Suche nach dunkler Materie in Zusammenhang mit einem dunklen Higgs Boson

Search for Dark Matter in Association of a Dark Higgs Boson

Masterarbeit der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Ralph Franz André Weber
geboren in Landau in der Pfalz

Zusammenfassung

Durch astronomische Beobachtungen ist bekannt, dass ein vielfaches der existierenden Masse nicht von den aktuell bekannten Teilchen erklärt werden kann. Um diesem Missstand entgegen zu wirken, suchen viele Forschergruppen weltweit auf vielfältige Weise nach Hinweisen auf dunkle Materie. Mit den zur verfügung stehenden Daten des ATLAS Detektors, die sich in RUN-2 auf 139 fb^{-1} belaufen, können verschiedene Modelle geprüft und somit ein wichtiger Beitrag zur Erforschung der dunklen Materie geliefert werden.

Wenn dunkle Materie mit Standardmodell Teilchen interagiert, wird diese Kopplung nur sehr schwach sein, da andernfalls die Beobachtung der dunklen Materie bereits geschehen wäre. Durch eine schwache Kopplung jedoch, werden bei Kollisionen an Beschleunigern gelegentlich dunkle Materie Teilchen erzeugt. Die Herausforderung liegt nun darin, dass diese Teilchen nicht direkt detektiert werden können, dennoch könnten sie ein unterscheidbares Signal zu Standardmodell Zerfälle enthalten und somit etwas ihrer Eigenschaften preisgeben.

Hierzu wird in dieser Arbeit ein vereinfachtes Modell erläutert und anschließend der Detektor und die dazugehörige Simulation beschrieben. Es folgt eine Untersuchung des Signalmodells und der Abgleich mit Untergrundprozessen, während die allgemeine Analysestrategie erläutert wird.

Untersucht wird das Verhalten des Modells für unterschiedliche Massen zweier Teilchen, dem dunklen Higgs und dem Z'-Boson, welche durch das vereinfachte Modell eingeführt werden. Es wird gezeigt, dass die Ausschlusskriterien bis zu einer dunklen Higgs Masse von 240 GeV und Z' Massen bis jenseits der 2 TeV erfolgen könnten.

Abstract

It is known from astronomical observations that a multiple of the existing mass cannot be explained by the currently known particles. To counteract this problem, many research groups around the world are looking for evidence to dark matter in a variety of ways. With the data available from the ATLAS detector, which amount to 139 fb^{-1} in RUN-2, different models can be tested and thus an important contribution to the study of dark matter can be made.

If dark matter interacts with standard model particles, this coupling will only be very weak, otherwise the observation of dark matter would have already happened. However, due to weak coupling, dark matter particles are occasionally generated during collisions at accelerators. The challenge now is that these particles cannot be detected directly, yet they could contain a distinguishable signal from standard model decays and thus reveal some of their properties.

For this purpose, a simplified model is explained in this work and then the detector and the associated simulation are described. This is followed by an examination of the signal model and a comparison with background processes, while the general analysis strategy is explained.

The behavior of the model is examined for different masses of two particles, the dark Higgs and the Z' boson, which are introduced by the simplified model.

It is shown that the exclusion criteria could be up to a dark Higgs mass of 240 GeV and Z' masses beyond the 2 TeV.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **1**

2 Theoretische Grundlagen **3**
2.1 Struktur des Standardmodells 3
2.2 Offene Fragen 7
2.3 Dunkler Sektor 7

3 Das ATLAS Experiment **11**
3.1 Large Hadron Collider 11
3.2 ATLAS-Experiment 12
3.3 Koordinatensystem 13
3.4 Triggersystem 14

4 Rekonstruktion und Simulation **15**
4.1 Rekonstruktion 15
4.2 Simulation 16
4.3 E_T^{miss} Trigger Skalierungsfaktoren 18

5 Untersuchung des Signals **21**
5.1 Signalreaktion 22
5.2 Kinematische Verteilung 24

6 Optimierung **27**
6.1 Vorbereitung 27
6.2 Objektdefinitionen 27
6.3 Statistische Grundlage 30
6.4 Signal Region 31

7 Untergrund Abschätzung **37**
7.1 Kontroll Region 38

8 Ergebnisse **41**
8.1 Shape Fit 41
8.2 Ausschlusslimits 42

9 Zusammenfassung und Ausblick **45**

A E_T^{miss} Trigger Skalierungsfaktoren **47**

B Schnitt Einflüsse **51**

Kapitel 1

Einführung

Der unstillbare Entdeckerdrang des Menschen ließ ihn immer weiter in das Verständnis der Natur eindringen. Mit der Entdeckung des Elektrons durch J. Thomson im Jahr 1897 begann eine neue Ära in unserem Naturverständnis. Durch Untersuchung von Atomen konnten immer kleinere Objekte entdeckt werden. In akribischer Suche konnten zusammengesetzte Hadronen von elementaren Teilchen getrennt werden und auch Austauschteilchen wie das W- und Z-Boson ab den 80er Jahren identifiziert werden.

Parallel dazu wurden entsprechende theoretische Modelle entwickelt. R. Feynman führte in den 40er Jahren die Quantenelektrodynamik ein. Ein hadronisches Äquivalent beruht auf einem Vorschlag von M. Gell-Mann und G. Zweig und ist als Quantenchromodynamik bekannt. Mit der Vereinheitlichung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung durch S. Glashow, S. Weinberg und A. Salam verstärkt sich die Idee einer großen vereinheitlichten Theorie.

Das Standardmodell in der uns heute bekannten Form wurde erstmals 1974 vorgestellt. Das letzte postulierte Teilchen, das Higgs Boson, wurde 2012 am LHC nachgewiesen.

Das Zusammenspiel zwischen theoretischer Vorhersage und experimentellen Befunden treibt die Forschung seit langem stetig voran. Insbesondere wichtige Experimente am CERN, wie Gargamelle oder die SPS Detektoren, konnten neue Erkenntnisse über die kleinsten Teilchen erbringen. Der heutige LHC mit seinen Allzweckdetektoren ATLAS und CMS erlaubt umfangreiche Präzisionsmessungen des Standardmodells.

Trotz exakter, hochenergetischer Untersuchungen bleiben jedoch einige Beobachtungen ungeklärt. Viel Aufmerksamkeit wird dabei aktuell der Suche nach dunkler Materie gewidmet. Diese Arbeit führt ein vereinfachtes Modell ein, welches als zusätzlichen Teilchen ein weiteres Higgs Boson, ein neutral geladenes Z'-Boson und ein dunkle Materie Teilchen enthält. Das Higgs Boson soll in zwei W-Bosonen zerfallen, welche wiederum im Detektor gemessen werden können.

Ziel der Arbeit ist die Untersuchung eines Massebereiches für das neue Higgs Boson und des Z'-Bosons. Hierzu werden das theoretische Modell, der Detektor und dessen Simulation erläutert. Anschließend wird das Verhalten des Signals untersucht. In Kapitel 6 wird eine Optimierung der Signal Region durchgeführt und anschließend

Kontroll Regionen vorgeschlagen. Abschließend werden mögliche Ausschlusskriterien gezeigt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Das Ziel aller Wissenschaftler ist das Verständnis grundlegender Zusammenhänge. Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den kleinsten bekannten Teilchen und deren Wechselwirkung. Der aktuelle Wissensstand wird durch das gut überprüfte Standardmodell (SM) beschrieben, dessen letzter Teil 2012 am ATLAS und CMS Experiment [1, 2] entdeckt wurde. Trotzdem sind weiterhin viele Fragen offen und verschiedene Beobachtungen können nicht durch die Vorhersagen des SM erklärt werden, dies zeigt, dass das Modell noch nicht komplett ist und erweitert werden muss.

2.1 Struktur des Standardmodells

Das SM wird durch Quantenfeldtheorien (QFT) beschrieben. Das Konzept der QFT wird nun in Kürze eingeführt, dabei folgt die Einführung [3, 4].

QFT kombiniert die quantenmechanischen Eigenschaften der Teilchen mit der Relativitätstheorie. Anstatt eines Massenpunktes, wird ein Teilchen als Feld von Raum und Zeit $\phi(\vec{x}, t)$ beschrieben. Wie in der klassischen Mechanik kann die Bewegung durch einen Lagrangian $\mathcal{L}$ mit Ort und Impuls beschrieben werden, entsprechend wird dieser in der Feldtheorie zu $\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$. Durch den Grundsatz der geringsten Wirkung

$$\delta \mathcal{S} = 0 \tag{2.1}$$

mit Wirkung

$$\mathcal{S} = \int \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) d^4x$$

kann die Euler-Lagrange Gleichung äquivalent zur klassischen Mechanik abgeleitet werden

$$\partial_\mu \Big(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \Big) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \tag{2.2}$$

Hieraus kann wiederum die Bewegungsgleichung gewonnen werden.

