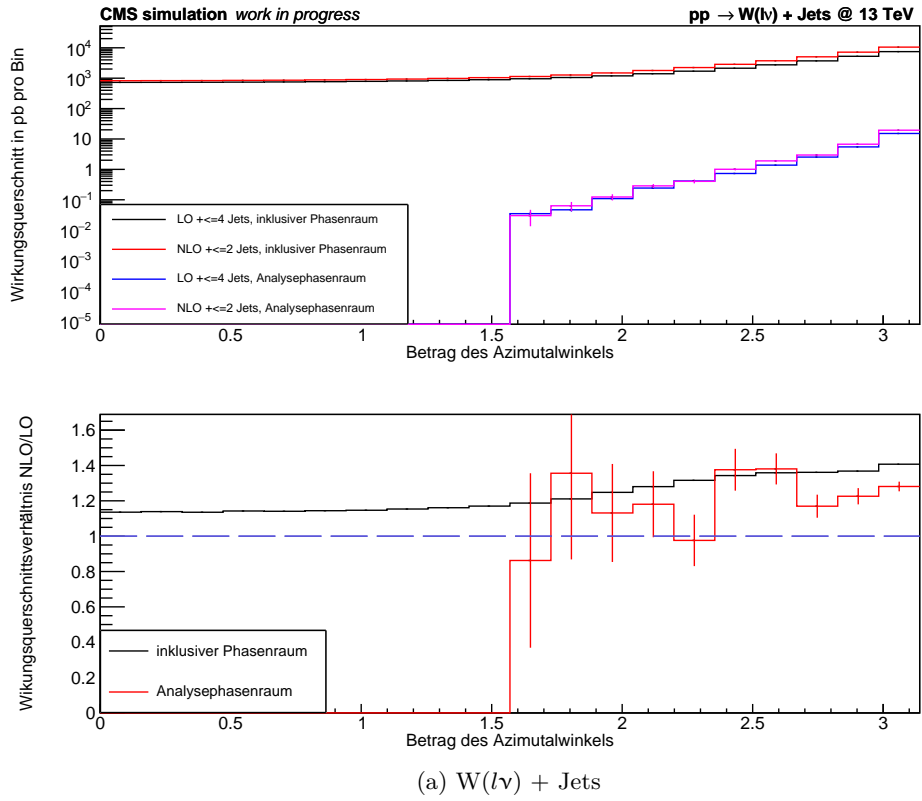


Abbildung 5.7: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem (a) W-Boson bzw. dem (b) Z-Boson und dem führenden Jet im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

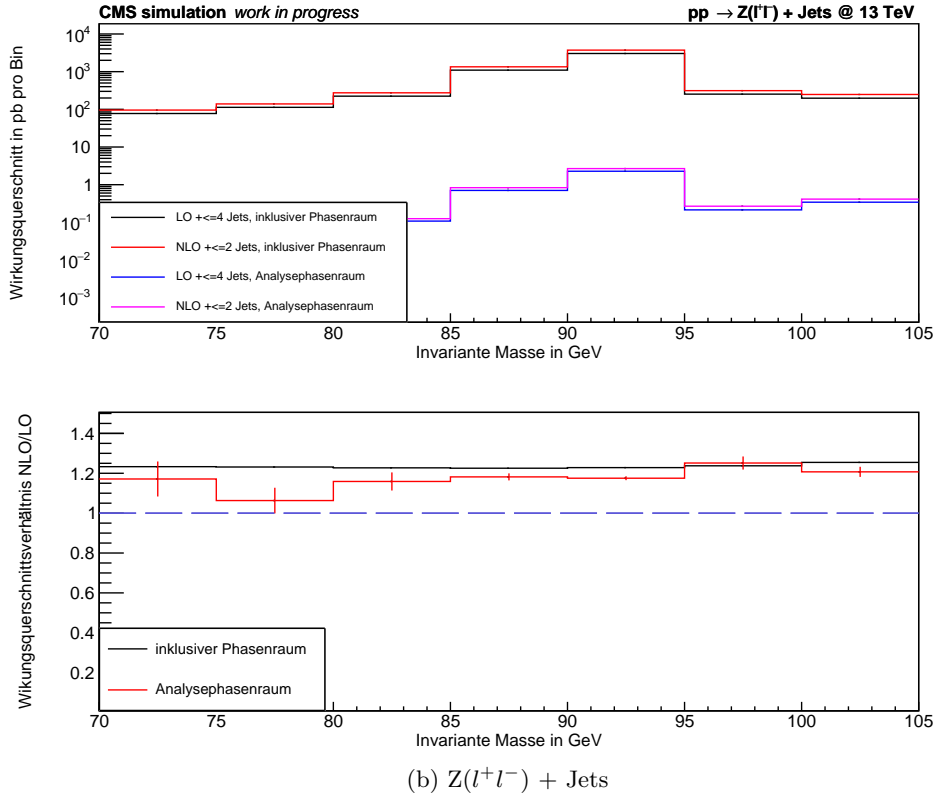
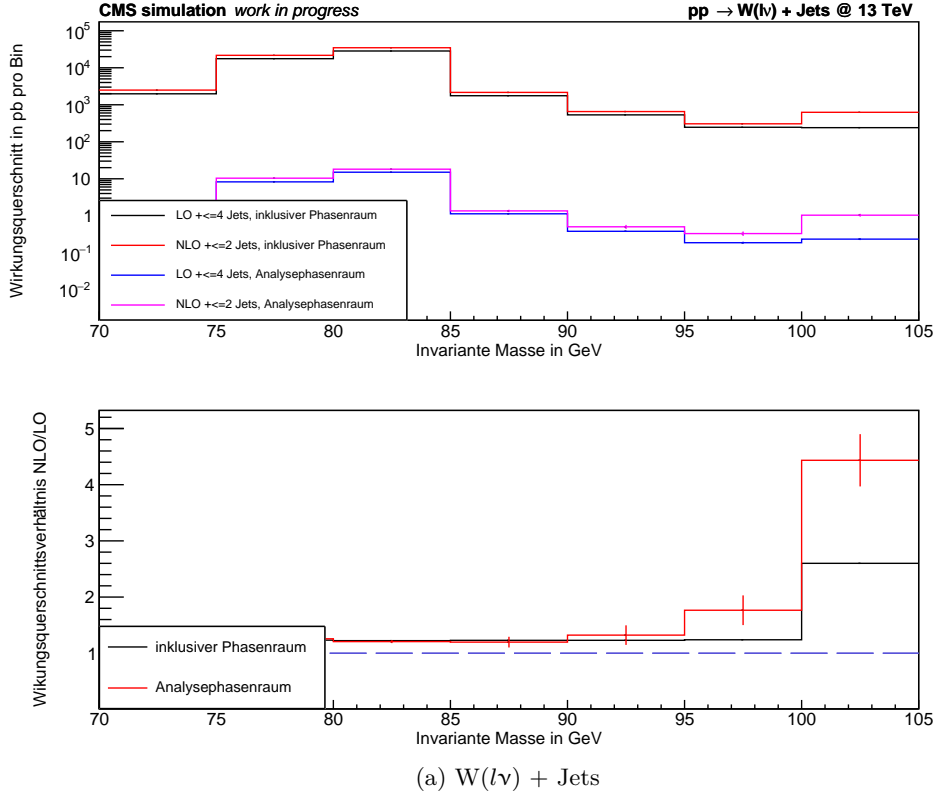


Abbildung 5.8: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten Masse des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

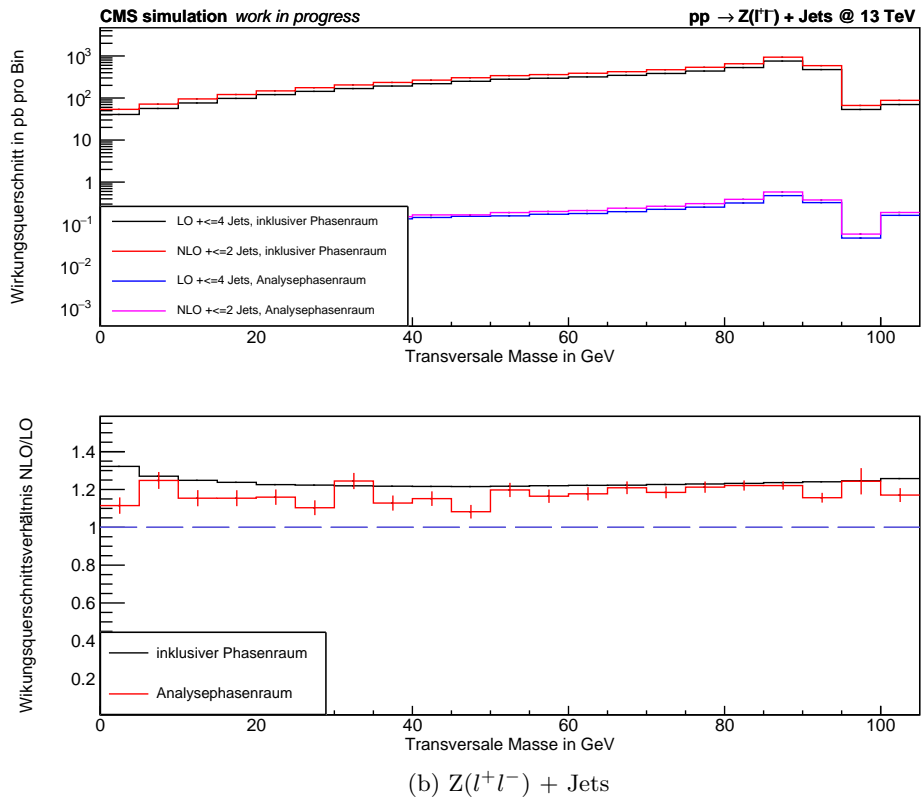
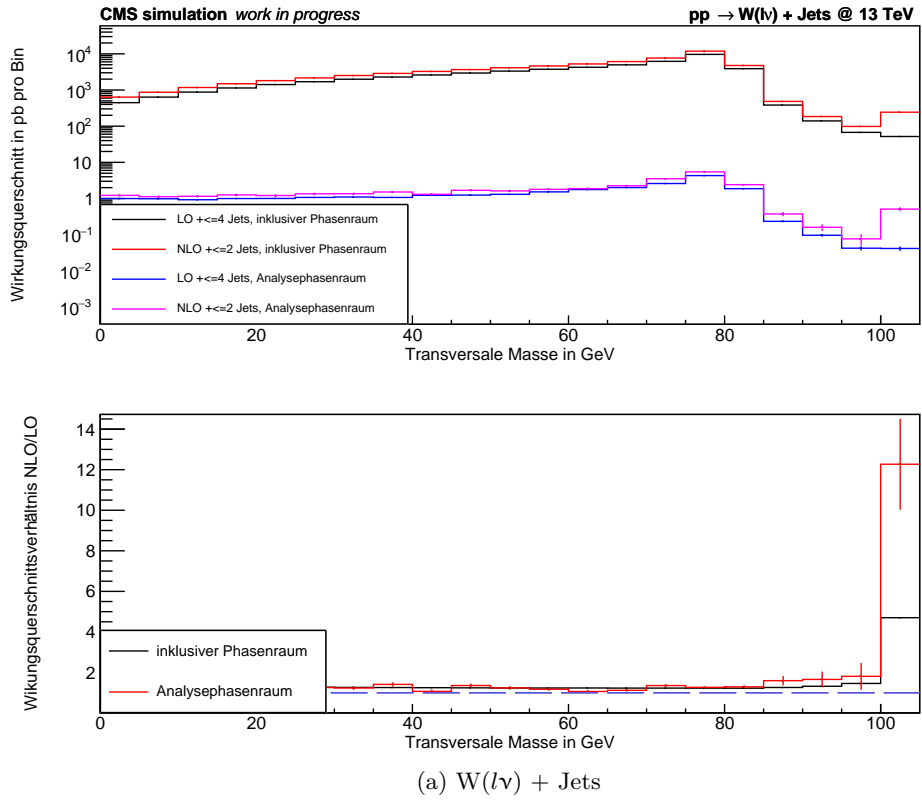


Abbildung 5.9: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

5.2 Vergleich von MC-Datensätzen mit Theorie-Verteilungen anhand des Transversalimpulses des Vektorbosons

In Abbildung 5.10 sind im oberen Teil die Wirkungsquerschnitte als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons der Monte-Carlo-Datensätze in führender und nächstführender Ordnung und der Theorie-Verteilungen in führender, nächstführender und nächstnächstführender Ordnung (LO, NLO, NNLO) für die (a) W- und für die (b) Z-Boson-Produktion eingezeichnet. Die Verteilungen werden in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Vektorbosons betrachtet, da ausschließlich diese kinematische Größe in der Theorie-Publikation [5] untersucht wurde. Im unteren Teil der Abbildung ist jeweils das Wirkungsquerschnittsverhältnis der genannten Datensätze zur NLO-Theorie-Verteilung abgebildet. Dies dient lediglich dem besseren Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Verteilungen. Die Theorie-Verteilungen wurden der Theorie-Publikation „Precise predictions for V + jets dark matter backgrounds“ von J. M. Lindert et al. [5] entnommen, sodass bei dieser Abbildung das von der Theorie-Publikation vorgeschlagene Theorie-Binning benutzt wird. Dies gilt der Vergleichbarkeit halber auch für die MC-Datensätze. Die Theorie-Publikation sowie das gewählte Binning wurden näher in Abschnitt 4.3 beschrieben. Wie bereits in Abschnitt 4.3 erwähnt, wurde in den Theorie-Verteilungen der Theorie-Publikation ein Schnitt für die invariante Masse der leptonischen Zerfallsprodukte des Z-Bosons bei $m_{ll} > 30 \text{ GeV}$ gesetzt. Bei den MC-Datensätzen wurde dieser Schnitt jedoch bei $m_{ll} > 50 \text{ GeV}$ gesetzt. Die Verteilungen des W- und Z-Bosons verhalten sich im Bereich von 30 GeV bis 50 GeV dennoch sehr ähnlich, da sowohl der Photon-Anteil als auch der Z-Boson-Anteil im Wirkungsquerschnitt der Drell-Yan-Produktion in diesem Bereich stark unterdrückt sind. Der Impulsübertrag Q^2 liegt weit entfernt von der Masse des reellen Photons bzw. Z-Bosons.

Wie bereits Abbildung 5.1 im vorangegangenen Abschnitt 5.1 veranschaulicht, sinkt der Wirkungsquerschnitt der MC-Datensätze zu höheren Energien hin von seinem Maximum bei niedrigen Energien ungefähr exponentiell ab. Hierbei liegt die NLO-Verteilung wie erwartet über der LO-Verteilung, es gibt lediglich leichte Schwankungen bei höheren Energien. So verhält es sich auch mit den Theorie-Verteilungen: Die NNLO-Verteilung weist durchgehend den höchsten Wirkungsquerschnitt der drei Theorie-Verteilungen vor, gefolgt von der NLO- und LO-Verteilung. Auch die Theorie-Verteilungen haben ein Maximum bei einem Transversalimpuls von 30 GeV und fallen dann zu höheren Energien hin exponentiell ab. Der leichte Anstieg des Wirkungsquerschnitts pro Bin im Bereich $150 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 200 \text{ GeV}$ tritt bei allen Datensätzen auf und entsteht durch die Verbreiterung der Bins ab 150 GeV.

Anhand des unteren Teils der Abbildung wird deutlich, dass die NNLO-Theorie-Verteilung durchgehend einen etwas höheren Wirkungsquerschnitt hat als die NLO-Theorie-Verteilung, da das Verhältnis auf dem gesamten Bereich bei beiden Produktionsprozessen über dem Wert 1 liegt. Dagegen liegt der Wert beim Verhältnis der LO-Theorie-Verteilung zur NLO-Theorie-Verteilung bei etwa 0,6 und damit deutlich unter 1. Dies verdeutlicht die Wichtigkeit von Korrekturen höherer Ordnung in der QCD Störungstheorie. Das Verhältnis des generierten MC-Datensatzes der nächstführenden Ordnung zum Theorie-Datensatz der nächstführenden Ordnung liegt im Bereich $30 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 600 \text{ GeV}$ bei der W-Boson-Produktion über dem Wert 1. Zu höheren Werten hin nehmen die statistischen Unsicherheiten der MC-Simulation stark zu. Bei der Z-Boson-Produktion liegt das Verhältnis im gesamten Bereich über dem Wert 1. Es kann also wie erwartet keine exakte Übereinstimmung zwischen dem MC-Datensatz und dem Theorie-Datensatz gleicher Ordnung gefunden werden. Das liegt an Ereignissen mit zusätzlich generierten Jets in der MC-Simulation. Das Verhältnis des LO-MC-Datensatzes zum NLO-Theorie-Datensatz liegt bei der W-Boson-Produktion im Bereich $30 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 300 \text{ GeV}$ und bei der Z-Boson-

Produktion im Bereich $30 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 250 \text{ GeV}$ unter dem Wert 1. Dementsprechend hat der MC-Datensatz der führenden Ordnung in diesem kinematischen Bereich einen kleineren Wirkungsquerschnitt als der Theorie-Datensatz der nächstführenden Ordnung, im anschließenden Bereich bis $p_{T,V} = 1 \text{ TeV}$ jedoch einen größeren.