Ein Lagrangian kann auch aus mehreren Feldern bestehen, im SM werden Felder kombiniert, die der lokalen Eichsymmetrie genügen. Eine lokale Eichsymmetrie fordert, dass ein Feld invariant unter lokaler, also ortsabhängiger, Phasenverschiebung bleibt $\phi \rightarrow e^{i\theta(\mathbf{x})}\phi$. Dies führt im SM zu der $SU(3)_C$ Gruppe, welche die

starke Kraft mit ihrer Farbladung beschreibt, sowie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Gruppe, die der elektroschwachen Kraft entspricht. Hieraus entstehen zwei fundamental unterschiedliche Gruppen von Teilchen: Bosonen mit einem ganzzahligem Spin, welche die Kräfte übertragen und Fermionen mit halbzahligem Spin aus denen sich die Materie zusammensetzt.

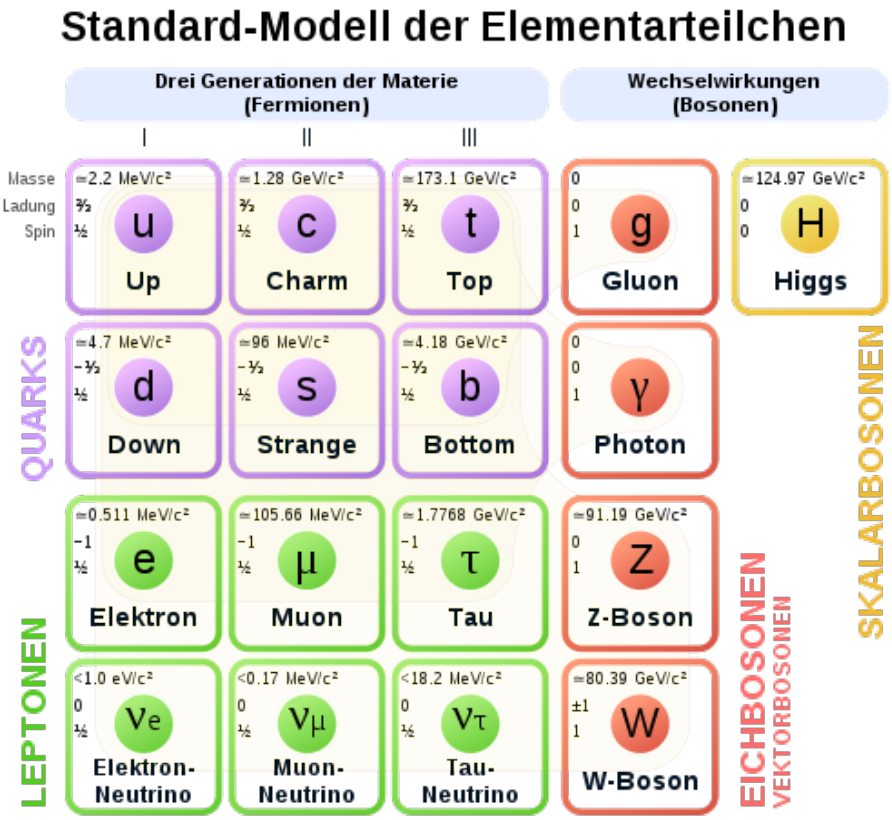


Abbildung 2.1: Übersicht über die SM Teilchen [5]

Fermionen

Alle Fermionen im SM haben einen Spin $\frac{1}{2}$ und können weiterhin in zwei Gruppen unterschieden werden, wobei jede dieser beiden Gruppen in drei Generationen aufgeteilt ist. Innerhalb einer Generation weisen die Teilchen die gleichen Quantenzahlen auf, unterscheiden sich jedoch sehr stark in ihrer Masse.

Die sechs Quarks wechselwirken mit allen Grundkräften. Neben ihrer elektrischen Ladung von entweder $+\frac{2}{3}$ oder $-\frac{1}{3}$, tragen sie ebenso die Ladung der starken Kraft, welche Farbladung genannt wird und rot, grün oder blau sein kann. Ihre Antiteilchen tragen entsprechend eine elektrische Ladung von $-\frac{2}{3}$ bzw. $+\frac{1}{3}$ und Anti-Farben.

Quarks können nicht einzeln existieren, physikalische Teilchen müssen immer farblos sein. Dieses Verhalten wird Confinement genannt. Farblosigkeit entsteht in Quarkpaaren, genannt Mesonen, dadurch, dass je ein Quark die Farbe und das Anti-Quark die Anti-Farbe trägt. Baryonen hingegen setzten sich aus drei Quarks

zusammen die jeweils eine unterschiedliche Farbladung tragen.

Die zweite Hauptgruppe der Fermionen sind die Leptonen. Sie interagieren nicht mit der starken Kraft und tragen nur eine elektrische Ladung von entweder -1 oder 0 (bzw. Anti-Leptonen $+1$ oder 0). Immer ein geladenes und ein ungeladenes Lepton bilden eine Generation, wobei das geladene Lepton viel schwerer als das ungeladene Lepton, das Neutrino, ist. Laut Theorie sollten die Neutrinos masselos sein, jedoch ist durch die beobachtete Neutrino Oszillation bekannt, dass mindestens zwei Neutrinos eine Masse tragen [6].

Durch die sogenannte Chiralität, bilden je ein links händiges Elektron und ein links händiges Neutrino ein Dublett in der Hyperladung $Y = 2(Q - I_3)$, wobei Q die elektrische Ladung und I_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins beschreibt. Rechts händige Leptonen sind Singuletts in dieser Eigenschaft und sind nicht von der schwachen Wechselwirkung betroffen. Da Neutrinos nur an die schwache Kraft koppeln und rechts händige Neutrinos Singuletts wären, ist ihre Existenz unwahrscheinlich.

Bosonen

Die Austauschteilchen der Kräfte besitzen einen Spin von 1.

Gluon:
Die Gluonen sind masselos, elektrisch neutral geladen und übertragen die starke Kraft. Die $SU(3)_C$ Gruppe sagt ein Gluonen Oktett und ein Singulett voraus, jedoch können nur die acht Gluonen des Oktetts in der Natur beobachtet werden. Das farberhaltende Singulett kommt nicht vor, sodass durch jede Interaktion eines Quarks mit einem Gluon dessen Farbe geändert wird.

Photon:
Das Photon ist ebenfalls masselos und elektrisch neutral geladen, es transportiert die elektromagnetische Kraft.

Z/W-Boson:
Die schwache Kraft wird über das elektrisch neutrale Z-Boson oder über das elektrisch geladene $W^{\pm}$-Boson übertragen.

Aus der $SU(2)_L$ Gruppe sollten drei masselose Bosonen W^1, W^2 und W^3, sowie aus $U(1)_Y$ ein masseloses Boson B entstehen. In Experimenten wurden jedoch drei massebehaftete Bosonen beobachtet. Dieses Phänomen kann über den Higgs Mechanismus erklärt werden, der im nachfolgenden Abschnitt erläutert wird.

Die physikalischen Teilchen setzten sich wie folgt aus den zuerst genannten Feldern zusammen:

$$\begin{aligned} W^{\pm} &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2) \\ Z &= B \cdot \sin(\theta_W) + W^3 \cdot \cos(\theta_W) \\ \gamma &= B \cdot \cos(\theta_W) + W^3 \cdot \sin(\theta_W) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Wobei $\theta_W = \arccos \frac{m_W}{m_Z}$ der Weinberg-Winkel bzw. schwacher Mischungswinkel ist.

Higgs-Boson:
Durch den Higgs Mechanismus [7, 8] entsteht ein weiteres neutral geladenes Boson, dass jedoch einen Spin 0 hat und keine Kraft überträgt. Der Higgs Mechanismus bricht die elektroschwache $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Symmetrie spontan und generiert somit die Masse des $W^{\pm}$- und Z-Bosons. Dies entsteht, wenn ein komplexes Skalarfeld Dublett eingeführt wird

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

wobei ϕ^+ einem elektrisch geladenen Feld entspricht, währen ϕ^0 elektrisch neutral ist. Das Potential dieses Felds wir durch

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \tag{2.5}$$

beschrieben.

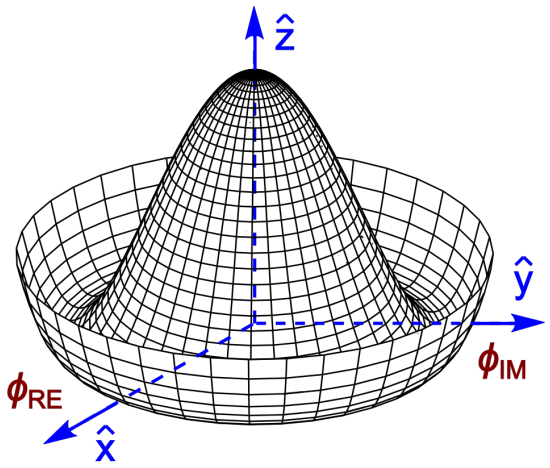


Abbildung 2.2: „Mexican Hat“ - Potential eines symmetrischen, komplexen Felds [9]

Wenn $\mu^2 < 0$ ist, ist das Minimum nicht mehr im Ursprung des Potentials, sondern in einem symmetrischen Ring um den Ursprung, dieses Potential nennt sich „Mexican Hat“ (vgl. Figur 2.2). Das niedrigste Potential wird auch Grundzustand genannt. Jede Wahl eines Punktes im Grundzustand führt dazu, dass das Potential von diesem Punkt aus gesehen nicht mehr symmetrisch ist, dieses Verhalten wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet. Solange das Potential symmetrisch ist, verändert die Wahl des Grundzustandes nicht die physikalischen Eigenschaften des Systems. Zudem ist der Betrag des Grundzustands immer gleich und wird als Vakuum Erwartungswert (vev) v bezeichnet.