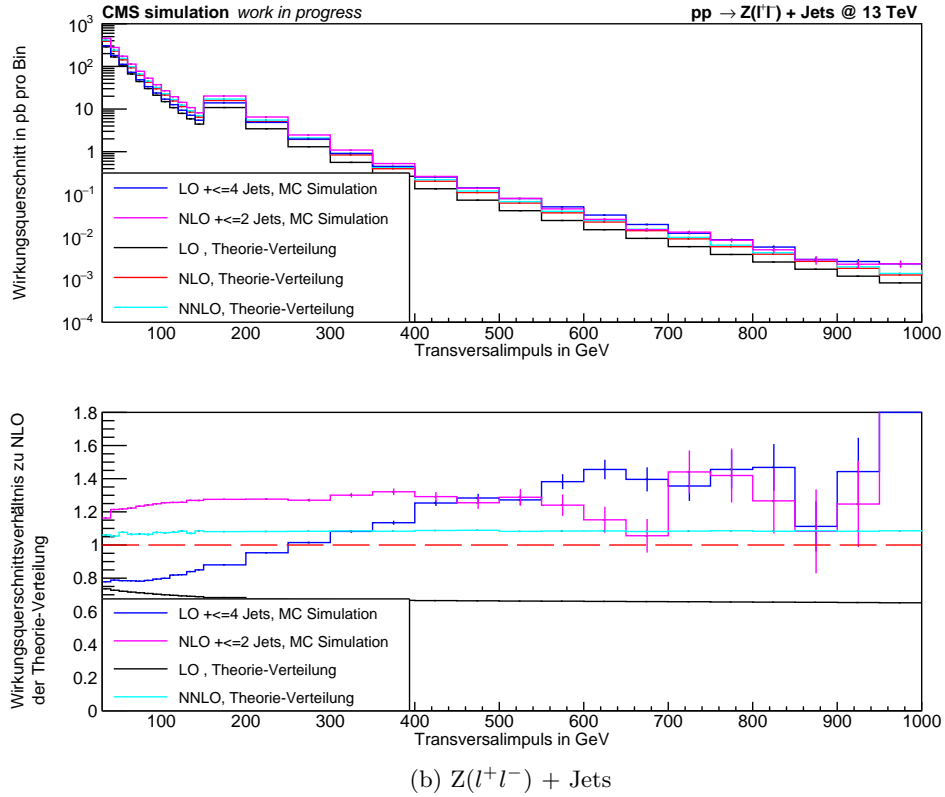
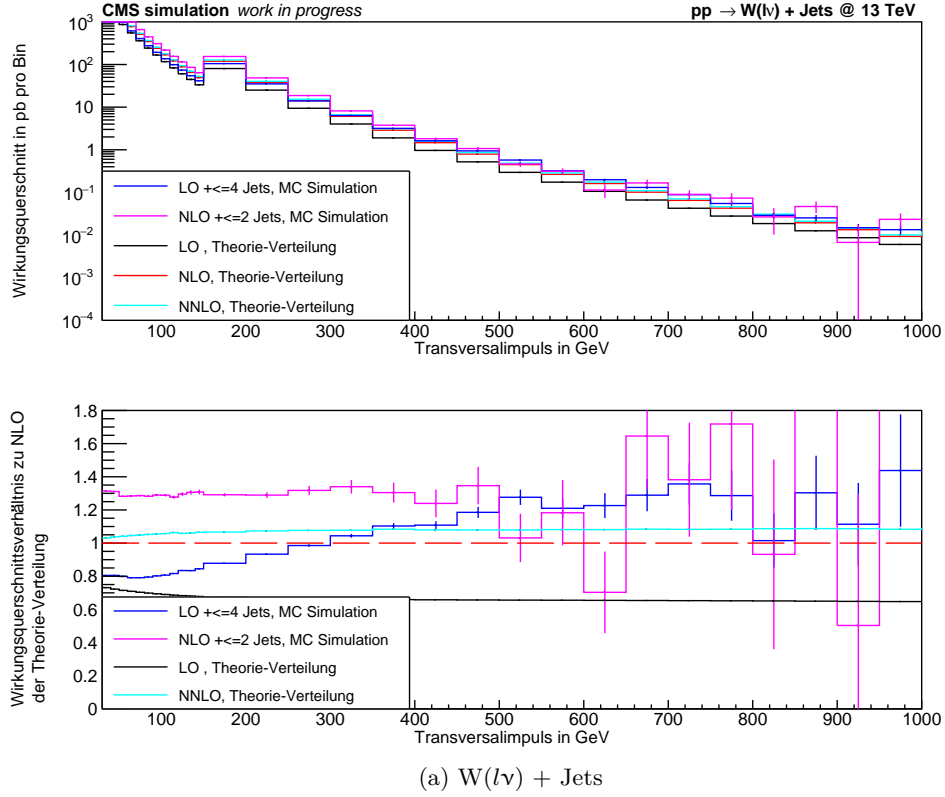


Abbildung 5.10: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons des LO-/NLO-Datensatzes der MC-Simulation (blau/pink) und der LO-/NLO-/NNLO-Theorie-Verteilungen (schwarz/rot/türkis) im inklusiven Phasenraum mit Theorie-Bin-ning. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis des LO-/NLO-Datensatzes der MC-Simulation (blau/pink) und der LO-/NNLO-Theorie-Verteilung (schwarz/türkis) zur NLO-Theorie-Verteilung.

5.3 Eindimensionale Korrekturfaktoren

In diesem Abschnitt werden eindimensionale Korrekturfaktoren auf die LO-Datensätze angewandt, welche aus dem Verhältnis aus NLO-/LO-Datensatz der jeweiligen kinematischen Größe abgeleitet wurden, um den „Closure Test“ durchzuführen. In Abschnitt 5.3.1 wird ein eindimensionaler Korrekturfaktor im inklusiven Phasenraum und in Abschnitt 5.3.2 im Analysephasenraum zur Neugewichtung genutzt, um die beiden Arten von Korrekturfaktoren in Abschnitt 5.3.3 vergleichen zu können.

Bei der Analyse der Verteilungen wird insbesondere drei Fragestellungen nachgegangen: Verbessern die eindimensionalen Korrekturfaktoren auch Verteilungen anderer Variablen, welche nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen sind? Kann es funktionieren, einen Korrekturfaktor im inklusiven Phasenraum abzuleiten und diesen im Analysephasenraum gewinnbringend anzuwenden? Wie gut funktioniert die Neugewichtung einer inklusiven Verteilung mit einem Korrekturfaktor, welcher im Analysephasenraum abgeleitet wurde?

5.3.1 Korrekturfaktor im inklusiven Phasenraum

Als naiver, eindimensionaler Korrekturfaktor wird das Verhältnis NLO-/LO-Datensatz als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons ($p_{T,V}$) im inklusiven Phasenraum gewählt. Diese Variable wird genutzt, da sie auch in der Theorie-Publikation [5] als geeignete Variable zur Monte-Carlo-Neugewichtung eingeführt wird (siehe Abschnitt 4.3).

In Abbildung 5.11 wird der Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ auf die Verteilungen als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons des inklusiven als auch Analysephasenraums angewandt. Im inklusiven Phasenraum liegt das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum neugewichteten LO-Datensatz auf dem gesamten Energiebereich bei beiden Produktionsprozessen nahezu konstant bei 1. Das war zu erwarten, da diese Verteilung in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen ist und dient dementsprechend der Validierung der Methode. Dennoch liegt das Verhältnis im Bereich $650 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 1000 \text{ GeV}$ bei der Z-Boson-Produktion etwas über dem Wert 1. Das liegt daran, dass die Berechnung der Korrekturfaktoren in einem ersten Lauf über die Datensätze erfolgt und das Berechnen der korrigierten Wirkungsquerschnitte mithilfe der Korrekturfaktoren in einem zweiten. Bei beiden Läufen ist mit einem geringen Datenverlust an generierten Ereignissen zu rechnen, welcher diese Ungenauigkeit in der Verteilung hervorruft. Im Analysephasenraum schwankt das Verhältnis leicht um den Wert 1. Das zeigt, dass ein inklusiver Korrekturfaktor auch im Analysephasenraum funktionieren kann.

Im Folgenden soll der Korrekturfaktor als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons auf weitere eindimensionale Verteilungen angewandt werden, welche nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen sind, um zu beurteilen, ob der eindimensionale Korrekturfaktor auch LO-Verteilungen anderer kinematischer Größen auf die NLO-Verteilung abbilden kann. Eine Beurteilung der Neugewichtung erfolgt wieder mithilfe des „Closure Tests“. Falls eine exakte Abbildung auf die NLO-Verteilung nicht möglich ist, wird geprüft, ob die korrigierte LO-Verteilung im betrachteten kinematischen Bereich im Vergleich zur nicht-korrigierten LO-Verteilung näher an der NLO-Verteilung liegt.

In Abbildung 5.12 sind die Verteilungen in Abhängigkeit des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet dargestellt. Auch hier kann der Korrekturfaktor den LO-Datensatz im inklusiven Phasenraum wieder gut auf den NLO-Datensatz abbilden. Bei beiden Produktionsprozessen liegt das Verhältnis der Datensätze im inklusiven

Phasenraum für den Bereich $0 \leq |\Delta\phi| \leq \pi/2$ leicht unter dem Wert 1 und steigt dann für den Bereich $\pi/2 \leq |\Delta\phi| \leq \pi$ auf einen Wert über 1 an. Die Verteilung ist ein Beispiel dafür, dass ein Korrekturfaktor einer Variable bei der Verteilung einer anderen Variable zu einer erheblichen Verbesserung der LO-Verteilung führen kann. Das liegt vermutlich daran, dass die beiden Variablen stark korreliert sind. Im Analysephasenraum weicht der korrigierte LO-Datensatz noch stark vom NLO-Datensatz ab. Der Grund liegt einerseits darin, dass die Verteilung des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen ist und folglich keine Informationen über diese Variable in dem Korrekturfaktor enthalten sind. Andererseits stammt der Korrekturfaktor zusätzlich noch nicht aus Verteilungen des Analysephasenraums, sondern aus Verteilungen des inklusiven Phasenraums. Dennoch schwankt das Verhältnis im Analysephasenraum um den Wert 1. Insbesondere bei der Z-Boson-Produktion liegt es bei betragsmäßig großen Werten des Azimutalwinkels nah bei 1. Im Vergleich zur unkorrigierten LO-Verteilung in Abbildung 5.7 entspricht die korrigierte Verteilung der NLO-Verteilung also besser.

In Abbildung 5.13 sind die Verteilungen als Funktion der Anzahl der Jets dargestellt. Anhand des Verhältnisses ist offensichtlich, dass der LO-Datensatz im inklusiven Phasenraum bei beiden Produktionsprozessen für eine Anzahl von null Jets gut auf den NLO-Datensatz abgebildet werden kann. Bei einer höheren Anzahl an Jets oder bei der Betrachtung des Verhältnisses im Analysephasenraum schwankt dieses jedoch sehr. Man kann die LO-Verteilung durch die Anwendung des Korrekturfaktors folglich nicht perfekt auf die NLO-Verteilung abbilden. Dennoch wird die LO-Verteilung für eine geringe Anzahl an Jets auch im Analysephasenraum besser auf die NLO-Verteilung abgebildet als die unkorrigierte LO-Verteilung in Abbildung 5.5. Für eine Anzahl an Jets größer als vier weicht das Verhältnis der NLO-Verteilung zur neugewichteten LO-Verteilung sowohl im inklusiven als auch im Analysephasenraum bei beiden Produktionsprozessen jedoch stärker vom Wert 1 ab als das Verhältnis zur nicht-korrigierten LO-Verteilung. In diesem Bereich wird die NLO-Verteilung folglich besser durch die unkorrigierte LO-Verteilung als durch die korrigierte reproduziert. Bei beiden Vektorboson-Produktionsprozessen liegt das Wirkungsquerschnittsverhältnis in beiden Phasenräumen ab einer Anzahl von drei Jets unter dem Wert 1. Folglich ist der Wirkungsquerschnitt der neugewichteten LO-Verteilung ab dieser Anzahl größer als der der NLO-Verteilung.

In Abbildung 5.14 wird der Korrekturfaktor auf den LO-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets angewandt. Wird der „Closure Test“ durchgeführt, wird jedoch deutlich, dass der Korrekturfaktor die LO-Verteilung nicht perfekt auf die NLO-Verteilung abbilden kann, da das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz im inklusiven und Analysephasenraum nicht beim Wert 1 liegt. Im Bereich $0 \text{ GeV} \leq H_T \leq 200 \text{ GeV}$ liegt das Verhältnis der NLO-Verteilung zur neugewichteten LO-Verteilung im inklusiven Phasenraum konstant über 1. Im Analysephasenraum gilt das bei der W-Boson-Produktion im Bereich $200 \text{ GeV} \leq H_T \leq 300 \text{ GeV}$ und bei der Z-Boson-Produktion im Bereich $150 \text{ GeV} \leq H_T \leq 400 \text{ GeV}$. Die korrigierte LO-Verteilung hat also einen zu niedrigen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zur NLO-Verteilung. Verglichen mit dem Verhältnis zur nicht-korrigierten LO-Verteilung in Abbildung 5.6 liegt das Verhältnis trotzdem näher bei 1. Dementsprechend wird die LO-Verteilung durch die Anwendung des Korrekturfaktors in diesem Bereich besser auf die NLO-Verteilung abgebildet. Im niederenergetischeren Bereich des Analysephasenraums schwankt das Verhältnis stark. Zu höheren Energien hin fällt das Verhältnis in beiden Phasenräumen unter 1. In diesem kinematischen Bereich hat die Neugewichtung also bewirkt, dass die LO-Verteilung einen zu hohen Wirkungsquerschnitt vorweist im Vergleich mit der NLO-Verteilung. Des Weiteren

weicht sie stärker von dieser ab als die nicht-korrigierte LO-Verteilung.

Wie bereits erwähnt, sind keine Informationen über diese Variablen in dem Korrekturfaktor enthalten, sodass der korrigierte LO-Datensatz wie erwartet nicht perfekt auf den NLO-Datensatz abgebildet werden kann. Der „Closure Test“ hat dennoch nicht nur bei der Verteilung als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons gut funktioniert, sondern auch bei der Verteilung des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet im inklusiven Phasenraum. Auch bei anderen Variablen konnte die LO-Verteilung teilweise durch die Neugewichtung besser auf die NLO-Verteilung abgebildet werden als die nicht-korrigierte LO-Verteilung. Teils trug die Neugewichtung jedoch auch zu einer Verschlechterung der LO-Verteilung bei. Zudem hat die Anwendung des inklusiven Korrekturfaktors im Analysephasenraum bei der Verteilung des Transversalimpulses des Vektorbosons gut funktioniert, dementsprechend kann ein inklusiver Korrekturfaktor auch im Analysephasenraum zur Neugewichtung genutzt werden. Um auch Datensätze anderer Variablen gut neugewichten zu können, werden zweidimensionale Korrekturfaktoren abgeleitet, welche folglich Informationen über zwei kinematische Größen enthalten. Die Anwendung dieser Korrekturfaktoren findet sich in Abschnitt 5.4.