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \tag{2.6}$$

Solange das Photon masselos ist, wird der vev nur über das neutrale Feld ϕ^0 bestimmt.

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

Mit diesen Annahmen kann berechnet werden, dass zwei elektrisch geladene Bosonen mit einer Masse von $m_W = \frac{1}{2} g_W v$ entstehen, wobei g_W die Kopplungskonstante der $SU(2)_L$ Gruppe ist, dieses Boson kann als W-Boson identifiziert werden. Zusätzlich wird aus dem neutralen Feld ein masseloses Boson (das Photon) und ein massives Boson mit $m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_W^2 + g'^2}$ erzeugt, dabei ist $g\prime$ die Kopplungskonstante des $U(1)_Y$ Felds.

2.2 Offene Fragen

Auch wenn das SM vielfach bestätigt wurde, so zeigen einige Beobachtungen noch offene Fragen. Neben dem Hierarchie Problem [10] und dem Widerspruch der Materie-Antimaterie Asymmetrie [11], ist Dunkle Materie (DM) eine der größten Schwächen des SM.

Beobachtungen des Universums wie z. B. zu starke Gravitationslinsen oder Rotationsgeschwindigkeit der Galaxien zeigen, dass rund fünfmal mehr Masse vorhanden ist, als wir sehen und erwarten [12]. Da diese Masse kein Licht emittiert, wird sie als "dunkel"bezeichnet. Neben der Modifizierung grundlegender physikalischer Eigenschaften, ist ein einfacher Weg zur Erklärung der Phänomene, die Einführung elektrisch neutraler Materie, die nur sehr wenig mit sichtbarer Materie interagiert.

Daher wird im Folgenden eine Möglichkeit der DM näher Untersucht.

2.3 Dunkler Sektor

Es gibt eine riesige Menge an Möglichkeiten was DM ist und wie sie an SM Teilchen koppelt. Um die Modelle zu prüfen, ist es notwendig, sich auf ein einzelnes Modell zu fokussieren. Anstelle einer Beschreibung eines vollständigen Modells, kann auch ein vereinfachtes Modell angenommen werden. Hierbei werden nur Teilchen eingeführt, die in dem betrachteten Zerfall auftauchen.

Im Folgenden wird ein vereinfachtes Modell beschrieben, dass auf einer neuen $U(1)'$ Eichgruppe basiert, die durch ein dunkles Higgs gebrochen wird [13, 14]. In dieser Gruppe trägt ein neues komplexes Higgs Feld S die Ladung q_S und durch spontane Symmetriebrechung mit vev w erhalten ein Majorana DM Teilchen χ und ein zusätzliches Eichboson Z' ihre Massen.

Wie in Kapitel 2.1 gezeigt, ist das Potential eines Higgs Felds

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \tag{2.8}$$

Die lokale Eichtransformation ist gegeben durch

$$\phi(\mathbf{x}) \to \phi'(\mathbf{x}) = e^{ig' q_S \chi(\mathbf{x})} \phi(\mathbf{x}) \tag{2.9}$$

Dabei ist die Funktion $\chi(x)$ Raumzeit abhängig. Um dies zu lösen, wird die Ableitung durch ihre entsprechende covariante Ableitung ersetzt.

$$\partial_\mu \to D_\mu = \partial_\mu + i g' q_S Z'_\mu \tag{2.10}$$

g' ist die Kopplungskonstante der $U(1)'$ Gruppe und q_S die entsprechende Ladung. Um den Lagrangian invariant zu halten, transformiert das neue Eichfeld Z'_μ zu

$$Z'_\mu \to (Z'_\mu)' = Z'_\mu - \partial_\mu \chi(\mathbf{x}) \tag{2.11}$$

Der Lagrangian ist damit

$$\mathcal{L} = -\tfrac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^2 - \lambda\phi^4 \tag{2.12}$$

Mit dem kinematischen Term des neuen Felds

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu Z'^\nu - \partial^\nu Z'^\mu$$

Wenn das komplexe Skalar Feld spontan gebrochen ist, ist es möglich das Higgs Feld als eine Funktion von dem vev w und zwei realen Feldern zu schreiben.

$$\phi(\mathbf{x}) = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(w + \eta(\mathbf{x}) + i\xi(\mathbf{x})) \tag{2.13}$$

Hiermit kann der Lagrangian folgendermaßen ausgedrückt werden

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = &\underbrace{\tfrac{1}{2}(\partial^\mu\eta)(\partial_\mu\eta) - \lambda w^2\eta^2}_{\text{massives } \eta} + \underbrace{\tfrac{1}{2}(\partial^\mu\xi)(\partial_\mu\xi)}_{\text{masseloses } \xi} - \underbrace{\tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \tfrac{1}{2}(g'q_S w)^2 Z'^\mu Z'_\mu}_{\text{massives Eichfeld}} \\ &- V_{int} + g'q_S w Z'_\mu(\partial^\mu\xi)\end{aligned} \tag{2.14}$$

Dieser Ausdruck hat zwei Probleme. Erstens ist die Anzahl an Freiheitsgraden durch das auftauchen der Bosonmasse von vier auf fünf gestiegen, zweitens beschreibt der letzte Term der Gleichung einen nicht physikalischen Übergang eines massiven Spin 1 Teilchen in ein masseloses Spin 0 Teilchen. Dies kann verhindert werden, indem die Eichtransformation folgendermaßen definiert wird

$$Z'_\mu \to (Z'_\mu)' = Z'_\mu - \frac{1}{g'q_S w}\partial_\mu\xi(x) \tag{2.15}$$

Somit wird der Lagrangian zu

$$\mathcal{L} = \underbrace{\tfrac{1}{2}(\partial^\mu\eta)(\partial_\mu\eta) - \lambda w^2\eta^2}_{\text{massiver Skalar s}} - \underbrace{\tfrac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \tfrac{1}{2}(g'q_S w)^2 Z'^\mu Z'_\mu}_{\text{massives Eichboson}} - V_{int} \tag{2.16}$$

Mit $m_s = \sqrt{2\lambda}w$ und $m_{Z'} = g'q_S w$.

Die Masse des DM Teilchens χ wird durch einen ähnlichen Weg erzeugt, bei dem ein zusätzlicher Term im Lagrangian auftaucht. Die Masse des Teilchens ist gegeben durch $m_\chi = \frac{y_\chi w}{\sqrt{2}}$, wobei y_χ der DM Yukawa Kopplung entspricht.

Durch eine axial Kopplung von χ zu Z', koppeln alle drei Teilchen zueinander.

$$\mathcal{L}_{int} = -\tfrac{1}{2}g'q_\chi Z'^\mu\bar{\chi}\gamma^5\gamma_\mu\chi - \tfrac{y_\chi}{2\sqrt{2}}s\bar{\chi}\chi + \tfrac{1}{2}g'^2q_S^2 Z'^\mu Z'_\mu(s^2 + 2sw) \tag{2.17}$$

Hierbei ist $q_\chi = q_S/2$ die Ladung in der neuen Gruppe $U(1)'$ des DM Teilchens.

Die Axial-Vektor-Kopplung von Z' zu SM Quarks fordert eine Modifikation des Setups um die Eichinvarianz des SM zu garantieren [15] und wird deshalb zur Vereinfachung vernachlässigt. Es wird viel mehr angenommen, dass die Vektor-Kopplung von Z' zu SM Quarks vorherrscht, während die Kopplung an SM Leptonen nur vernachlässigbar kleine Effekte hat.

$$\mathcal{L}_{Z'\leftrightarrow SM} = -g'q_q Z'^\mu\bar{q}\gamma_\mu q \tag{2.18}$$

Dies führt zu drei Möglichkeiten, wie die Mediatoren an SM Teilchen koppeln: Z' koppelt direkt an SM Teilchen, mischt mit neutralen SM Bosonen oder das dunkle Higgs mischt mit dem SM Higgs.

Mischen SM und dunkles Higgs nicht oder nur sehr wenig miteinander, ist das dunkle Higgs instabil und zerfällt nach extrem kurzer Lebenszeit. Wenn das dunkle Higgs das leichteste DM Teilchen ist, zerfällt dieses in SM Teilchen. Dass das dunkle Higgs das leichteste DM Teilchen ist, wird bevorzugt angenommen, da die Reliktdichte bei diesem Prozess besonders durch $\chi\chi \to ss$ gesetzt wird und damit die astronomische Reliktdichte reduziert.