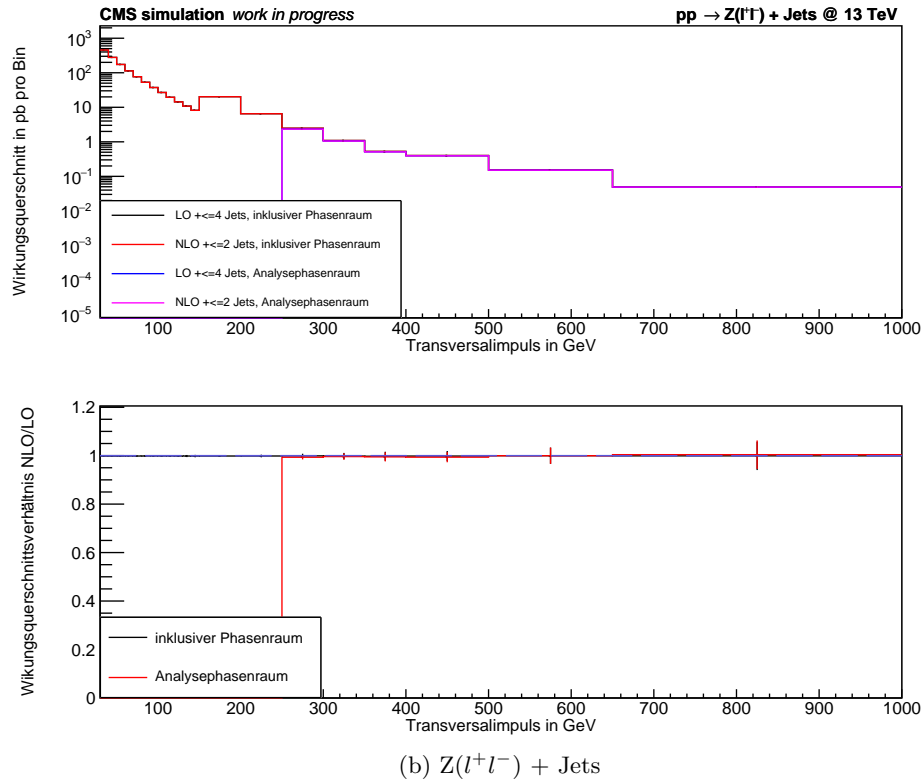
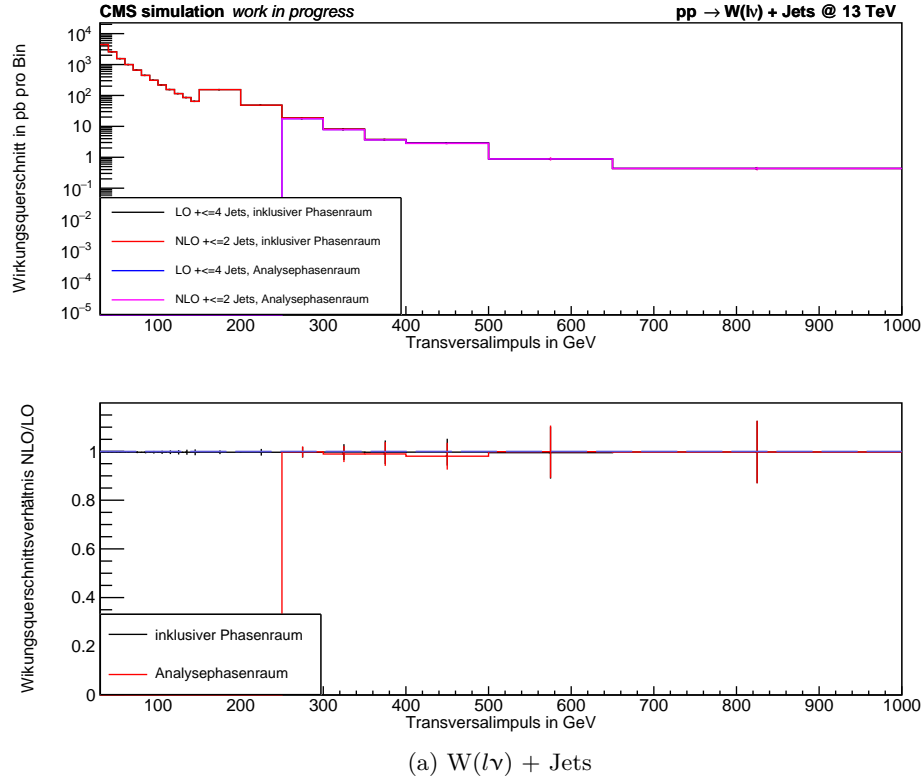


Abbildung 5.11: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

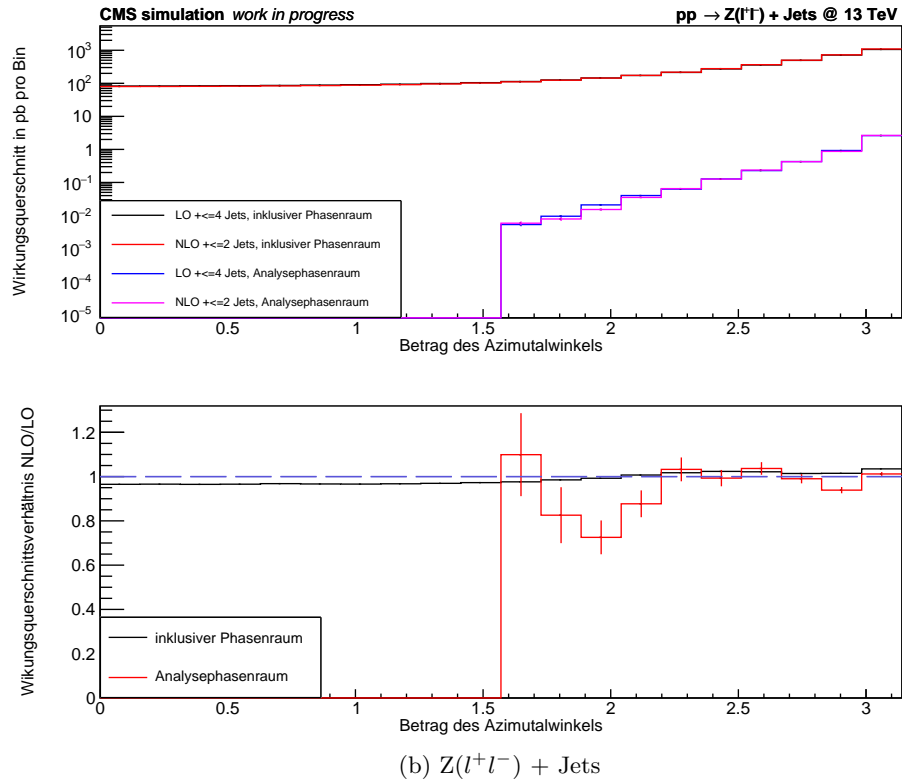
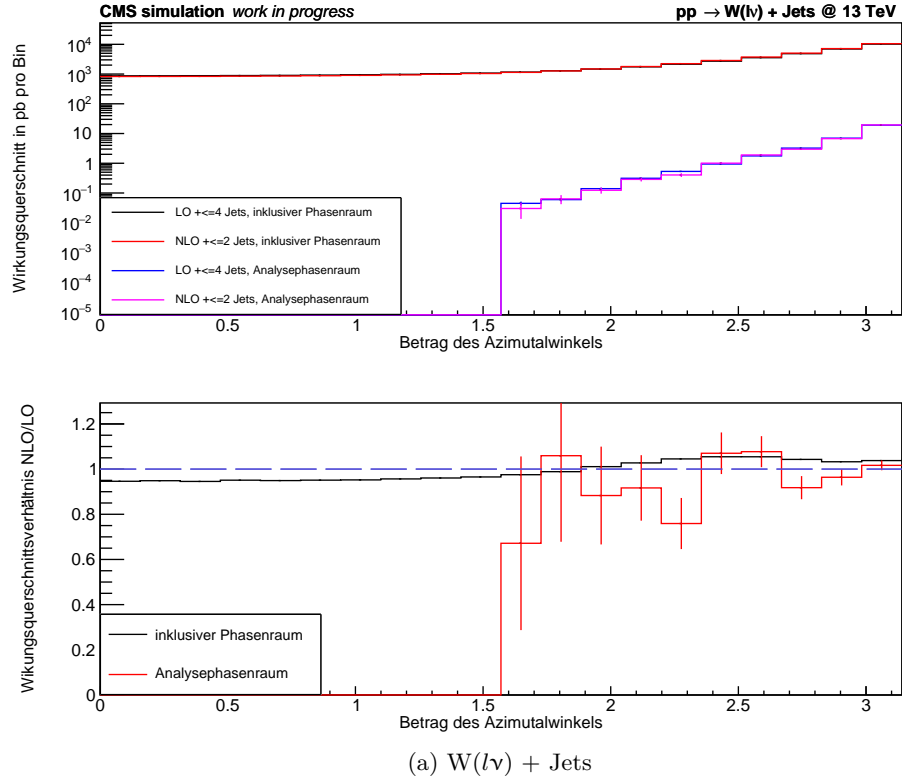


Abbildung 5.12: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem (a) W-Boson bzw. dem (b) Z-Boson und dem führenden Jet im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

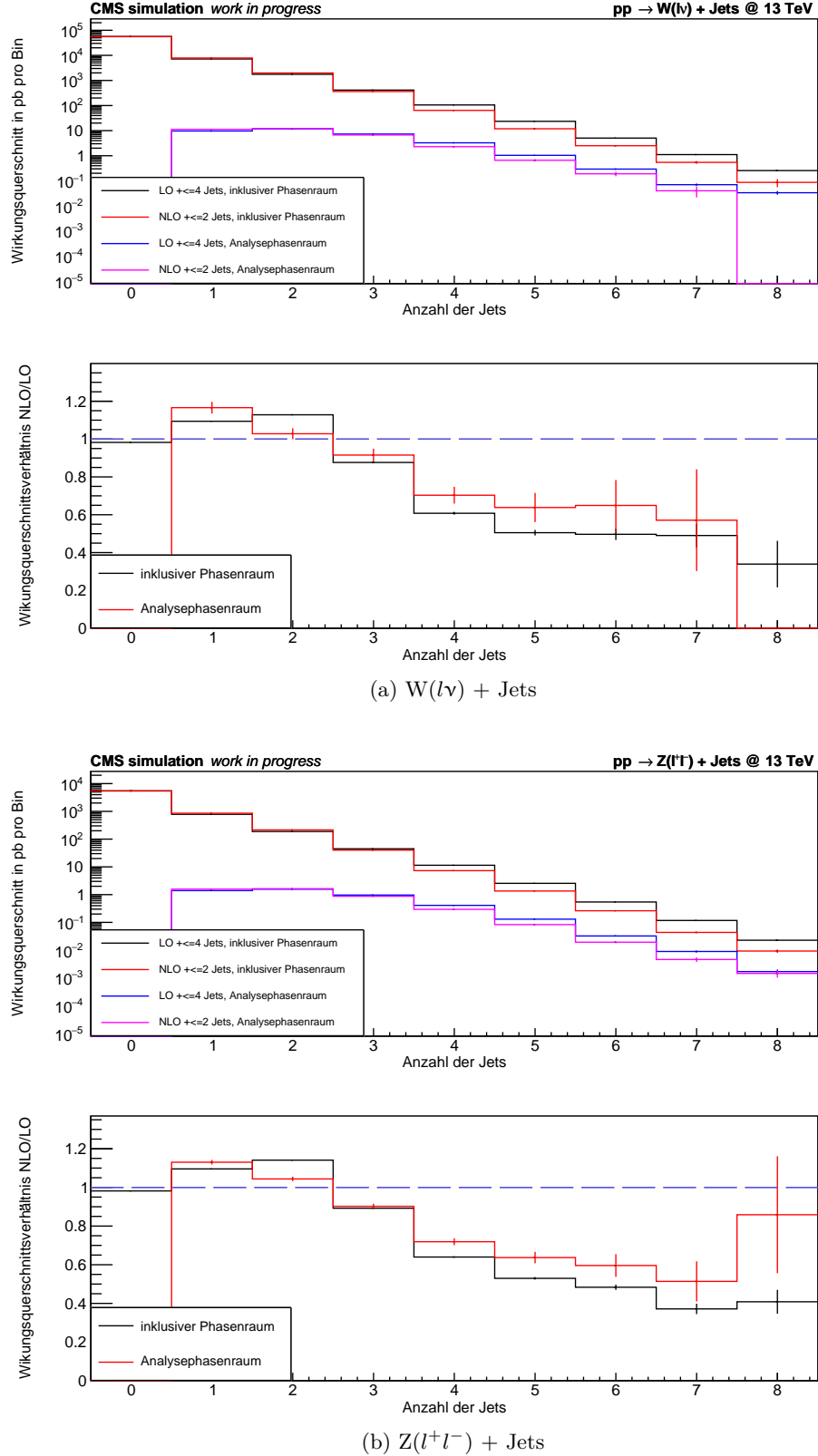


Abbildung 5.13: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Anzahl der Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

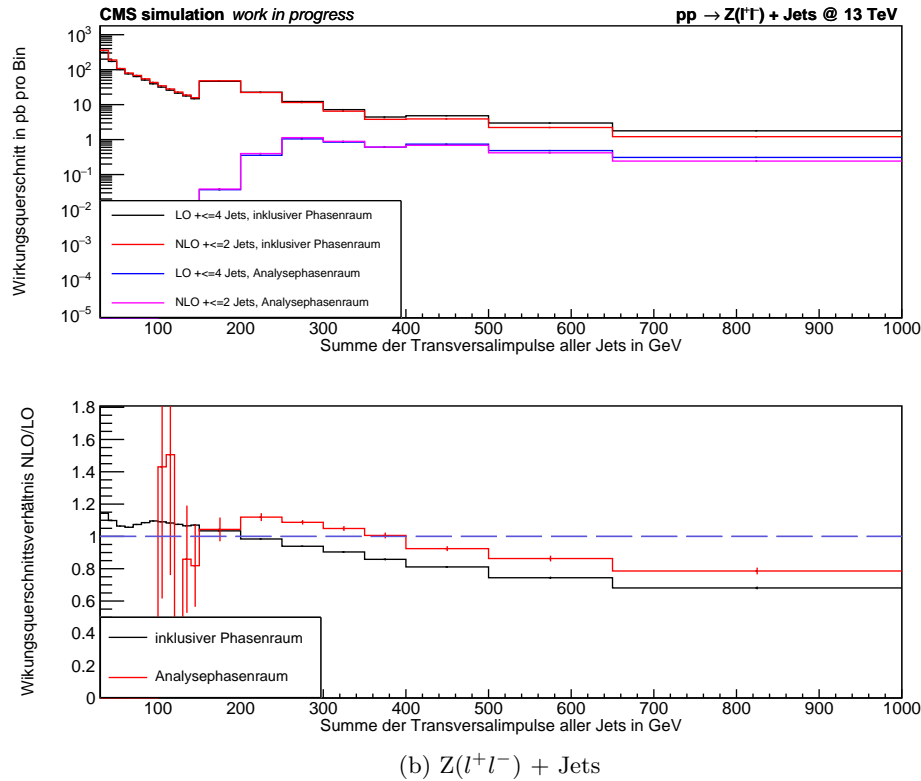
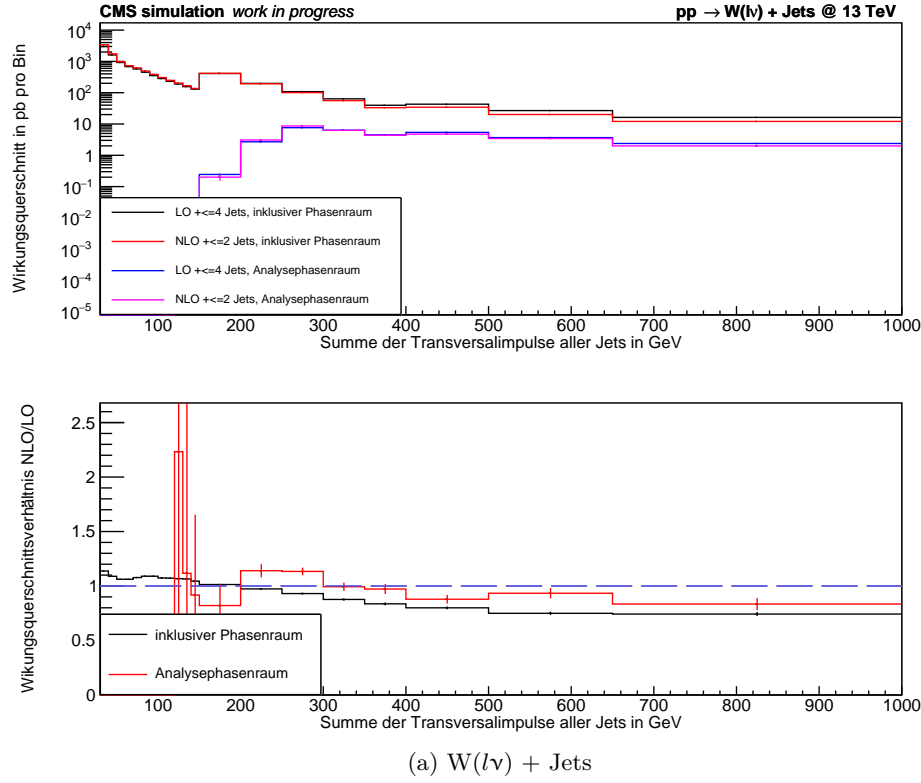


Abbildung 5.14: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,J}$ im inklusiven Phasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

5.3.2 Korrekturfaktor im Analysephasenraum

Als alternative Möglichkeit zur Neugewichtung des LO-Datensatzes durch einen eindimensionalen Korrekturfaktor wird in diesem Abschnitt ein Korrekturfaktor genutzt, welcher aus dem Verhältnis des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz im Analysephasenraum abgeleitet wurde. Er hängt wieder von der kinematischen Größe des Transversalimpulses des Vektorbosons ($p_{T,V}$) ab, da dieser in der Theorie-Publikation [5] die empfohlene Variable zur Neugewichtung ist.