Kapitel 3

Das ATLAS Experiment

Um die kleinsten Teilchen zu untersuchen, müssen die dazu verwendeten Energien sehr groß sein. Dies fordert riesige Beschleuniger, der größte ist der „Large Hadron Collider“ (LHC) an der französisch-schweizerischen Grenze in der Nähe von Genf. Er ist gleichzeitig das Hauptprojekt der „European Organization for Nuclear Research“ (CERN) [16].

3.1 Large Hadron Collider

Der LHC ist ein 26,7 km langer Hadronen Beschleunigerring, der vornehmlich zu Proton-Proton Kollisionen genutzt wird [17, 18]. Viele Experimente sind in und um den LHC gebaut, das größte davon ist das ATLAS-Experiment, das in Kapitel 3.2 beschrieben wird. Der Beschleunigerring ist in einem 50 bis 175 m tiefen Tunnel eingebettet, der in den 80er Jahren für den Large Electron-Positron Collider (LEP) gebaut wurde.

Eine Kaskade von Vorbeschleunigern liefert zwei gut kollimierte, hoch beschleunigte Protonenstrahlen, die in entgegengesetzter Richtung bis auf eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13\ TeV$ in RUN-2 beschleunigt wurden [19]. Um die Protonenstrahlen zu beschleunigen, werden in Hohlraumresonatoren elektrische Felder von 5,5 MV/m erzeugt, während 1232 Dipolmagnete mit jeweils 8,3 Tesla den Strahl auf seiner Bahn halten. Um ein solch hohes magnetisches Feld zu erzeugen, wird der gesamte Beschleunigerring auf 1,9 K abgekühlt, so dass die Magnete in ihre supraleitende Phase übergehen. 392 Quadrupol Magnete sorgen zusätzlich für eine Fokussierung der Strahlen auf sehr kleine Durchmesser.

Die Protonen werden in Paketen von ungefähr 10^{11} Protonen beschleunigt, sogenannte Bunches. Die maximale Kapazität des LHC beträgt 2808 dieser Bunches, die je eine Länge von wenigen Zentimetern und eine transversale Breite im Bereich von Millimetern aufweisen. Kurz vor einem Experiment werden die beiden Strahlen auf 20 μm fokussiert und aufeinander gelenkt, sodass sich die beiden Strahlen kreuzen. Auf diese Weise werden 40 Millionen Kollisionen pro Sekunde erzeugt.

3.2 ATLAS-Experiment

A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS) ist der größte jemals gebaute Detektor [20, 21, 22]. Mit einer Länge von 44 m und 25 m Höhe ist er um das Strahlrohr des LHC herumgebaut, um das Higgs Teilchen und andere noch unbekannte Teilchen zu detektieren und die Vorhersagen des SM genauer zu untersuchen.

Er besteht aus drei Teilen: Innerer Detektor, Kalorimeter und Myonen Kammer. Jeder Teil besitzt einen zylinderförmigen Teil, der entlang des Strahlrohrs ausgerichtet ist, sowie Endkappen auf beiden Seiten, um vorwärts gerichtete Prozesse zu untersuchen.

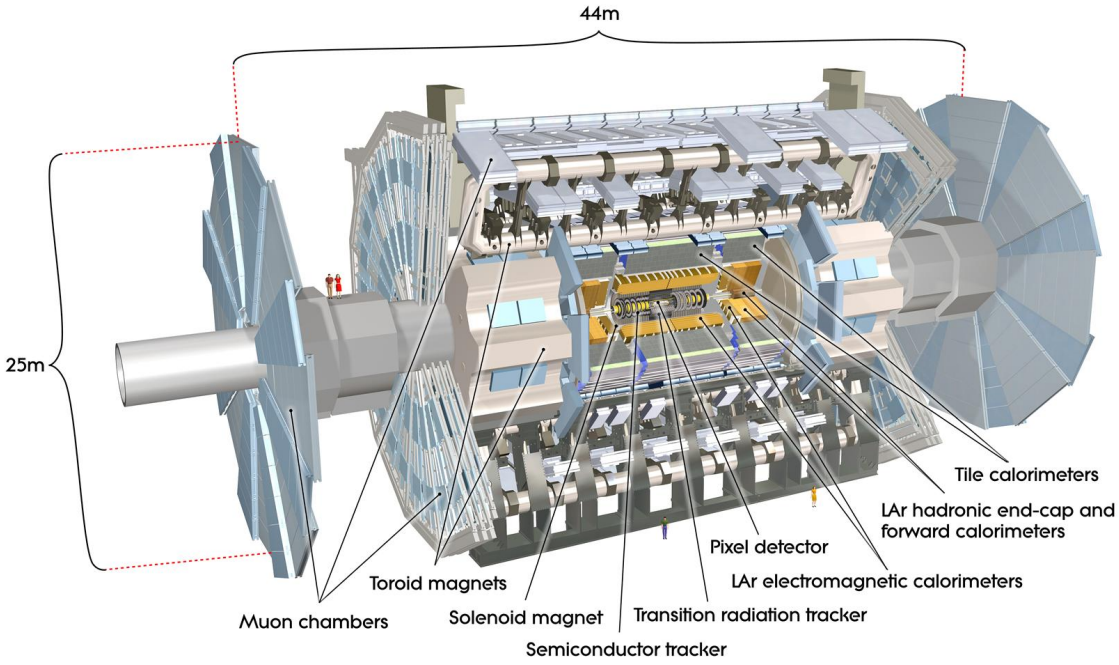


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des ATLAS [23].

Innerer Detektor Der Innere Detektor [24] ist aus vier Teilen aufgebaut.

Der Teil, der sich am nächsten am Strahlrohr befindet, ist der Insertable B-Layer Detektor (IBL) [25]. Der IBL wurde in ATLAS zum ersten langen Shutdown eingebaut und soll die Identifikation von b-Quarks erleichtern.

Um diesen liegt der Pixel Detektor [26], der drei Schichten aus segmentierten Halbleiterdetektoren enthält. Jede dieser 140 Millionen Segmente, sogenannte Pixel, haben eine Größe 50 μm x 400 μm und können die Bahn eines Teilchens auf eine Genauigkeit von 14 μm genau messen.

Der dritte Teil bildet der Silicon-Stripe-Detector (SCT) [27], welcher aus acht Schichten Siliziumstreifen aufgebaut ist, die jeweils leicht zueinander verdreht sind, um die Bahn der Teilchen noch besser messen zu können.

Der letzte Teil des Inneren Detektors ist der Transition Radiation Tracker (TRT) [28]. Dieser ist ein Cherenkovstrahlen Detektor bei dem geladene Teilchen Licht abstrahlen, sobald sie sich mit einer höheren Geschwindigkeit als Licht in diesem Medium fortbewegen. Verwendet werden dazu mit Xenon gefüllte Röhrchen, die von

Polyethylenschaum umgeben sind.

Um den Inneren Detektor ist ein Solenoid Magnet [29] mit 2 Tesla gebaut, damit die geladenen Teilchen abgelenkt werden und somit ihre Ladung und ihr Impuls bestimmt werden kann.

Kalorimeter Kalorimeter sollen die Teilchen stoppen und ihre Energie messen. ATLAS hat zwei unterschiedliche Kalorimeter, ein elektromagnetisches um Photonen und Elektronen zu messen, sowie ein hadronisches um jegliche Art von hadronischen Teilchen zu erfassen.

Das elektromagnetische Kalorimeter [30] besteht aus mehreren Lagen von 1,9 mm dickem Blei zum Abbremsen der Teilchen und flüssigem Argon zu ihrerer Detektion. Aus den Messungen der verschiedenen Lagen, lässt sich die Energieablagerung errechnen.

Im hadronischen Kalorimeter [31] wiederum wechseln sich Eisenabsorber und Plastik-Szintillatoren ab, um diese Aufgabe für schwerere hadronische Teilchen zu übernehmen.

Myonen Kammer Myonen werden nicht durch Kalorimeter gestoppt, daher ist der äußere Teil von ATLAS mit einem zusätzlichen Detektor speziell für Myonen umgeben [32]. Vier verschiedene Detektoren bilden die Myonen Kammern. Im Zylinderteil messen Monitored Drift Tubes (MDT) und Resistive Plate Chambers (RPC) die Bahn und den Impuls der Myonen mit sehr hoher Genauigkeit. An den Endkappen wird dies durch Cathode Strip Chambers (CSC) und Thin Gap Chambers (TGC) übernommen.

Zusätzliche Luftspulen Magnete [29] um die Myonen Kammer generieren ein bis zu 8 Tesla starkes Magnetfeld um den Impuls und die Ladung der Myonen messen zu können.

3.3 Koordinatensystem

Um eine vergleichbare Auswertung der Daten zu gewährleisten, muss ein Koordinatensystem festgelegt werden. Für ATLAS wurde es so gewählt, dass der Ursprung am nominellen Kollisionspunkt liegt und es ein rechtshändiges Koordinatensystem bildet. Dabei ist die z-Richtung entlang der Strahlachse, die x-Richtung zum Mittelpunkt des LHC und die y-Richtung zur Erdoberfläche gewählt. Die Winkel ϕ und θ sind aus der üblichen Umwandlung zu Kugelkoordinaten zu erhalten.

Da der Restimpuls aus der Kollision der Protonen unbekannt ist, werden häufig nur die transversalen Anteile einer Eigenschaft verwendet, also die Ebene senkrecht zur Strahlachse. Da die in der x-y-Ebene entstandenen Impulse direkt aus einer Protonreaktion entstanden sein müssen, addieren sie sich in dieser Ebene immer zu Null auf.

In z-Richtung ist der Anteil des Partonimpulses unbekannt. Eine Lorentz-invariante Variablen ist dabei die Differenz der Rapidität $y = \frac{1}{2} ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$. Für stark beschleunigte Systeme, kann die Näherung der Pseudorapidität $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$ [33] verwendet werden. Der Abstand zwischen zwei Objekten wird als Radius $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ bezeichnet.

3.4 Triggersystem

Aufgrund der hohen Kollisionszahl die der LHC liefert können nicht alle Ereignisse gespeichert werden. Zudem sind für die Forschung nur ein Bruchteil der Ereignisse von Interesse, da der Großteil bereits bekannte und gut erforschte Ereignisse darstellt. Um dem Gerecht zu werden, wurden sogenannte Trigger eingeführt [34], die in zwei Stufen mögliche interessante Ereignisse von den uninteressanten trennen und somit die anfallende Datenmenge auf ein Maß begrenzen, das mit den aktuellen technischen Möglichkeiten gespeichert werden kann.

Die erste Stufe ist der Level-1 Trigger (L1), dieser ist direkt innerhalb der Detektoren verbaut und reduziert die Datennahme von 40 MHz auf 100 kHz, wobei er eine Entscheidungszeit von 2,5 μs hat.

Die zweite Stufe ist ein komplexer Rekonstruktionsalgorithmus der innerhalb von 200 ms entscheidet, ob ein Ereignis potentiell interessant sein könnte oder nicht. Diese Stufe wird als High-Level-Trigger (HLT) bezeichnet. Auf diese Weise reduziert der HLT die Ergebnisrate auf rund 1 kHz, welche anschließend für weitere Analysen gespeichert werden.

Kapitel 4

Rekonstruktion und Simulation

Aus den reinen Messdaten der Detektoren lässt sich noch keine direkte physikalische Bedeutung ableiten. Insbesondere durch die komplexen, kombinatorischen Probleme der Quantenchromodynamik (QCD) und der hohen Anzahl an Untergrundereignissen, ist die Identifikation der einzelnen Teilchen besonders erschwert. Dieses Kapitel beschreibt, wie solche Probleme an Hadron-Beschleunigern gelöst werden.

4.1 Rekonstruktion

Jeder Detektorteil liefert Messdaten, die mit ihrem dazu gehörigen Zeitstempel versehen werden. Zusammen mit dem Wissen über die exakte Position der einzelnen Detektoren und des Magnetfelds können Informationen zusammengefasst und verschiedene Ereignisse unterschieden werden.

Ungeladene Teilchen passieren den inneren Detektor ohne eine Spur zu hinterlassen, wohingegen geladene Teilchen, entsprechend ihres Impulses, ihrer Ladung und des Magnetfelds eine gekrümmte Bahn beschreiben. Hierzu werden die einzelnen Detektorkanäle nach der Zeit und dem Ort gruppiert, vernetzt und schlussendlich als sogenannter Track zusammengefügt.

Im elektromagnetischen Kalorimeter werden hauptsächlich leichte Teilchen wie Elektronen und Photonen abgefangen und deren Energie gemessen. Dazu werden hintereinanderliegende Kalorimeterzellen zu sogenannten Towern aufsummiert und ab einer Towerenergie von 2,5 GeV wird im Umfeld von 3x5 Zellen nach weiteren Energieablagerungen gesucht [35].

Hadronen werden erst im hadronischen Kalorimeter gebremst und ihre Energie erfasst. Durch die QCD Prozesse werden sehr viele Zerfallsprodukte erzeug, dadurch weisen die Kalorimeter eine besonders hohe Streurate der Messung auf. Diese zu korrekten Messungen zusammenzufügen, ist kompliziert und wird mit dem sogenannten Anti-Kt Algorithmus [36] gelöst. Der in Kapitel 3.3 eingeführte Radius R, ist ein Parameter der den Algorithmus spezifiziert, in diesem Bereich wird nach weiteren Energieablagerungen gesucht. So ist bei einem Radius von R = 0,4 von einem Small R-Jet, bei R = 1 von einem Large R-Jet die Rede.

Hauptsächlich Myonen gelangen durch den gesamten Detektor bis in die äußersten Bereiche und können dort zuverlässig bestimmt und gemessen werden.

Tabelle 4.1: Eine Übersicht welche Teilchen in welchem Bereich detektiert werden. Die mit (X) makierten Bereiche, werden zwar erkannt, tragen aber kaum zur Messung bei. Hierbei gelten die Abkürzungen Innerer Detektor (ID), elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), hadronisches Kalorimeter (HCAL) und Myonenkammer (MK).

	ID	ECAL	HCAL	MK
Photon		X		
Elektron	X	X		
Hadronen (geladen)	X	(X)	X	
Hadronen (ungeladen)		(X)	X	
Myon	X	(X)	(X)	X
Neutrino				

Die Anzahl an gemessenen Ereignissen wird über die integrierte Luminosität angegeben [17].

$$N = \sigma\mathcal{L} = \sigma \int Ldt \tag{4.1}$$

Hierbei ist σ der totale Wirkungsquerschnitt aller untersuchten Prozesse. L ist die instantane Luminosität, die durch

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi\epsilon_n \beta^*} F$$

beschrieben wird. Dabei ist N_b die Anzahl der Teilchen je Bunch, n_b die Anzahl an Bunches je Strahl, f_{rev} die Kollisionsfrequenz, γ_r der relativistische Lorenzfaktor, ϵ_n die normalisierte, transversale Strahlemittanz und β^* die Beta Funktion am Kollisionspunkt. Der Faktor F ist ein geometrischer Faktor, der auf den Winkel zwischen den beiden Protonenstrahlen zurückgeht. Konzipiert wurde der LHC für eine Spitzenluminosität von $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ am ATLAS und CMS Detektor [17].

4.2 Simulation

In Hadronen-Kollisionsexperimenten werden eine Vielzahl an Protonreaktionen erzeugt, von denen die meisten bereits gut verstanden sind. Um weitere Reaktionen zu beobachten, müssen diese bekannten Hintergründe statistisch abgezogen werden.

Um dem gerecht zu werden, werden die zu erwarteten Ereignisse mit einem Monte Carlo (MC) Verfahren simuliert, d. h. die Zerfälle und Impulse der Teilchen werden äquivalent zur Quantenmechanik statistisch verteilt. Aus einer Vielzahl von Simulationen kann somit auf eine Verteilung geschlossen werden.

Die Simulation findet in verschiedenen Schritten statt [37, 38]:

- Harte Streuung
- Parton Schauer
- Hadronisation

- Untergrundereignisse
- Zerfall instabiler Teilchen

Die *harte Streuung* beschreibt die Partonreaktion, die untersucht werden soll. Dabei handelt es sich um den Teil mit der höchsten kinetischen Energie und die Wahrscheinlichkeitsverteilung wird durch die niedrigsten Ordnungen der Störungstheorie ermittelt.

Durch die hohen Impulse können Teilchen mit Farbladung Gluonen abstrahlen und da diese selbst eine Farbladung tragen, weitere Gluonen emittieren. Dieser *Parton Schauer* geht so von Teilchen zu Teilchen bis die Störungsrechnung ab etwa 1 GeV/c zusammenbricht, dabei können sehr große Kaskaden an Teilchen entstehen.

Ab diesem niedrigen Impuls setzt die *Hadronisation* ein, also das Zusammensetzen von Quarks zu schweren Quarkzuständen wie Mesonen und Baryonen, welche wiederum vom Detektor aufgezeichnet werden können.

Wenn die extrem hochbeschleunigten Protonenpakete aufeinandertreffen, wird in der Regel nicht nur ein harter Prozess stattfinden, sondern nahezu gleichzeitig weitere *Untergrundereignisse* erzeugt. Diese niederenergetischen Ereignisse überlagern den interessanten Prozess und erschweren somit dessen Identifikation, dieses Verhalten wird auch als Pile-Up bezeichnet.

Die entstanden Hadronen sind häufig instabil, sodass diese innerhalb kürzester Zeit zerfallen, bis sie in einen stabilen Zustand übergehen und in den Kalorimetern gestoppt werden.