Bei der Anwendung dieses Korrekturfaktors auf die Verteilungen des Transversalimpulses des Vektorbosons im Analysephasenraum, welche in Abbildung 5.15 zu sehen sind, liegt der Wert des Verhältnisses des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz wie erwartet bei beiden Produktionsprozessen etwa bei 1. Dies dient wiederum der Validierung der Methode. Bei der W-Boson-Produktion liegt das Verhältnis jedoch im Bereich $500 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 650 \text{ GeV}$ und bei der Z-Boson-Produktion im Bereich $650 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 1000 \text{ GeV}$ etwas darunter. Obwohl der Korrekturfaktor genau aus dieser Verteilung abgeleitet wurde, hat die neugewichtete LO-Verteilung in diesem kinematischen Bereich einen höheren Wirkungsquerschnitt als die NLO-Verteilung. Das liegt, wie in Abschnitt 5.3.1 bereits beschrieben, an dem unterschiedlichen Datenverlust an generierten Ereignissen in Bezug auf den ersten Lauf über die Datensätze zur Berechnung der Korrekturfaktoren und den zweiten Lauf zur Neugewichtung der LO-Datensätze. Die Verteilungen im inklusiven Phasenraum lassen sich wie erwartet schlechter mit dem Korrekturfaktor des Analysephasenraums korrigieren als mit dem des inklusiven Phasenraums. Im Bereich $400 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 500 \text{ GeV}$ liegt das Verhältnis der Datensätze bei der W-Boson-Produktion beispielsweise etwas über 1. Folglich hat die neugewichtete LO-Verteilung in diesem kinematischen Bereich einen zu niedrigen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zur NLO-Verteilung. Dennoch schwanken die Verhältnisse um den Wert 1. Insbesondere bei der Z-Boson-Produktion liegt das Verhältnis im inklusiven Phasenraum nahezu konstant bei dem Wert 1. Dennoch gelingt die Neugewichtung nur für den speziellen Bereich $p_{T,V} \geq 250 \text{ GeV}$. Für $p_{T,V} < 250 \text{ GeV}$ gibt es aufgrund des Schnitts im Analysephasenraum keinen Korrekturfaktor aus dem Analysephasenraum, der im inklusiven Phasenraum angewendet werden kann.

In den folgenden Abschnitten wird analysiert, ob der Korrekturfaktor auch bei Variablen zur Neugewichtung geeignet ist, welche nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen sind. Falls die korrigierte LO-Verteilung nicht gut auf die NLO-Verteilung abgebildet werden kann, wird sie mit der nicht-korrigierten LO-Verteilung verglichen, um zu überprüfen, ob die Neugewichtung trotzdem zu einer Verbesserung führt. Vor der Analyse der Verteilungen ist anzumerken, dass die Verhältnisse aller betrachteten Verteilungen im inklusiven Phasenraum, auf welche der Korrekturfaktor des Analysephasenraums angewendet wurde, nicht im Bereich zwischen 0 und 2 liegen, sondern deutlich darüber. Die LO-Verteilung hat durch die Neugewichtung also einen viel geringeren Wirkungsquerschnitt erhalten als die NLO-Verteilung und wird folglich nicht gut auf sie abgebildet. Das liegt daran, dass durch die Schnitte im Analysephasenraum für den Großteil der Ereignisse kein Korrekturfaktor vorhanden ist, sodass diese Ereignisse mit dem Faktor 0 gewichtet werden. Diese Gewichtung reproduziert die Verteilung des Analysephasenraums. Folglich ist eine Anwendung des Korrekturfaktors des Analysephasenraums im inklusiven Phasenraum nicht sinnvoll. Um den Verlauf des Verhältnisses im Analysephasenraum dennoch gut erkennen zu können, wird die y -Achse auf den Bereich zwischen 0 und 2 begrenzt.

In Abbildung 5.16 wird der Korrekturfaktor auf die LO-Verteilungen in Abhängigkeit des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet angewandt. Bei beiden Produktionsprozessen fluktuiert das Verhältnis im Analysephasenraum

für kleine Beträge des Azimutalwinkels ($|\Delta\phi| \ll \pi$) stark. Im Bereich um $|\Delta\phi| \approx \pi$ nähert sich das Verhältnis jedoch dem Wert 1 an, das heißt für Öffnungswinkel nahe 180° zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet lässt sich der neugewichtete LO-Datensatz gut auf den NLO-Datensatz abbilden. Im Vergleich zur nicht-korrigierten LO-Verteilung in Abbildung 5.7 wird die NLO-Verteilung in diesem Bereich also besser durch die korrigierte LO-Verteilung approximiert. Das bestätigt, dass ein Korrekturfaktor einer Variable in einem spezifischen kinematischen Bereich auch zur Neugewichtung einer Verteilung einer anderen Variable geeignet ist.

In Abbildung 5.17 sind die Verteilungen als Funktion der Anzahl der Jets mit angewandtem Korrekturfaktor im Analysephasenraum zu sehen. Im Analysephasenraum fällt das Verhältnis stufenweise von einem Wert über 1 bis zu einem Wert unter 1 ab. Für eine geringe Anzahl an Jets wird die neugewichtete LO-Verteilung besser auf die NLO-Verteilung abgebildet als die nicht-korrigierte LO-Verteilung in Abbildung 5.5. Zu einer höheren Anzahl an Jets hin wird die NLO-Verteilung jedoch besser durch die nicht-korrigierte LO-Verteilung approximiert. Bei einer Anzahl von zwei Jets liegt das Verhältnis bei beiden Produktionsprozessen etwa bei 1. Dementsprechend ist der Korrekturfaktor auf diese Verteilung nicht ganz so gut anwendbar, da der „Closure Test“ nur für die explizite Anzahl von zwei Jets im Analysephasenraum gut funktioniert.

In Abbildung 5.18 sind die Verteilungen des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets dargestellt. Bei der Z-Boson-Produktion liegt das Verhältnis im Analysephasenraum im Bereich $350 \text{ GeV} \leq H_T \leq 400 \text{ GeV}$ beim Wert 1. Bei der W-Boson-Produktion liegt das Verhältnis auch nur für den kleinen Energiebereich von $300 \text{ GeV} \leq H_T \leq 350 \text{ GeV}$ bei 1. Bei niedrigeren Transversalimpulsen schwankt es bei beiden Produktionsprozessen hingegen sehr. Hin zu größeren Transversalimpulsen fällt es unter den Wert 1. Der Wirkungsquerschnitt der NLO-Verteilung ist in diesem kinematischen Bereich folglich geringer als der der neugewichteten LO-Verteilung. Der Korrekturfaktor kann somit nicht so gut zur Neugewichtung der Verteilung in Abhängigkeit der Summe der Transversalimpulse aller Jets genutzt werden. Dennoch wird die neugewichtete LO-Verteilung im Bereich kleiner Energien besser auf die NLO-Verteilung abgebildet als die nicht-korrigierte LO-Verteilung in Abbildung 5.6. Hin zu größeren Energien, bei der Z-Boson-Produktion im Bereich $500 \text{ GeV} \leq H_T \leq 1000 \text{ GeV}$ und bei der W-Boson-Produktion im Bereich $650 \text{ GeV} \leq H_T \leq 1000 \text{ GeV}$, kann die nicht-korrigierte Verteilung die NLO-Verteilung jedoch besser beschreiben.

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt 5.3.1 geschlussfolgert wurde, sind in dem Korrekturfaktor keine Informationen über die kinematischen Größen der drei zuletzt beschriebenen Verteilungen enthalten, auf welche er angewandt wurde. Dennoch war durch die Anwendung des Korrekturfaktors in bestimmten kinematischen Bereichen dieser Variablen eine gute Neugewichtung des LO-Datensatzes möglich. Die Anwendung des Korrekturfaktors, welcher im Analysephasenraum abgeleitet wurde, auf die inklusiven Verteilungen hat bei der Verteilung des Transversalimpulses des Vektorbosons für den Bereich $p_{T,V} \geq 250 \text{ GeV}$ gut funktioniert, wohingegen dies bei der Neugewichtung anderer Variablen nicht der Fall war. Eine alternative Möglichkeit zur Neugewichtung bildet die Anwendung zweidimensionaler Korrekturfaktoren in Abschnitt 5.4.

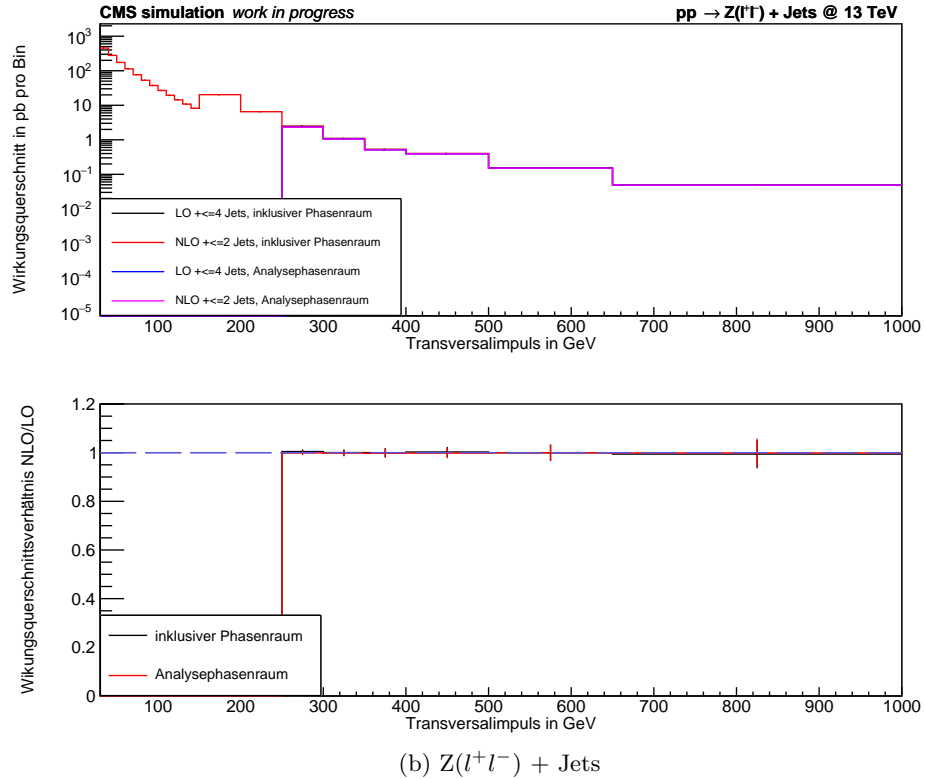
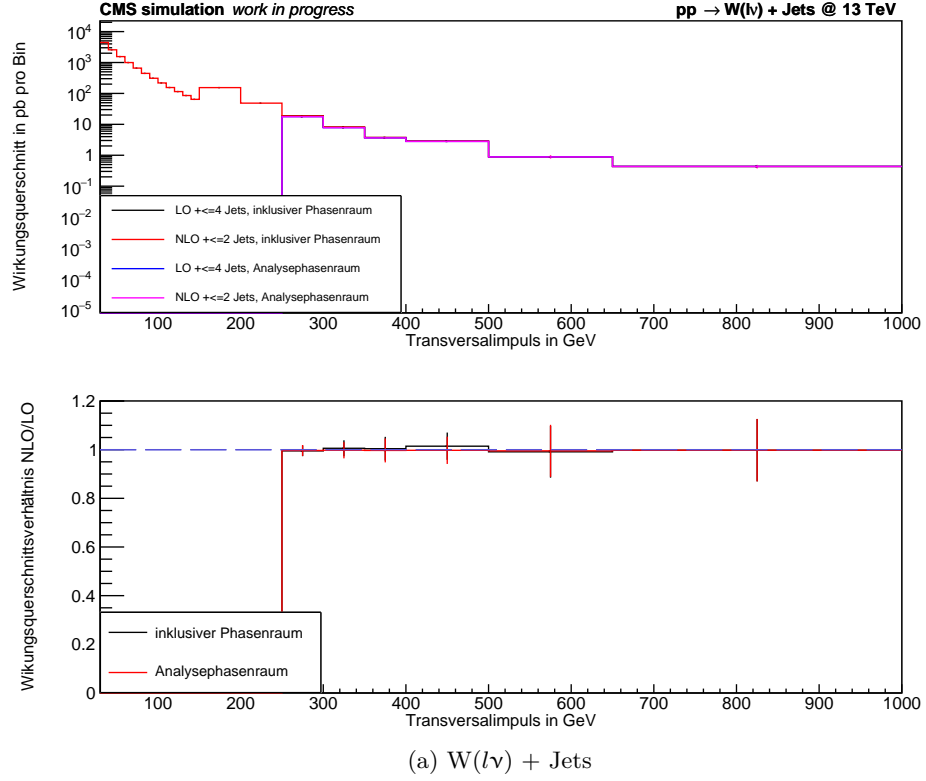


Abbildung 5.15: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

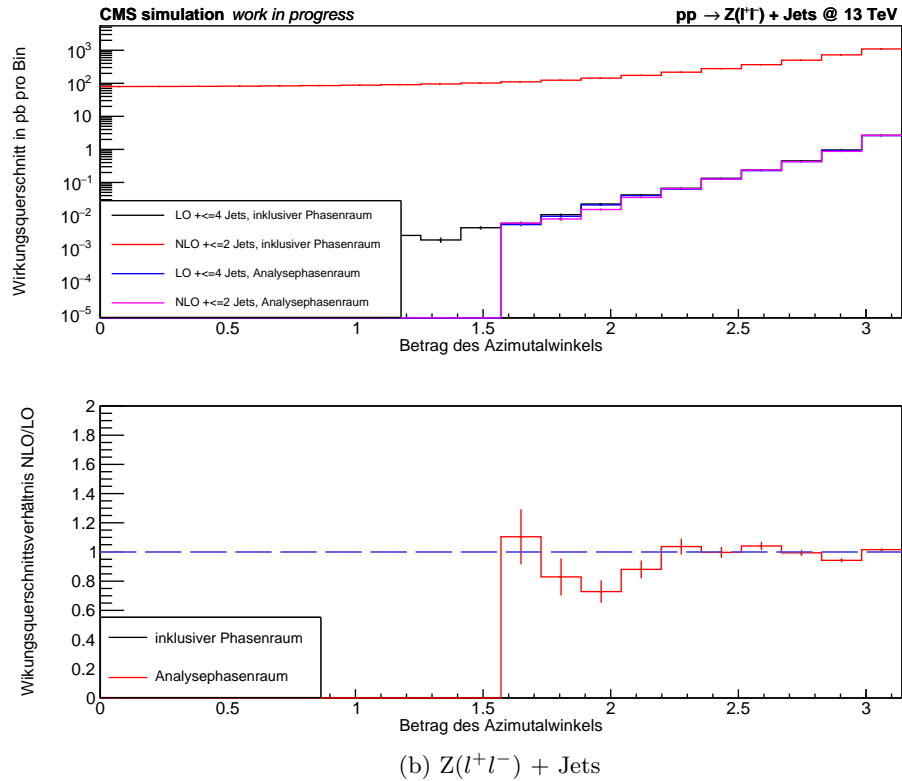
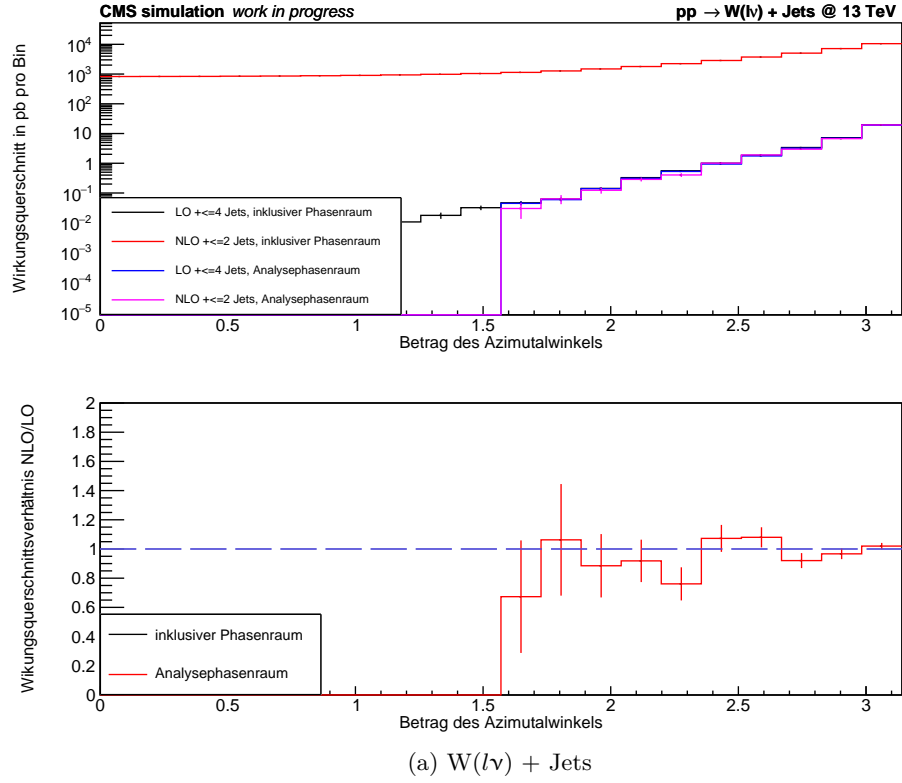


Abbildung 5.16: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem (a) W-Boson bzw. dem (b) Z-Boson und dem führenden Jet im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

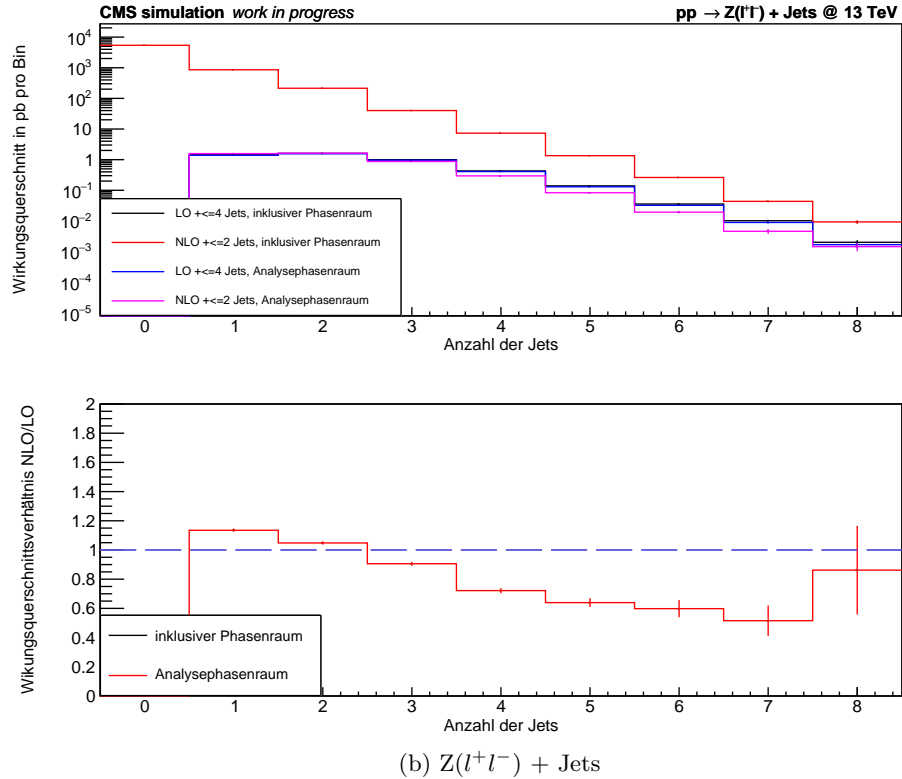
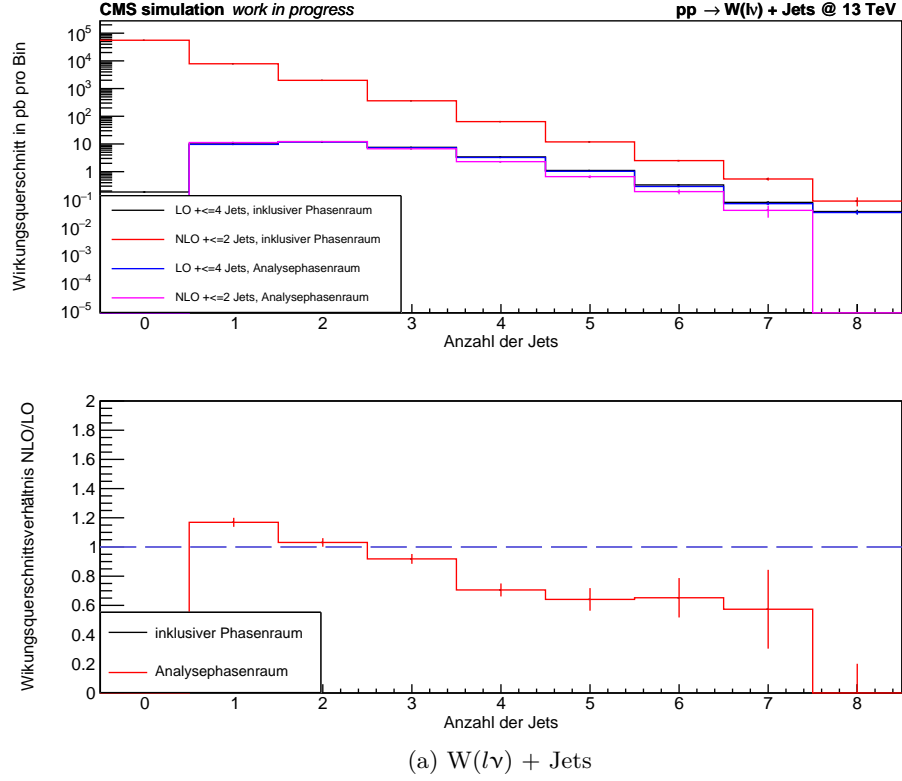


Abbildung 5.17: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Anzahl der Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

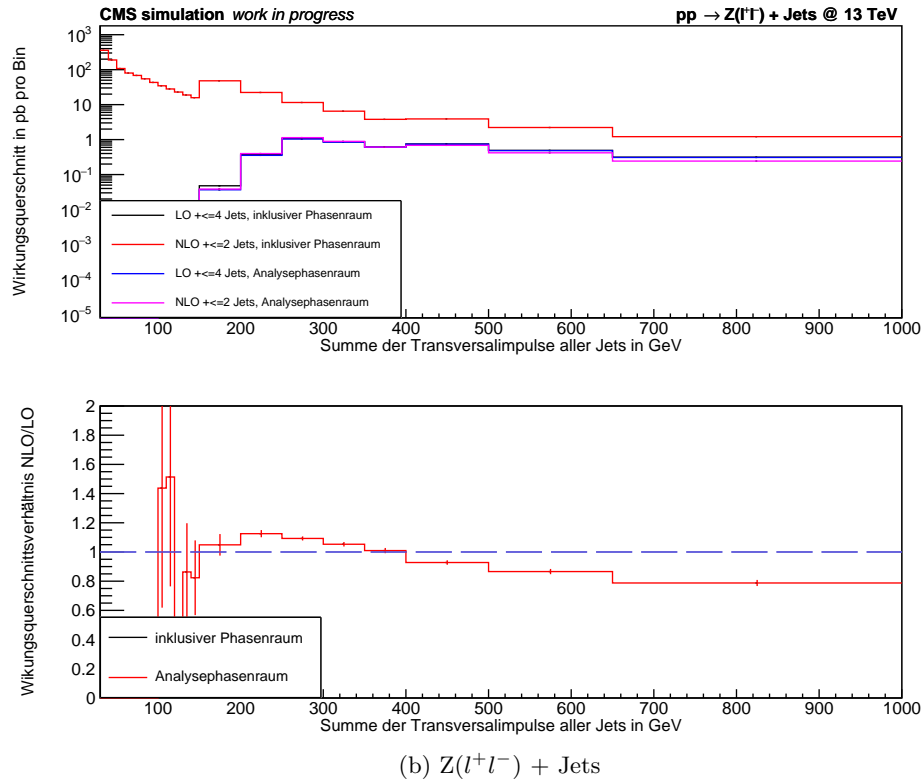
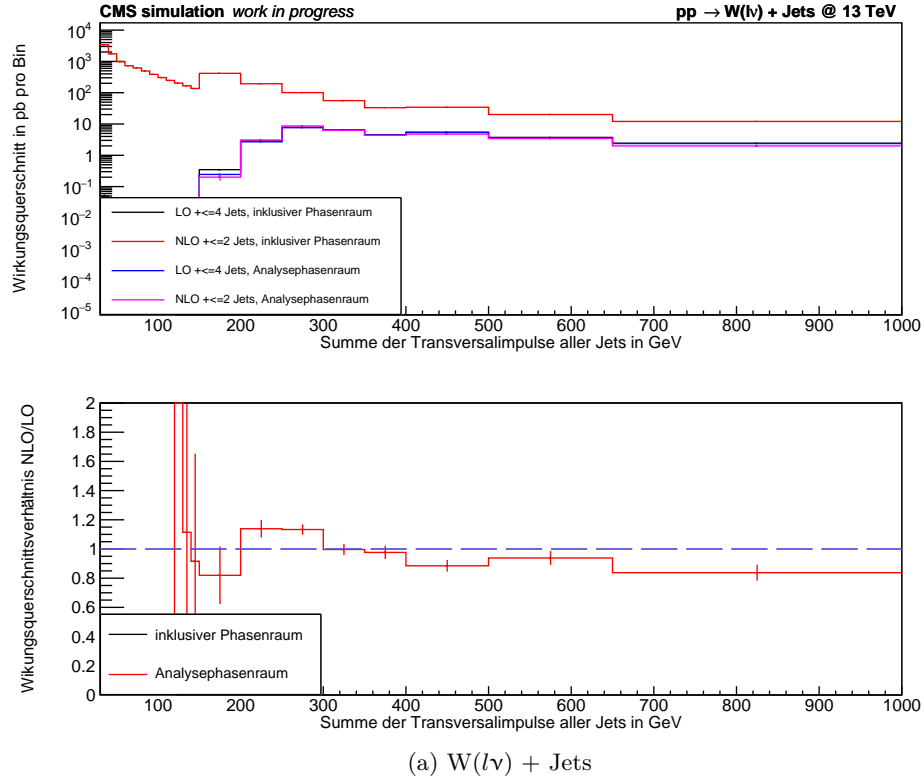


Abbildung 5.18: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $p_{T,V}$ im Analysephasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

5.3.3 Vergleich der beiden Arten von Korrekturfaktoren

In den vorangegangenen Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 wurden Verteilungen analysiert, auf welche ein eindimensionaler Korrekturfaktor angewandt wurde. Dieser wurde durch das Verhältnis NLO-/LO-Datensatz als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons im inklusiven (Abschnitt 5.3.1) und im Analysephasenraum (Abschnitt 5.3.2) abgeleitet.

Bei der Anwendung der beiden Arten von Korrekturfaktoren wird deutlich, dass die Verteilungen in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Vektorbosons mit diesem Korrekturfaktor wie erwartet gut neugewichtet werden können, wenn der Korrekturfaktor aus demselben Phasenraum stammt wie die Verteilung selbst. Die Neugewichtung im Analysephasenraum funktioniert auch mit einem Korrekturfaktor, welcher im inklusiven Phasenraum abgeleitet wurde, gut. Eine Neugewichtung im inklusiven Phasenraum mit dem Korrekturfaktor, welcher im Analysephasenraum abgeleitet wurde, gelingt jedoch nur im Bereich $p_{T,V} \geq 250 \text{ GeV}$. Für $p_{T,V} < 250 \text{ GeV}$ gibt es aufgrund des Schnitts im Analysephasenraum keinen Korrekturfaktor, welcher auf den inklusiven Phasenraum angewendet werden kann.

Werden die Korrekturfaktoren jedoch auf Verteilungen anderer kinematischer Größen angewandt, deren NLO-/LO-Datensatz-Verhältnis nicht in die Ableitung der Korrekturfaktoren eingegangen ist, kann der neugewichtete LO-Datensatz nicht ganz so gut auf den NLO-Datensatz abgebildet werden. Das liegt daran, dass keine Informationen über diese Variablen in den Korrekturfaktoren enthalten sind bzw. die Variablen nicht allzu stark mit dem Transversalimpuls des Vektorbosons korreliert sind. Eine Ausnahme bildet hierbei die Neugewichtung der Verteilung als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet mit dem Korrekturfaktor im inklusiven Phasenraum in Abbildung 5.12. Das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum korrigierten LO-Datensatz liegt hier bei beiden Produktionsprozessen im Bereich um den Wert 1. Der Korrekturfaktor ist folglich gut geeignet zur Neugewichtung des Datensatzes. Die Verteilung ist ein Beispiel dafür, dass eine LO-Verteilung einer Variable, welche nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen ist, die NLO-Verteilung nach Anwendung dieses Korrekturfaktors approximativ beschreiben kann. Anhand der anderen untersuchten Verteilungen kann aufgezeigt werden, dass der neugewichtete LO-Datensatz in bestimmten kinematischen Bereichen dennoch besser auf den NLO-Datensatz abgebildet wird als der nicht-korrigierte LO-Datensatz.

Die Korrekturfaktoren sind bei der Anwendung im Analysephasenraum relativ ähnlich innerhalb statistischer Genauigkeit. Im inklusiven Phasenraum jedoch unterscheiden sie sich bei der Anwendung auf kinematische Größen, aus denen sie nicht abgeleitet wurden, sehr: Bei der Anwendung des Korrekturfaktors, welcher aus der Verteilung im inklusiven Phasenraum abgeleitet wurde, kann bei der Durchführung des „Closure Tests“ zwar keine exakte Übereinstimmung des neugewichteten LO-Datensatzes mit dem NLO-Datensatz in den betrachteten Bereichen gefunden werden, jedoch liegt das Verhältnis der Datensätze trotzdem im Bereich um den Wert 1. Die Neugewichtung der inklusiven LO-Verteilungen, auf die der Korrekturfaktor des Analysephasenraums angewandt wurde, ist aufgrund der Schnitte im Analysephasenraum nicht gewinnbringend. Dementsprechend ist der Korrekturfaktor im inklusiven Phasenraum für die Neugewichtung inklusiver LO-Datensätze besser geeignet.

Wie bereits erwähnt, könnte der „Closure Test“ vermutlich bessere Ergebnisse für die Verteilungen der Variablen, welche nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen sind, liefern, wenn der Korrekturfaktor zusätzlich auch noch aus dem Verhältnis NLO-/LO-Datensatz dieser Variablen abgeleitet werden würde, denn dann wären Informationen

dieser kinematischen Größen im Korrekturfaktor enthalten. Um das zu überprüfen, wird die Neugewichtung im folgenden Abschnitt 5.4 mit zweidimensionalen Korrekturfaktoren durchgeführt.