Für die Berechnung der verschiedenen Ereignisse stehen mehrere Generatoren bereit, diese werden in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Tabelle 4.2: Übersicht über die verwendeten Generatoren

Prozess	**Generator**
W+Jets	Sherpa v2.2 [39]
Z+Jets	Sherpa v2.2
$t\bar{t}$	Powheg-Box [40] + Pythia 8 [41]
Single Top	Powheg-Box + Pythia 8
Diboson	Sherpa v2.2
Signal	MadGraph 5 [42] + Pythia 8

Im Anschluss wird das Verhalten der simulierten Ereignisse im Detektor durch GEANT 4 [43] simuliert. Um Rechenkapazität zu sparen, kann neben der vollen Simulation, auch eine beschleunigte Simulation stattfinden [44]. Hierzu werden keine niederenergetischen, elektromagnetischen Teilchen simuliert, sondern durch vorgefertigte Schauer ersetzt.

Um eine Vergleichbarkeit zwischen Simulation und Daten herzustellen, muss die Gesamtanzahl der Events gleich gehalten werden. Hierzu wird ein Gewicht für jedes Simulationsereignis generiert, dass abhängig von seinem Wirkungsquerschnitt und der Anzahl an generierten Ereignissen so gewichtet wird, dass sie dem reellen Wirkungsquerschnitt entsprechen. Dabei muss ebenfalls auf den k-Faktor geachtet werden, der die Korrekturen zu höheren Ordnungen der Störungstheorie beinhaltet, sowie der Filtereffizienz, die eingesetzt werden kann um Rechenleistung zu sparen.

4.3 E_T^{miss} Trigger Skalierungsfaktoren

Neben den Ereignissen, werden auch die Trigger simuliert, so dass schlussendlich die gleiche Auswahl in den Daten wie in der Simulation getroffen werden kann. Wie später beschrieben, werden in dieser Arbeit die E_T^{miss} Trigger verwendet, diese unterscheiden sich im Laufe der Datennahme voneinander. Die angewandten Trigger sind:

- HLT_xe70_mht für 2015 Daten (3.2 fb^{-1})
- HLT_xe90_mht_L1XE50 für 2016 Daten (Perioden A-D3, 6.1 fb^{-1})
- HLT_xe100_mht_L1XE50 für 2016 Daten (Perioden D4-F1, 6.4 fb^{-1})
- HLT_xe110_mht_L1XE50 für 2016 Daten (Perioden F2-, 20.3 fb^{-1})
- HLT_xe110_pufit_L1XE55 für 2017 Daten (Perioden B-D5, 12.8 fb^{-1})
- HLT_xe110_pufit_L1XE50 für 2017 Daten (Perioden D6-K, 31.4 fb^{-1})
- HLT_xe110_pufit_70_L1XE55 für 2018 Daten (Perioden B-C5, 6.4 fb^{-1})
- HLT_xe110_pufit_65_L1XE55 für 2018 Daten (Perioden C5-, 52.0 fb^{-1})

Hierbei ist L1 (Level 1) die im Detektor verbaute erste und HLT (High-Level-Trigger) die zweite Triggerstufe. Die Zahl hinter "xe"gibt die Mindestgröße der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} an. Der HLT verwendet dabei zwei unterschiedliche Algorithmen "mht"[34] und "pufit"[45] die sich durch die konkrete Pile-Up-Korrektur unterscheiden. Als Perioden werden verschiedene Messabschnitte bezeichnet, sodass unterschiedliche Einststellungen des Beschleunigers und des Detektors unterschieden werden können. Durch Detektorfehler und endliche Auflösung der Detektoren arbeiten die Trigger jedoch nicht vollkommen effizient in der Nähe ihres Mindestwerts. Die Ineffizienz der Trigger zu modellieren ist besonders schwierig, sodass Skalierungfaktoren (SF) im Bereich des Mindestwerts eingesetzt werden.

Die Rekonstruktion von E_T^{miss} im HLT verwendet überwiegend Informationen aus den Kalorimetern, somit werden die Informationen der Myonen kaum verwendet. Weiterhin ähnelt die E_T^{miss} die von HLT verwendet wird, dem normalen E_T^{miss} abzüglich der der Energie der Myonen, dies wird im Folgenden mit $E_{T,no\mu}^{miss}$ bezeichnet.

Es ist daher möglich, die Triggereffizienzen in Ereignissen zu bestimmen, in denen exakt ein Myon vorhanden ist. Hierzu werden Ereignisse selektiert, bei denen ein Myontrigger reagiert hat. Zur Berechnung der E_T^{miss} Triggereffizienzen wird folgende Formel verwendet:

$$\text{Effizienz} = \frac{\#\text{selektierte Ereignisse UND } E_T^{miss} \text{ Trigger aktiv}}{\#\text{ selektierte Ereignisse}} \tag{4.2}$$

Die Triggereffizienzkurven werden für jeden Trigger einzeln berechnet. Beispielhaft sind in Abbildung 4.1 zwei Trigger dargestellt.

SF sind definiert als der Unterschied der Effizienzen zwischen Daten und Simulation.

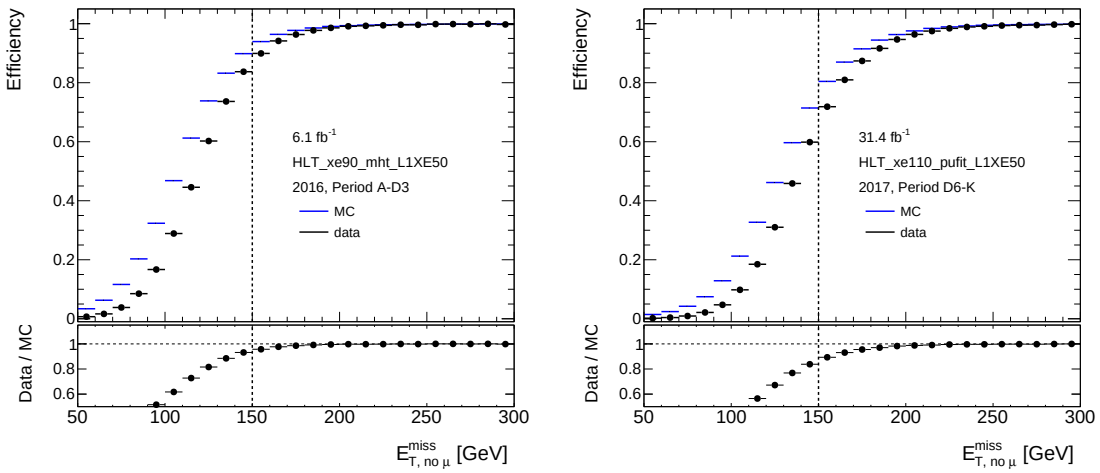


Abbildung 4.1: Vergleich zwischen Daten und Simulation, für zwei unterschiedliche E_T^{miss} Trigger

$$SF = \frac{\text{Effizienz}^{Daten}}{\text{Effizienz}^{Sim}} \tag{4.3}$$

Beginnend ab einer $E_{T,no\mu}^{miss}$ von 50 GeV werden für jeden Trigger die SF gefittet. Hierzu wird die Gleichung

$$f(E_{T,no\mu}^{miss}) = p_0\left[1 + erf\left(\frac{E_{T,no\mu}^{miss} - p_1}{p_2}\right)\right] + p_3 \tag{4.4}$$

verwendet, wobei $erf()$ die Gaußsche Error Funktion, p_X die vier Fitparameter darstellen. Beispielhafte Fits werden in Abbildung 4.2 gezeigt, wärend in Abbildung 4.3 die SF auf die Simulation angewandt wurden. Weitere Effizienzplots und eine Tabelle aller Fitparameter, können dem Anhang A entnommen werden.

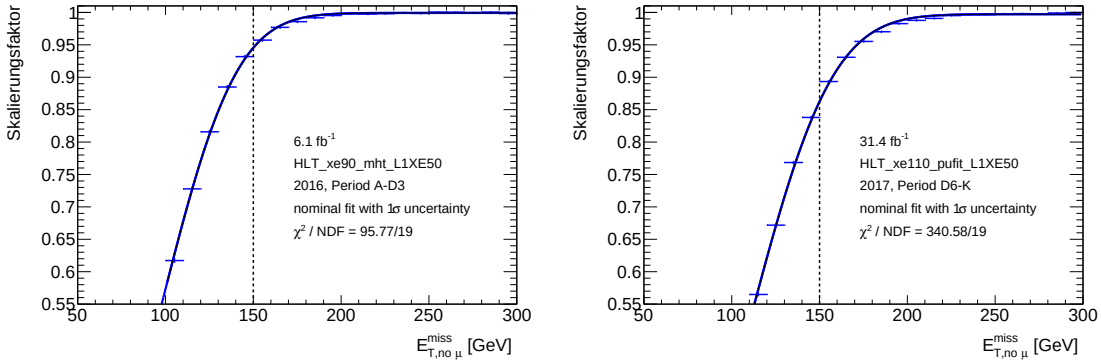


Abbildung 4.2: Fit Ergebnis für zwei Unterschiedliche E_T^{miss} Trigger

Durch die Anwendung der SF können E_T^{miss} Trigger zuverlässig ab 150 GeV verwendendet werden. Darunter wird die Abschätzung zunehmend schlechter, sodass die Korrektheit nicht weiter garantiert werden kann.