5.4 Zweidimensionale Korrekturfaktoren

In diesem Abschnitt werden zweidimensionale Korrekturfaktoren auf die LO-Datensätze zur Vektorboson-Produktion angewandt. Zweidimensionale Korrekturfaktoren werden aus Wirkungsquerschnittsverhältnissen des NLO-Datensatzes zum LO-Datensatz zweier verschiedener kinematischer Größen abgeleitet. Aufgrund der höheren Statistik im inklusiven Phasenraum werden lediglich zweidimensionale Korrekturfaktoren in diesem Phasenraum betrachtet. Zudem wird der Transversalimpuls des Vektorbosons als eine der zwei Dimensionen des Korrekturfaktors beibehalten, da dieser die empfohlene Variable in der Theorie-Publikation [5] ist, auf welche sich diese weiterführende Analyse stützt. Ob die Neugewichtung mit den zweidimensionalen Korrekturfaktoren besser gelingt als mit den eindimensionalen, soll anhand ausgewählter Verteilungen mit dem „Closure Test“ überprüft werden. Zudem wird analysiert, wie Verteilungen anderer Variablen aussehen, welche nicht in die Ableitung der Korrekturfaktoren eingegangen sind und, ob die inklusiven zweidimensionalen Korrekturfaktoren im Analysephasenraum besser funktionieren als die eindimensionalen.

In Abbildung 5.19 wird der Korrekturfaktor als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets (H_T) über dem Transversalimpuls des Vektorbosons ($p_{T,V}$) auf die Verteilung in Abhängigkeit der Summe der Transversalimpulse aller Jets angewandt. Im inklusiven Phasenraum liegt das Verhältnis bei beiden Produktionsprozessen durch diese Neugewichtung des LO-Datensatzes nahezu konstant beim Wert 1. Im Vergleich zur Neugewichtung mit dem eindimensionalen Korrekturfaktor des inklusiven Phasenraums in Abbildung 5.14, bei welcher das Verhältnis von einem Wert über 1 auf einen Wert unter 1 abfällt, ist der zweidimensionale Korrekturfaktor dementsprechend bei beiden Vektorboson-Produktionsprozessen besser geeignet. Das folgt daraus, dass er unter anderem aus der Verteilung dieser Variable abgeleitet wurde und folglich Informationen über sie im zweidimensionalen Korrekturfaktor enthalten sind. Auch im Analysephasenraum kann der LO-Datensatz besser mit dem zweidimensionalen Korrekturfaktor korrigiert werden als mit dem eindimensionalen. Insbesondere für Energien im Bereich $200 \text{ GeV} \leq H_T \leq 1000 \text{ GeV}$ liegt das Verhältnis bei beiden Produktionsprozessen relativ konstant bei etwa 1. Diese Verteilung ist ein Beispiel dafür, dass die Anwendung eines zweidimensionalen inklusiven Korrekturfaktors sowohl im inklusiven als auch im Analysephasenraum zu einer genaueren Approximation der NLO-Verteilung durch die neugewichtete LO-Verteilung führt als die Anwendung eines eindimensionalen Korrekturfaktors.

In Abbildung 5.20 wird derselbe Korrekturfaktor auf eine zweidimensionale Verteilung angewandt, welche genau von denselben kinematischen Größen abhängt wie der Korrekturfaktor selbst. Im oberen Teil der Abbildung ist der neugewichtete LO-Datensatz abgebildet, im mittleren Teil der NLO-Datensatz und im unteren Teil das Verhältnis des NLO-Datensatzes zum neugewichteten LO-Datensatz, wobei die Höhe der Werte jeweils anhand der Farbskala abgelesen wird. Sowohl bei der W- als auch bei der Z-Boson-Produktion lässt sich bereits an der Farbverteilung des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes erkennen, dass der korrigierte LO-Datensatz gut auf den NLO-Datensatz abgebildet werden kann. Das bestätigt sich durch das Betrachten des Verhältnisses, welches nahezu konstant im gesamten zweidimensionalen Energiebereich beim Wert 1 liegt, was dem Farbton Türkis entspricht. Da der Korrekturfaktor genau aus dieser zweidimensionalen Verteilung abgeleitet wurde,

war dies zu erwarten und dient der Validierung der Methode.

In Abbildung 5.21 wird ein zweidimensionaler Korrekturfaktor als Funktion des Betrags des Azimutalwinkels zwischen dem Vektorboson und dem führenden Jet ($|\Delta\phi|$) über dem Transversalimpuls des Vektorbosons ($p_{T,V}$) auf die Verteilung des Transversalimpulses des Vektorbosons angewandt. Obwohl der Korrekturfaktor nicht nur aus dem Verhältnis der Verteilung des Transversalimpulses des Vektorbosons abgeleitet wurde, korrigiert er den LO-Datensatz im inklusiven Phasenraum genauso gut wie der eindimensionale Korrekturfaktor als Funktion des Transversalimpulses des Vektorbosons in Abbildung 5.11. Abgesehen vom Energiebereich $650 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 1000 \text{ GeV}$ bei der W-Boson-Produktion, bei welchem das Verhältnis leicht über 1 liegt, gilt das auch für den Analysephasenraum. In diesem Bereich ist der Wirkungsquerschnitt des NLO-Datensatzes im Vergleich zu dem des LO-Datensatzes folglich zu hoch. Im Bereich $400 \text{ GeV} \leq p_{T,V} \leq 500 \text{ GeV}$ liegt das Verhältnis im Analysephasenraum bei der W-Boson-Produktion leicht unter 1, das ist jedoch auch bei der Verteilung mit dem eindimensionalen Korrekturfaktor der Fall. Also funktioniert der „Closure Test“ bei dieser Verteilung mit einem inklusiven zweidimensionalen Korrekturfaktor im inklusiven und Analysephasenraum fast genauso gut wie mit dem inklusiven eindimensionalen Korrekturfaktor.

In Abbildung 5.22 wird ein zweidimensionaler Korrekturfaktor auf die Verteilung in Abhängigkeit der Summe der Transversalimpulse aller Jets angewandt. Dieser hängt einerseits von der Anzahl der Jets (N_{Jets}) und andererseits von dem Transversalimpuls des Vektorbosons ($p_{T,V}$) ab. Die kinematische Größe der Verteilung ist nicht in die Ableitung dieses Korrekturfaktors eingegangen. Dennoch lässt sich der neugewichtete LO-Datensatz insbesondere im inklusiven Phasenraum gut auf den NLO-Datensatz abbilden. Bei beiden Produktionsprozessen fluktuiert das Verhältnis der Datensätze in beiden Phasenräumen nur leicht um den Wert 1. Insbesondere im inklusiven Phasenraum bei der W-Boson-Produktion funktioniert die Neugewichtung des LO-Datensatzes gut. Bei diesem Vektorboson-Produktionsprozess liegt das Verhältnis in beiden Phasenräumen bei hohen Energien im Bereich $650 \text{ GeV} \leq H_T \leq 1000 \text{ GeV}$ relativ genau bei 1. Dagegen gilt dies bei der Z-Boson-Produktion lediglich für den Bereich $350 \text{ GeV} \leq H_T \leq 400 \text{ GeV}$. Für kleinere Energien schwankt das Verhältnis bei beiden Produktionsprozessen stark. Im Vergleich zur Neugewichtung dieses Datensatzes mit dem eindimensionalen inklusiven Korrekturfaktor in Abbildung 5.14 gelingt die Neugewichtung im gesamten kinematischen Bereich mit dem zweidimensionalen Korrekturfaktor besser. Diese Verteilung ist ein Beispiel dafür, dass die Neugewichtung einer Verteilung gut funktioniert, auch wenn sie nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen ist und inklusive, zweidimensionale Korrekturfaktoren im Analysephasenraum besser geeignet sind zur Neugewichtung als inklusive eindimensionale. Dennoch ist der zweidimensionale Korrekturfaktor, welcher in Abbildung 5.19 auf die Verteilung angewandt wurde und gleichzeitig von der Variable der Verteilung abhängt, im betrachteten Energiebereich am besten geeignet.

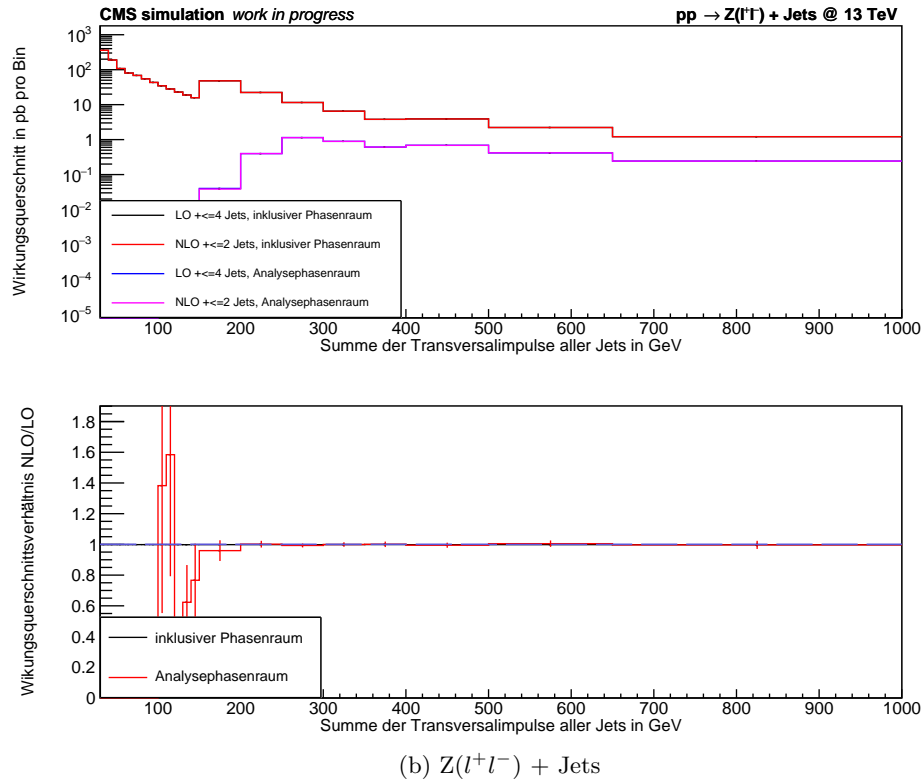
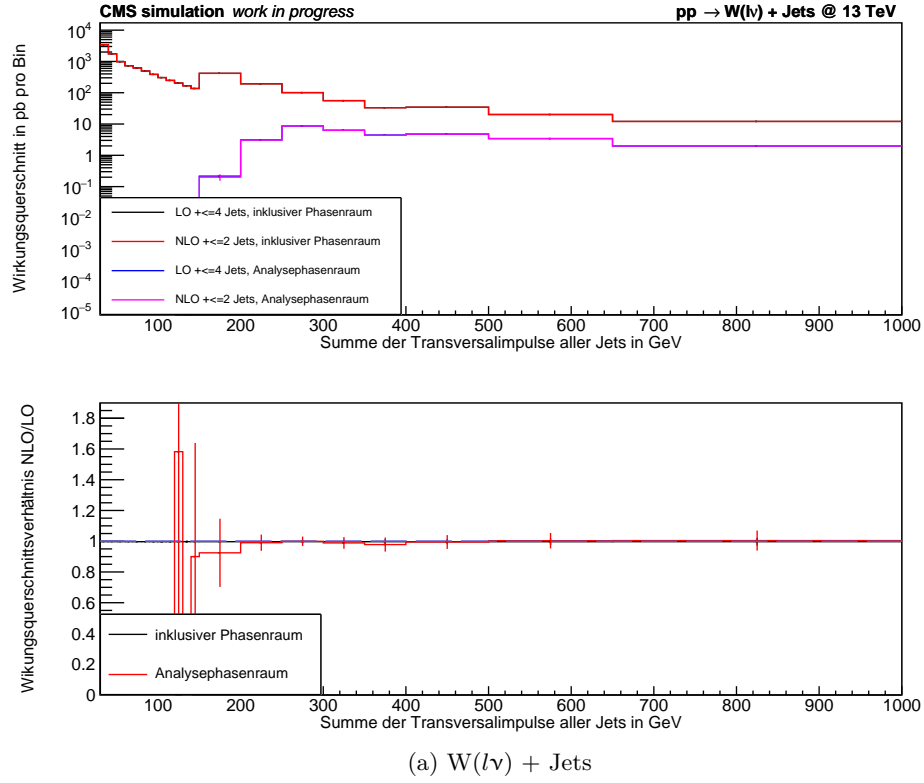


Abbildung 5.19: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes und des NLO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von H_T über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

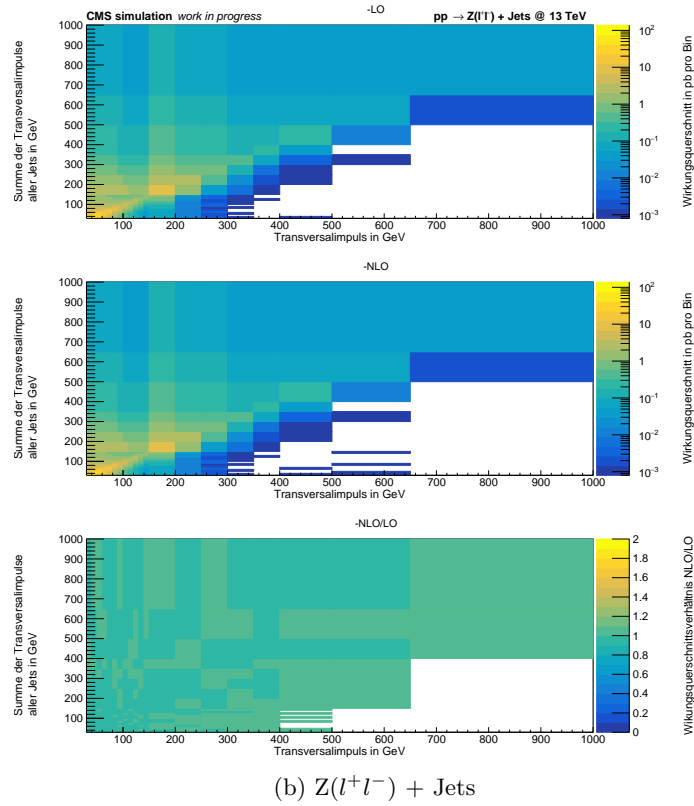
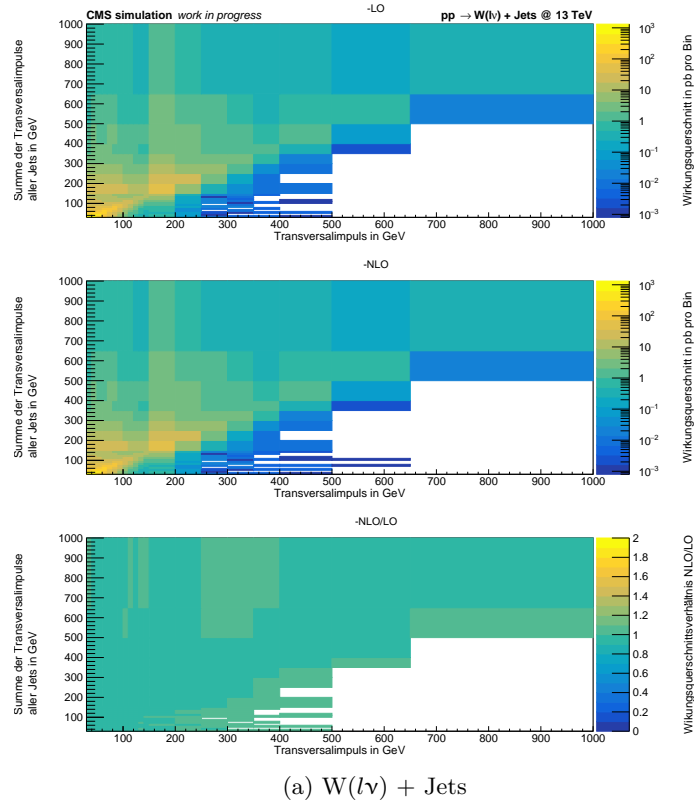


Abbildung 5.20: Wirkungsquerschnitt im inklusiven Phasenraum als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets und des Transversalimpulses des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven Phasenraum des neuengewichteten LO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von H_T über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum (oben) und des NLO-Datensatzes (Mitte). Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neuengewichteten LO-Datensatz (unten).

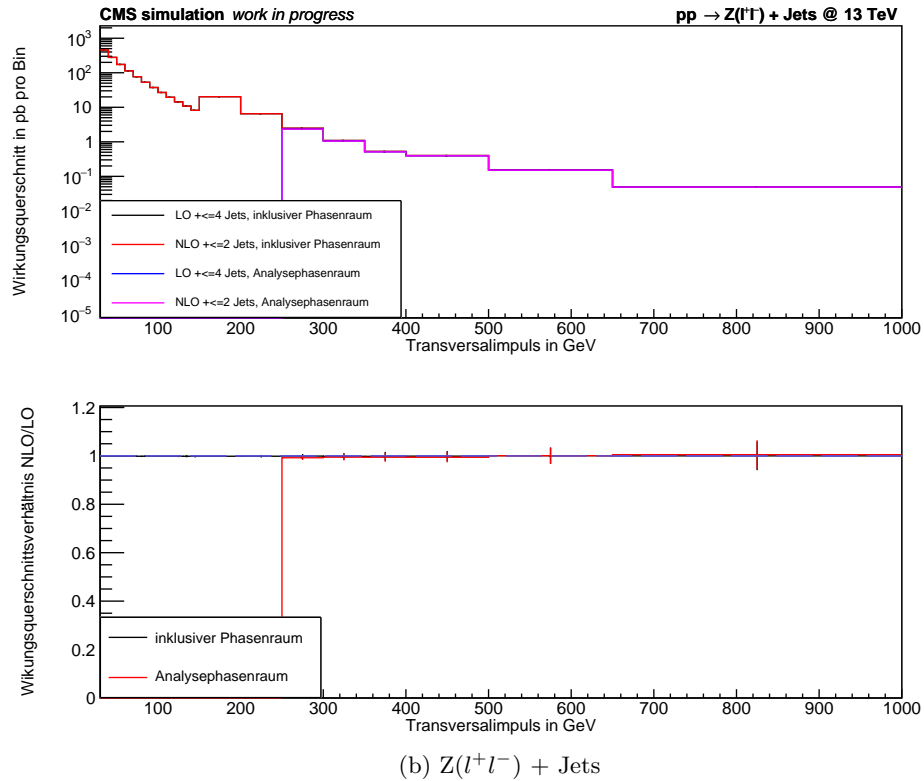
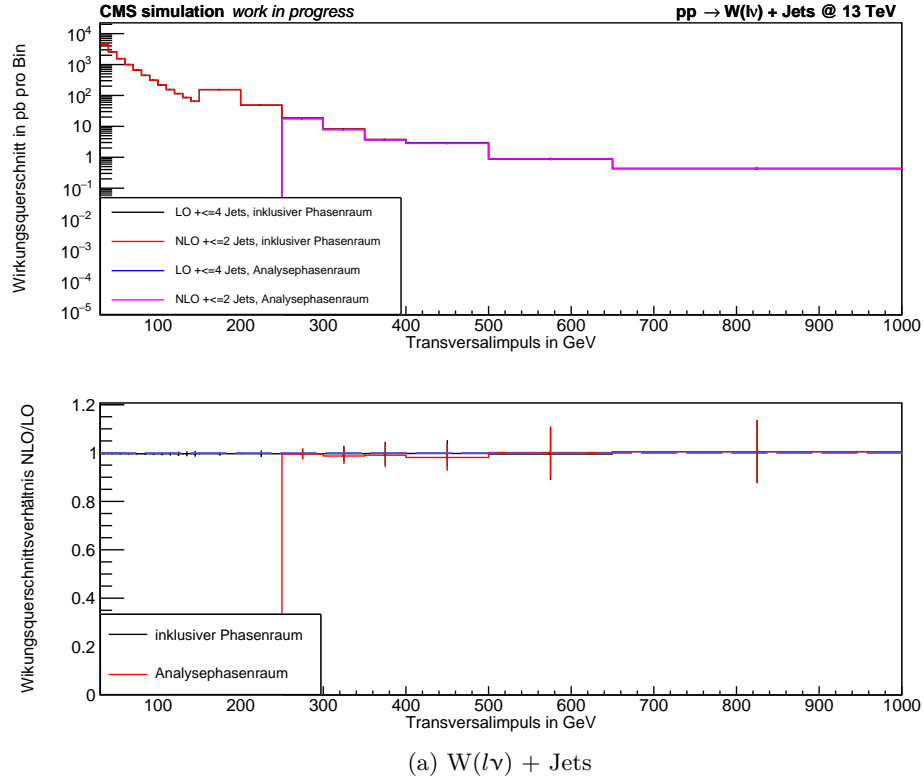


Abbildung 5.21: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des (a) W-Bosons und des (b) Z-Bosons im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von $|\Delta\phi|$ über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum und des NLO-Datensatzes. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

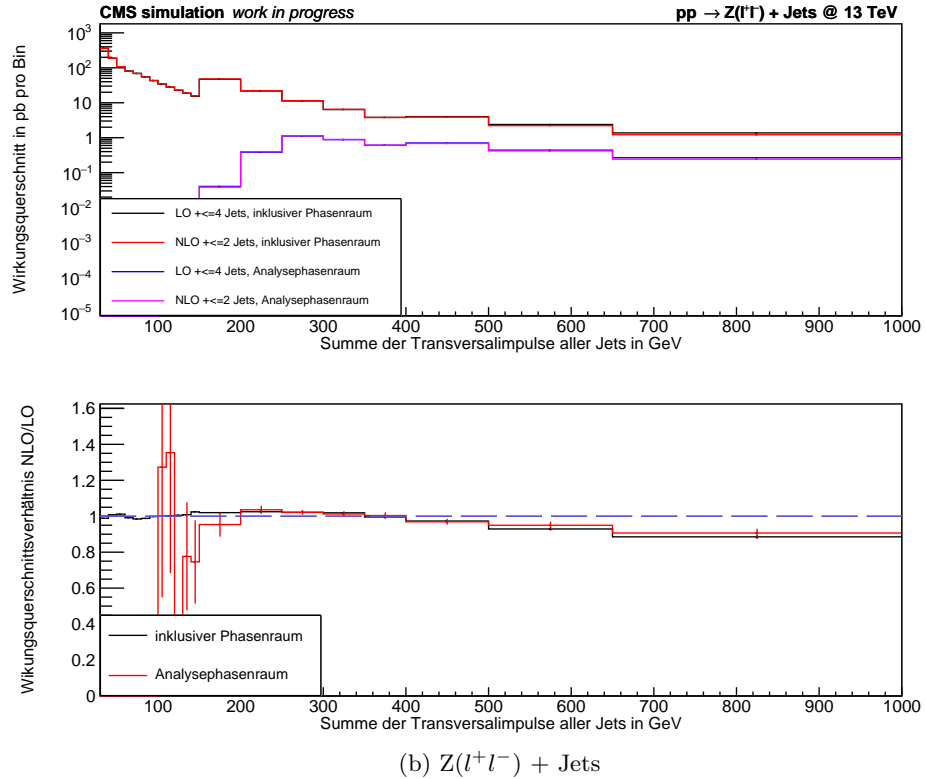
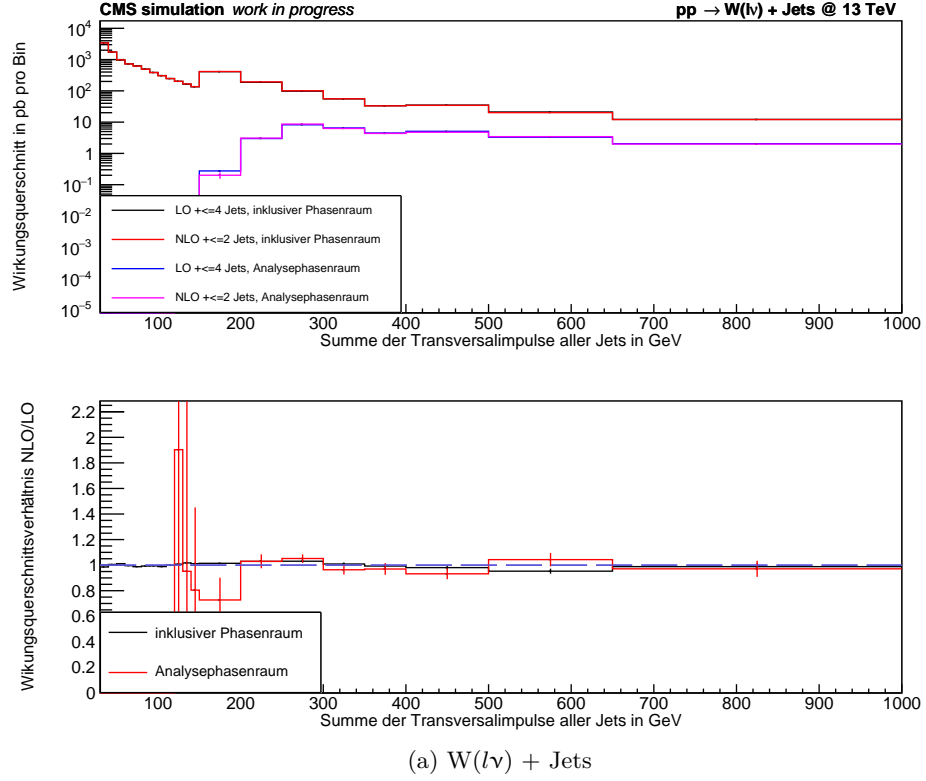


Abbildung 5.22: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Summe der Transversalimpulse aller Jets bei der (a) W- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) des neugewichteten LO-Datensatzes mit Korrekturfaktor als Funktion von N_{Jets} über $p_{T,V}$ im inklusiven Phasenraum und des NLO-Datensatzes. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zum neugewichteten LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

6 Zusammenfassung und Ausblick

Simulierte Daten, z.B. Datensätze der Monte-Carlo-Simulation, werden verwendet, um experimentelle Analysen zu optimieren. Durch die Simulation von Ereignissen können theoretische Vorhersagen für Detektorsignaturen getroffen werden und durch einen Vergleich mit Messdaten Ergebnisse von Beschleunigerexperimenten wie dem LHC interpretiert werden. Das Simulieren von Daten ist aber ein sehr rechen- und zeitaufwändiger Prozess.

Das Ziel dieser Arbeit war es daher, einen geeigneten Korrekturfaktor zur Neugewichtung von Monte-Carlo-Datensätzen zu finden. Durch die Anwendung eines Korrekturfaktors auf einen Datensatz soll dieser einen Datensatz höherer Ordnung möglichst exakt reproduzieren können.

Die verwendeten Datensätze stammen aus der Monte-Carlo-Simulationskampagne für das CMS-Experiment aus dem Jahr 2018. Sie enthalten Ereignisse von Proton-Proton-Kollisionen, welche bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ stattfinden. Die Ereignisse zur W- und Z-Boson-Produktion wurden in führender Ordnung und nächstführender Ordnung der QCD-Störungstheorie (LO- und NLO-Datensatz) generiert, um die Datensätze auf Generatorebene bezüglich ihrer Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit kinematischer Größen zu vergleichen. Hierbei wurden zwei Phasenräume unabhängig voneinander betrachtet: der inklusive und der Analysephasenraum.

Die Monte-Carlo-Datensätze in führender und nächstführender Ordnung wurden zudem anhand der Variable des Transversalimpulses der Vektorbosonen mit Theorie-Verteilungen der führenden, nächstführenden und nächstnächstführenden Ordnung verglichen. Aufgrund des Unterschieds in der Höhe des Wirkungsquerschnitts bei der LO- und der NLO-Theorie-Verteilung wurde deutlich, wie wichtig Korrekturen höherer Ordnung in der QCD-Störungstheorie sind. Beim Vergleich des MC- und Theorie-Datensatzes in nächstführender Ordnung konnte im betrachteten kinematischen Bereich keine exakte Übereinstimmung der Datensätze gefunden werden, was an den zusätzlich generierten Jets in der MC-Simulation liegt.

Mithilfe des „Closure Tests“ wurde überprüft, ob die NLO-Verteilung einer Variable durch die Anwendung eines Korrekturfaktors auf die LO-Verteilung approximativ durch diese beschrieben werden kann. Der Korrekturfaktor als Funktion einer kinematischen Größe leitet sich hierbei aus dem Verhältnis der NLO- zur LO-Verteilung dieser Variable ab.

Im Zuge dessen wurden Studien mit eindimensionalen Korrekturfaktoren im inklusiven und im Analysephasenraum sowie mit zweidimensionalen Korrekturfaktoren im inklusiven Phasenraum durchgeführt.

Die beiden Arten von eindimensionalen Korrekturfaktoren wurden aus der Verteilung des Transversalimpulses des Vektorbosons abgeleitet. Diese kinematische Größe ist laut der Theorie-Publikation „Precise predictions for $V + \text{jets}$ dark matter backgrounds“ von J. M. Lindert et al. [5], auf welcher diese Arbeit basiert, die empfohlene Variable zur Neugewichtung. Eine eingehende Analyse der Verteilungen ergab, dass beide Korrekturfaktoren, welche in unterschiedlichen Phasenräumen abgeleitet wurden, zur Neugewichtung der Verteilungen des Transversalimpulses der Vektorbosonen beider Phasenräume geeignet sind. Der Korrekturfaktor des Analysephasenraums kann die Verteilung im inklusiven Phasenraum jedoch nur in einem bestimmten kinematischen Bereich gut neugewichten. Eine Neugewichtung der Verteilungen anderer Variablen im inklusiven Phasenraum war mit diesem Korrekturfaktor aufgrund der Schnitte im Analysephasenraum nicht gewinnbringend. Dagegen gelingt die Neugewichtung dieser Verteilungen mit dem inklusiven Korrekturfaktor. Bei der Neugewichtung der Datensätze im Analysephasenraum unterscheiden sich die Korrekturfaktoren kaum innerhalb statistischer Genauigkeit. Zudem ist in bestimmten kinematischen Bereichen nach der Anwendung dieser Korrekturfaktoren eine approximative Beschreibung des NLO-Datensatzes anderer Verteilungen, welche nicht in die Ableitung der Korrekturfaktoren eingegangen sind, möglich.

Zur Optimierung der Monte-Carlo-Neugewichtung wurde in einer weiterführenden Studie die These, dass eine Anwendung zweidimensionaler Korrekturfaktoren besser geeignet ist als die Anwendung eindimensionaler Korrekturfaktoren, überprüft. Diese Annahme stützt sich darauf, dass in zweidimensionalen Korrekturfaktoren mehr Informationen enthalten sind, da diese aus den Verteilungen zweier verschiedener kinematischer Größen abgeleitet werden. Fest bleibt jedoch die Variable der ersten Dimension des Korrekturfaktors $p_{T,V}$, da sie die empfohlene Variable zur Neugewichtung aus der Theorie ist. Die Annahme bestätigte sich durch die Analyse ein- und zweidimensionaler Verteilungen, auf welche verschiedene zweidimensionale Korrekturfaktoren angewendet wurden. Anhand exemplarisch ausgewählter Verteilungen konnte gezeigt werden, dass mit einem zweidimensionalen Korrekturfaktor zum einen eine bessere Neugewichtung im Analysephasenraum vorgenommen werden kann als mit einem eindimensionalen Korrekturfaktor. Zum anderen ist ein zweidimensionaler Korrekturfaktor auch zur Neugewichtung von Verteilungen geeignet, welche nicht in die Ableitung des Korrekturfaktors eingegangen sind. Obendrein ist der Korrekturfaktor bei der untersuchten Verteilung sogar besser zur Neugewichtung geeignet als der inklusive eindimensionale Korrekturfaktor.

Als Ergebnis dieser Studien kann folglich die Anwendung inklusiver, insbesondere zweidimensionaler Korrekturfaktoren auf Monte-Carlo-Datensätze zur Vektorboson-Produktion in Assoziation mit Jets empfohlen werden.

Weiterführende Studien könnten untersuchen, ob die Anwendung dreidimensionaler Korrekturfaktoren die Monte-Carlo-Neugewichtung weiter optimieren könnte. Des Weiteren wäre es interessant, den „Closure Test“ mit eindimensionalen Korrekturfaktoren weiterer kinematischer Größen durchzuführen oder die Variable des Transversalimpulses des Vektorbosons als erste Dimension in den zweidimensionalen Korrekturfaktoren zu variieren. Die Herausforderung weiterführender Studien könnte es sein, einen Korrekturfaktor zu finden, welcher bei der Neugewichtung möglichst vieler generierter Verteilungen kinematischer Größen der Monte-Carlo-Datensätze gute Ergebnisse liefert.