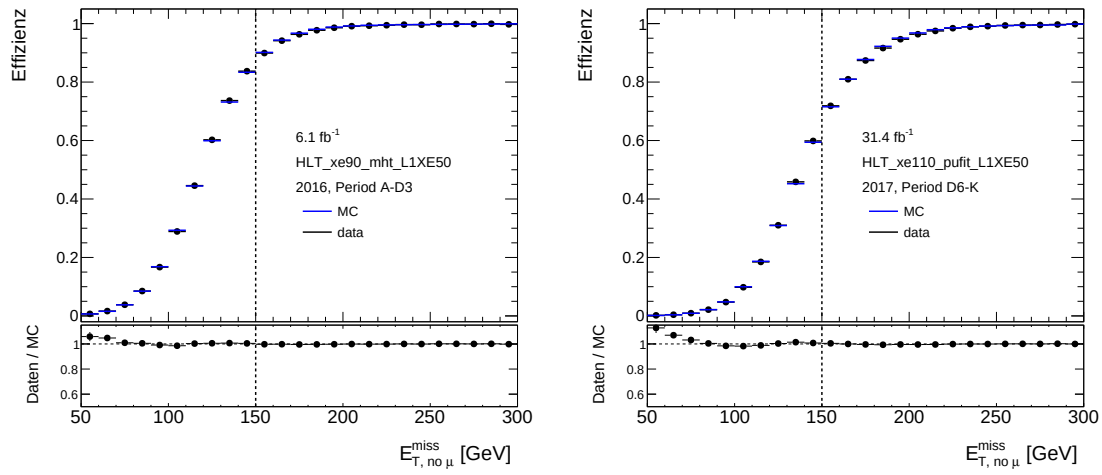


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen Daten und Simulation nach Anwendung der SF

Kapitel 5

Untersuchung des Signals

Dieses Kapitel untersucht die kinematischen Eigenschaften des Signalmodells. Hierzu werden nur Informationen aus der direkten Generation des harten Prozesses verwendet (vlg. Kapitel 4.2). Insbesondere wurde keine Detektorsimulation durchgeführt.

Um eine Vergleichbarkeit mit weiteren Analysen zu gewährleisten, werden die Kopplungskonstanten an SM Quarks g_q und DM Teilchen g_χ so gewählt, dass sie den üblichen Werten der LHC Analysen folgen [46]. Der Higgs Mischungswinkel θ und die DM Teilchenmasse m_χ hingegen sind so gewählt, dass ein ausreichend großer Parameterraum verfügbar bleibt, dabei folgen sie den Werten aus [13].

- $g_q = g' q_q = 0.25$
- $g_\chi = g' q_\chi = 1$
- $\theta = 0.01$
- $m_\chi = 200\ GeV$.

Wobei g' die Kopplungskonstante und q_χ die Ladung des DM Teilchen in der $U(1)'$ Gruppe darstellt.

Variiert werden die Massen des dunklen Higgs $m(s)$ und des Z'-Bosons $m(Z')$. Hierbei wird für $m(s)$ eine Minimalmasse von 160 GeV angesetzt, da der Zerfall ab dieser Masse vorwiegend in zwei W-Bosonen erfolgen sollte. Für die Z' Masse wurde ein Bereich gewählt, in dem ein erhöhter Wirkungsquerschnitt zu erwarten ist. Eine Übersicht ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

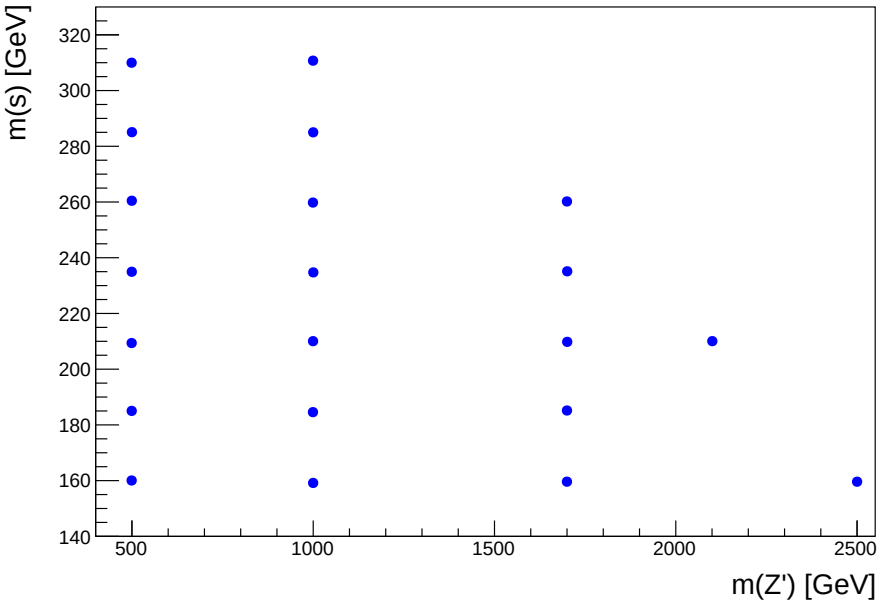


Abbildung 5.1: Verteilung der generierten und ausgewerteten Signalpunkte.

5.1 Signalreaktion

Für die Produktion der Signalereignisse wurde gefordert, dass aus einer Proton-Proton-Kollision exakt ein Z'-Boson entsteht und sich im Endzustand zwei DM Teilchen sowie ein dunkles Higgs befinden. Das dunkle Higgs wiederum soll in zwei W-Bosonen zerfallen, wovon eines hadronisch, das andere leptonisch zerfallen soll.

Für diesen Endzustand sind verschiedene Feynman-Diagramme relevant. Die wichtigsten sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

(a) Im sogenannten s-Kanal wird bei einer Quark-Antiquark-Fusion ein Z' erzeugt, dieses strahlt ein skalares Teilchen ab und zerfällt anschließend in zwei DM Teilchen.

(b) Ein ähnlicher s-Kanal Prozess bei dem das Z' erst in zwei DM Teilchen zerfällt und eines dieser beiden ein skalares Teilchen abstrahlt.

(c) Im t-Kanal wird über ein virtuelles Quark das skalare Teilchen und das Z'-Boson gleichzeitig erzeugt.

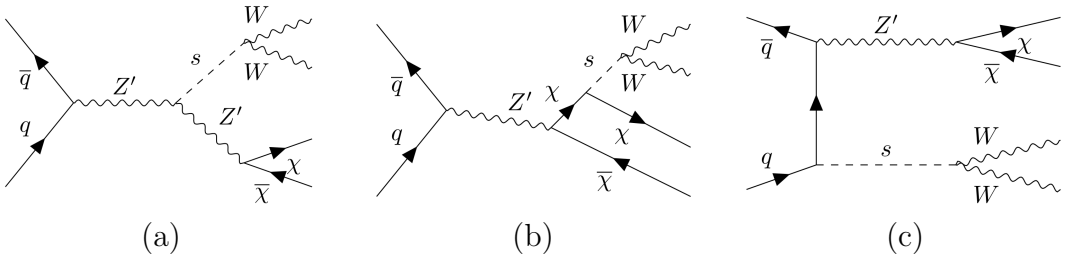


Abbildung 5.2: Feynmandiagramme der wichtigsten Zerfallskanäle des Signalmodells.

Abbildung 5.3 zeigt den Anteil an t-Kanal Prozessen in Abhängigkeit der Massenverteilung. Es zeigt sich, dass der t-Kanal bei niedrigen Z' Massen dominiert,

wobei der s-Kanal mit zunehmender Z' Masse immer weiter an Bedeutung gewinnt. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass aufgrund der angenommenen Massen von $m(\chi) = 200\ GeV$ und $m(s) \geq 160\ GeV$ eine Produktion im s-Kanal bei geringer Z' Masse innerhalb seiner Masseschale nicht möglich ist. Das heißt, dass das Z' durch kinetische Bewegung so viel Energie hinzugewinnen muss, dass es die Ruhemasse aller daraus resultierenden Teilchen enthält.

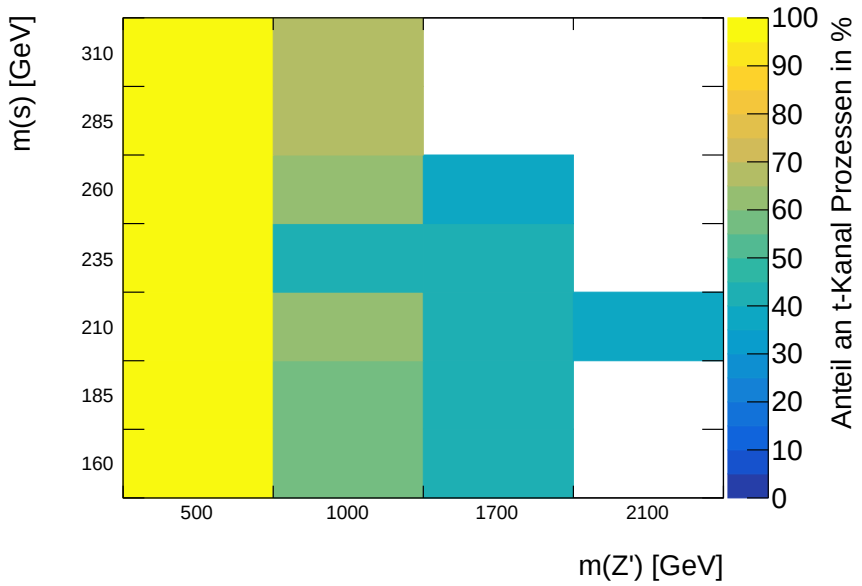


Abbildung 5.3: Diese Abbildung zeigt den Anteil an t-Channel Prozessen je Signalpunkt.