Literatur

- [1] J. Alwall et al. „The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations“. In: *Journal of High Energy Physics* 2014.7 (2014), S. 1–157.
- [2] J. Alwall et al. „MadGraph 5: going beyond“. In: *Journal of High Energy Physics* 2011.6 (2011), S. 1–40.
- [3] R. Frederix und S. Frixione. „Merging meets matching in MC@ NLO“. In: *Journal of High Energy Physics* 2012.12 (2012), S. 1–41.
- [4] T. Sjöstrand et al. „An introduction to PYTHIA 8.2“. In: *Computer physics communications* 191 (2015), S. 159–177.
- [5] J. M. Lindert et al. „Precise predictions for V +jets dark matter backgrounds“. In: *The European Physical Journal C* 77.12 (2017). 829. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5389-1. URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5389-1>.
- [6] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 9. Auflage. Berlin: Springer Spektrum, 2014. ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [7] *Standard-Modell der Elementarteilchen*. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg. besucht am: 29.07.2021.
- [8] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern- Teilchen- und Astrophysik*. 5. Auflage. Berlin: Springer Spektrum, 2017, S. 183–184. ISBN: 978-3-662-52884-6.
- [9] P. A. Zyla et al. (Particle Data Group). „Review of Particle Physics“. In: *PTEP* 2020.8 (2020). 083C01, S. 717–721, Kapitel 54: Z Boson. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [10] P. A. Zyla et al. (Particle Data Group). „Review of Particle Physics“. In: *PTEP* 2020.8 (2020). 083C01, S. 715–716, Kapitel 53: Mass and Width of the W Boson. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [11] S. L. Glashow. „Partial Symmetries of Weak Interactions“. In: *Nucl. Phys.* 22 (1961), S. 579–588. DOI: 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [12] A. Salam und J. C. Ward. „Electromagnetic and weak interactions“. In: *Phys. Lett.* 13 (1964), S. 168–171. DOI: 10.1016/0031-9163(64)90711-5.
- [13] S. Weinberg. „A Model of Leptons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), S. 1264–1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [14] D. J. Gross und F. Wilczek. „Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories“. In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), S. 1343–1346. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1343.
- [15] D. J. Gross und F. Wilczek. „Asymptotically Free Gauge Theories. I“. In: *Phys. Rev. D* 8 (1973), S. 3633–3652. DOI: 10.1103/PhysRevD.8.3633.
- [16] D. J. Gross und F. Wilczek. „Asymptotically free gauge theories. II“. In: *Phys. Rev. D* 9 (1974), S. 980–993. DOI: 10.1103/PhysRevD.9.980.

- [17] H. D. Politzer. „Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?“ In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), S. 1346–1349. DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- [18] G. Aad et al. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [19] S. Chatrchyan et al. „Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC“. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [20] F. Englert und R. Brout. „Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 321–323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [21] P. W. Higgs. „Broken symmetries, massless particles and gauge fields“. In: *Phys. Lett.* 12 (1964), S. 132–133. DOI: 10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [22] P. W. Higgs. „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 508–509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [23] P. A. Zyla et al. (Particle Data Group). „Review of Particle Physics“. In: *PTEP* 2020.8 (2020). 083C01, S. 203–260, Kapitel 11: Status of Higgs Boson Physics. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [24] A. M. Sirunyan et al. „Combined measurements of Higgs boson couplings in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV“. In: *Eur. Phys. J. C* 79.5 (2019), S. 421. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6909-y. arXiv: 1809.10733 [hep-ex].
- [25] S. Chatrchyan et al. „Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to Z Boson Pairs“. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (8 Feb. 2013), S. 081803. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.081803. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.081803>.
- [26] V. C. Rubin. „Dark matter in spiral galaxies“. In: *Scientific American* 248.6 (1983), S. 96–109.
- [27] A. G. Riess et al. „Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant“. In: *The Astronomical Journal* 116.3 (1998), S. 1009.
- [28] U. Husemann. „Top-quark physics: status and prospects“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 95 (Juli 2017), S. 48–97.
- [29] F. K. Schmidt. *Einführung in das Kern- und Teilchenphysikalische Praktikum*. Hrsg. von ETP. Mai 2021.
- [30] S. Chatrchyan et al. „The CMS experiment at the CERN LHC“. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), S08004.
- [31] G. Aad et al. „The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider“. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), S08003.
- [32] A. Augusto Alves Jr. et al. „The LHCb detector at the LHC“. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), S08005.
- [33] K. Aamodt. „The ALICE experiment at the CERN LHC“. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), S08002.
- [34] D. Barney. „CMS Detector Slice“. CMS Collection. Jan. 2016. URL: <https://cds.cern.ch/record/2120661>. besucht am: 09.08.2021.
- [35] CERN. *Detector - About CMS*. URL: <https://cms.cern/detector/>. besucht am: 09.08.2021.
- [36] CERN. *Crystal Calorimeter - CMS-Experiment*. URL: <https://cms.cern/detector/measuring-energy/crystal-calorimeter>. besucht am: 19.08.2021.

- [37] CERN. *Detecting Muons - CMS-Experiment*. URL: <https://cms.cern/detector/detecting-muons>. besucht am: 19.08.2021.
- [38] *Search for monotop in the muon channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2016. URL: <https://cds.cern.ch/record/2143260>.
- [39] A. M. Sirunyan et al. „Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector“. In: *Journal of Instrumentation* 12.10 (Okt. 2017), P10003. DOI: 10.1088/1748-0221/12/10/p10003. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/p10003>.
- [40] M. Cacciari et al. „The anti-kt jet clustering algorithm“. In: *Journal of High Energy Physics* 2008.04 (2008), S. 14.
- [41] S. Agostinelli et al. „GEANT4—a simulation toolkit“. In: *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), S. 250–303.
- [42] R. D. Ball et al. „Parton distributions from high-precision collider data“. In: *The European Physical Journal C* 77.10 (2017), S. 1–75.
- [43] J. Alwall et al. „A standard format for Les Houches event files“. In: *Computer Physics Communications* 176.4 (2007), S. 300–304.
- [44] J. Alwall et al. „Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions“. In: *The European Physical Journal C* 53.3 (2008), S. 473–500.
- [45] G. Petrucciani et al. „Mini-AOD: A new analysis data format for CMS“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 664. 7. IOP Publishing. 2015, S. 072052.
- [46] P. A. Zyla et al. (Particle Data Group). „Review of Particle Physics“. In: *PTEP* 2020.8 (2020). 083C01, S. 661–664, Kapitel 44: Monte Carlo Particle Numbering Scheme. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.

Anhang

A Ergänzende Abbildungen zur Charakterisierung der Datensätze

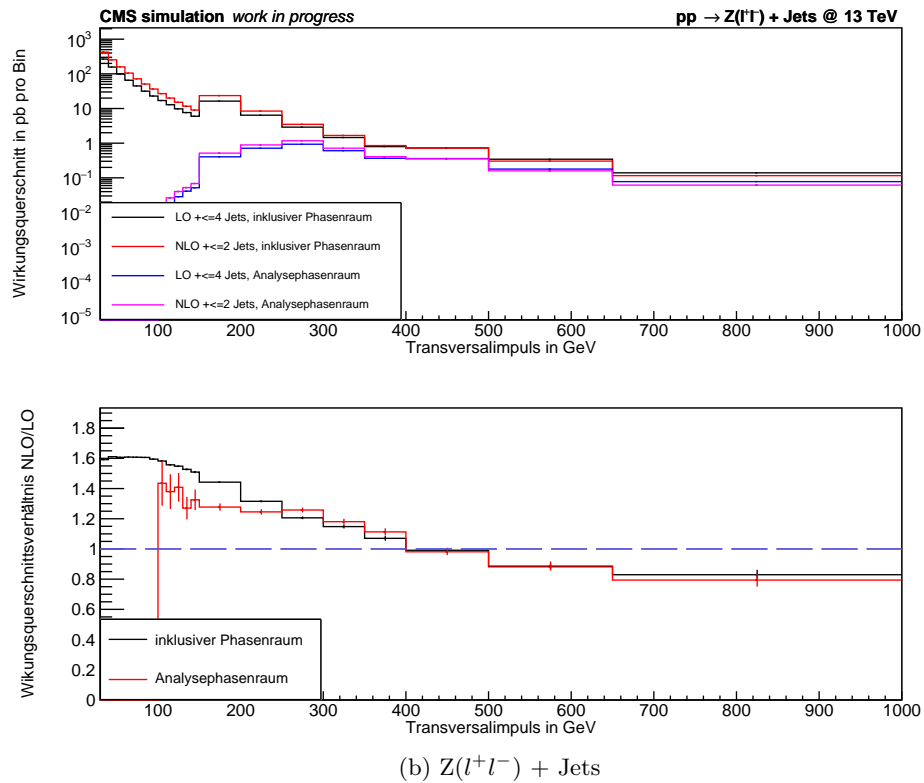
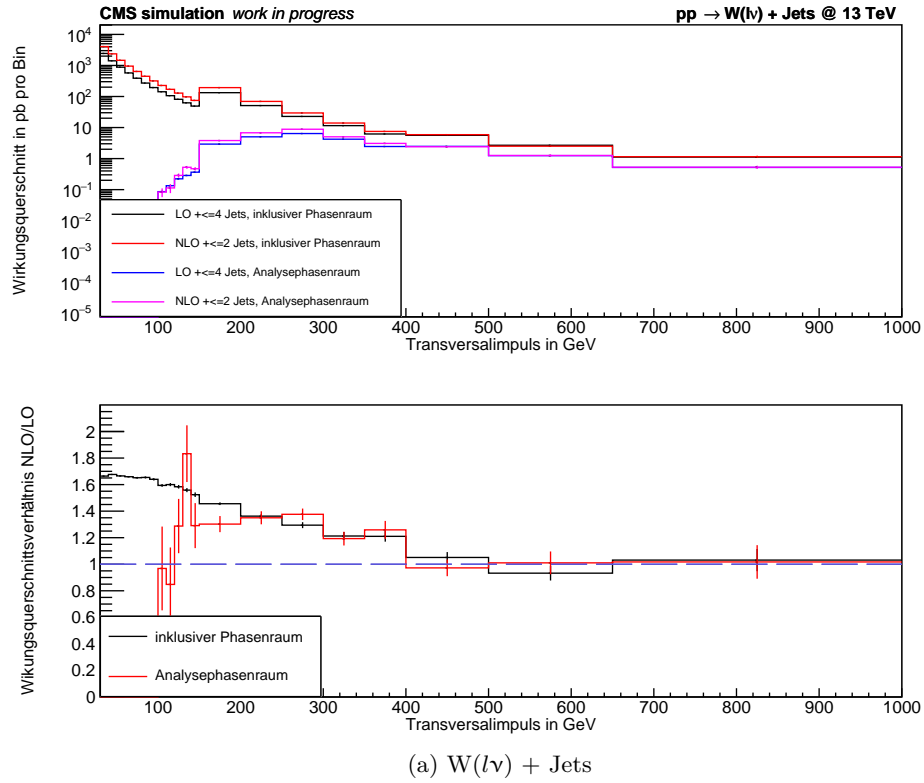


Abbildung A.1: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des führenden Jets bei der (a) W-Boson- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).

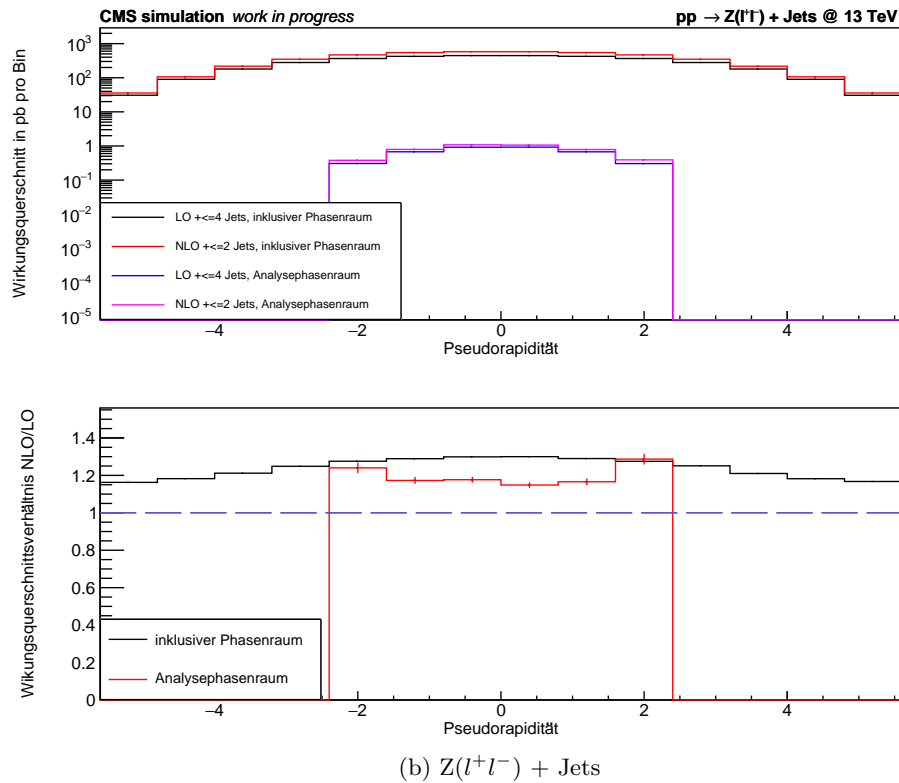
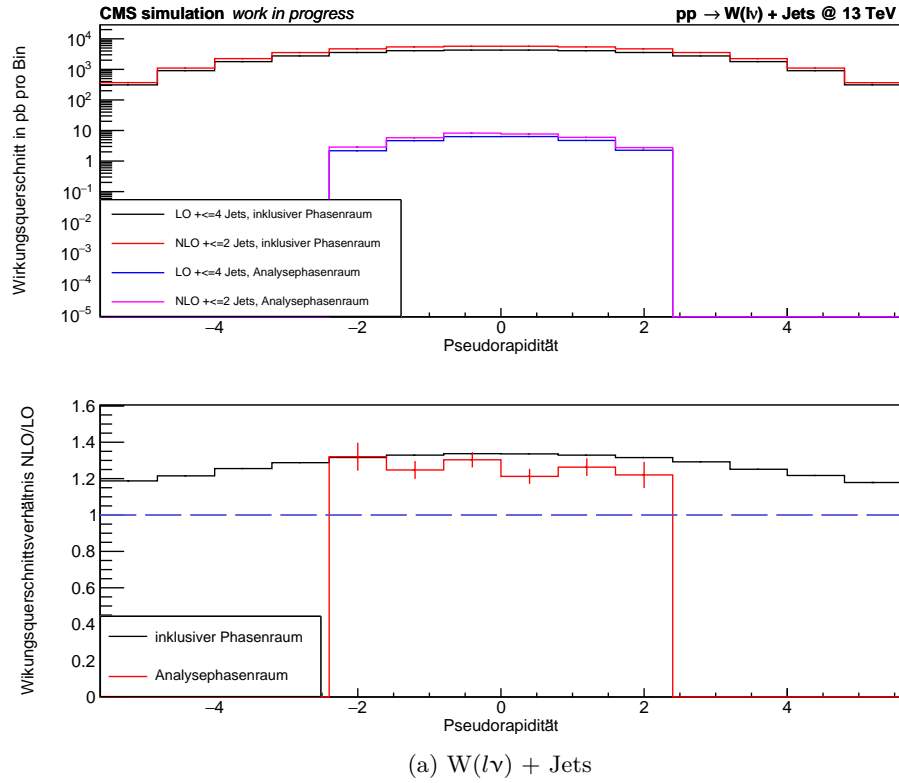


Abbildung A.2: Oben: Wirkungsquerschnitt als Funktion der Pseudorapidität des führenden Jets bei der (a) W-Boson- und der (b) Z-Boson-Produktion im inklusiven (schwarz/rot) sowie Analysephasenraum (blau/pink) der LO-/NLO-Datensätze. Unten: Wirkungsquerschnittsverhältnis von NLO- zu LO-Datensatz im inklusiven (schwarz) sowie Analysephasenraum (rot).