Weitere Feynman Diagramme werden durch das Erlauben des ersten Matrixelements der Störungsrechnung zugelassen. Hierbei wird ein weiteres Teilchen im Anfangszustand abgestrahlt. Charakteristisch für diese Teilchen ist ein sehr hoher Impuls, da sie direkt nach der Teilchenkollision noch sehr viel Energie enthalten. Eine Auswertung der Signalproduktion zeigt, dass diese Prozesse in rund 25% der Fälle auftreten.

Abschließend werden in Abbildung 5.4 die Anzahl der erwarteten Signalereignisse in RUN-2 dargestellt. Für niedrige Skalar Massen, ist die Produktionsrate deutlich erhöht. Ebenso ist ersichtlich, dass um eine Z' Masse von etwa 1 TeV eine Erzeugung wahrscheinlicher wird.

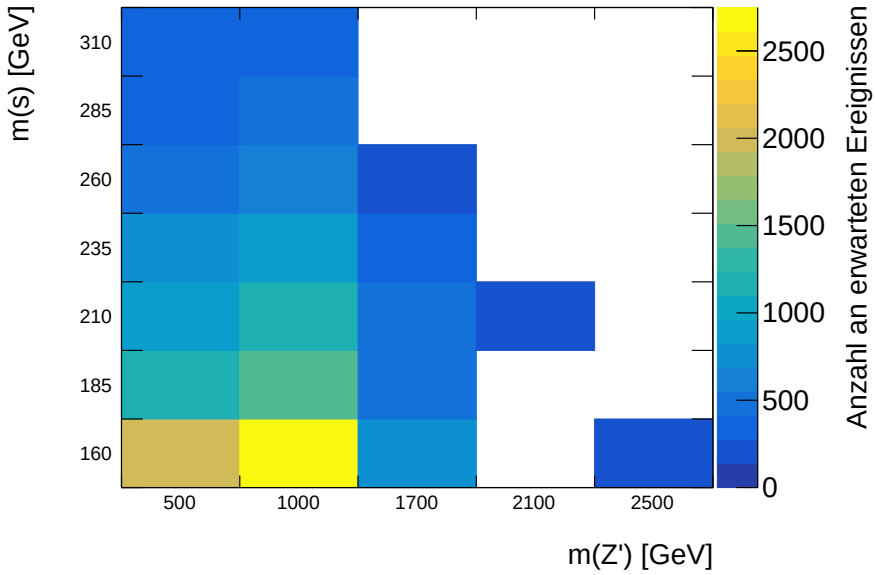


Abbildung 5.4: Anzahl an erwarteten Ereignissen je Signalpunkt für RUN-2 bei $\sqrt{s} = 13\ TeV$ und $140 fb^{-1}$.

5.2 Kinematische Verteilung

Im Folgenden werden die kinematischen Verteilungen der einzelnen Teilchen besprochen. Ziel ist es, die Signatur zu verstehen und Besonderheiten heraus zu arbeiten.

Z'-Boson

In den kinematischen Verteilungen aus Abbildung 5.5 ist eine deutliche Zunahme des transversalen Impulses mit abnehmender Z' Masse zu beobachten. Dies lässt sich einerseits dadurch erklären, dass mehr Energie in Bewegung über geht und weniger in die Massenproduktion. Trotzdem erklärt dies nicht, die geringen Unterschiede zwischen m(Z') = 1000 GeV und 1700 GeV und gleichzeitig dem größeren Unterschied zu m(Z') = 500 GeV. Dies ist jedoch durch die zuvor erwähnten unterschiedlichen Produktionskanäle zu erklären. So entsteht durch den t-Kanal ein direkter Rückstoß mit dem dunklen Higgs, wo hingegen im s-Kanal nur der Restimpuls der Kollision zur Transversalrichtung beiträgt und dieser offensichtlich sehr klein sein muss. Dieses ist ebenso die Erklärung für das Verhalten in η.

Dunkles Higgs

In Abbildung 5.6 wird das Verhalten des dunklen Higgs dargestellt. Durch eine höhere Z' Masse enthält das System mehr Energie, sodass auch das dunkle Higgs mehr Energie erhält und der Transversalimpuls steigt.

Der Transversalimpulszuwachs durch höhere dunkle Higgs Massen lässt sich unter der Annahme eines Zweikörperzerfalls verstehen. Hierbei ist bekannt, dass die Energie eines Zrefallsprodukts steigt, wenn dessen Masse zunimmt [47]. Die zusätzliche Energie geht in Teilen in den Impuls und erhöht somit auch den Transversalimpuls.

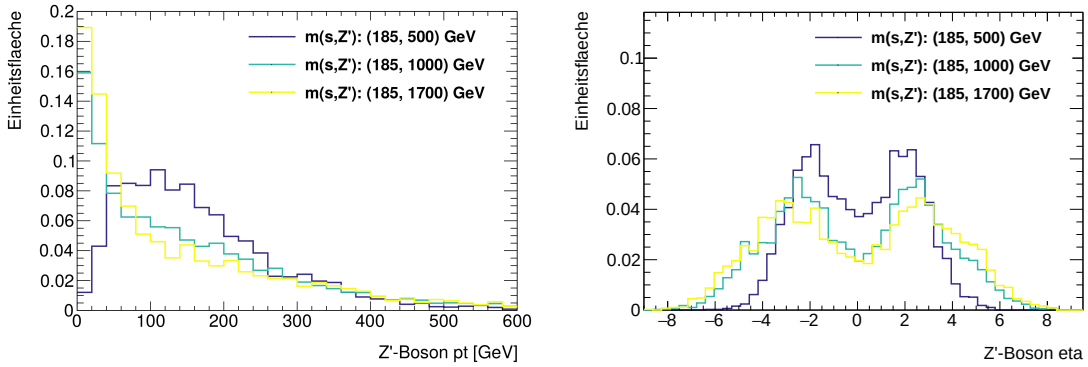


Abbildung 5.5: Transversalimpuls- und η- Verteilung des Z'-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse.

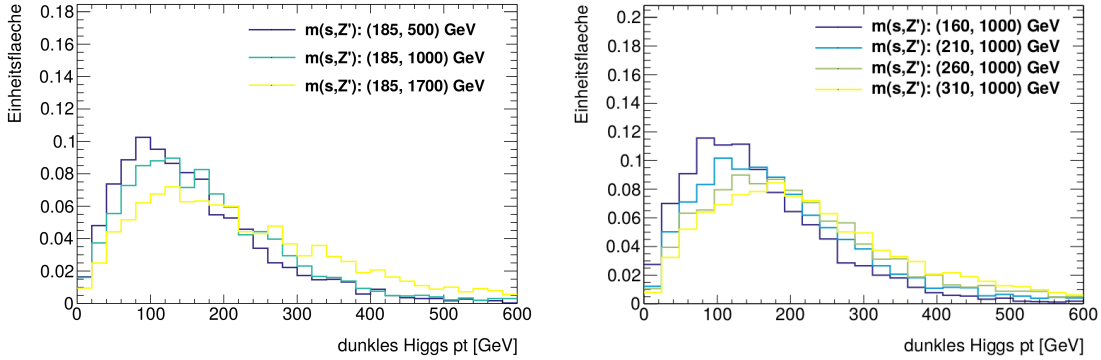


Abbildung 5.6: Transversalimpuls Verteilung des dunklen Higgs in Abhängigkeit seiner und der Z' Masse.

W-Bosonen

Die aus dem dunklen Higgs Zerfall stammenden Teilchen übernehmen den Ursprungsimpuls, somit überträgt sich die Z' Abhängigkeit. Der deutlich größere Effekt tritt jedoch durch die dunkle Higgs Masse selbst auf. Durch einen größeren Masseunterschied zwischen dunklem Higgs und den beiden W-Bosonen, wird zusätzliche kinetische Energie für die W-Bosonen frei. Der Abstand der beiden W-Bosonen dR(WW) hängt direkt von dieser Zerfallsenergie und dem Ursprungsimpuls ab. Je näher die Higgsmasse an der Masse von zwei W-Bosonen liegt, desto weniger Energie treibt die beiden Bosonen auseinander. Somit ist die dR(WW) Verteilung für Massen um 160 GeV sehr nahe an Null, während es für höhere Massen schnell gegen größere Werte strebt.

DM Teilchen werden nicht weiter beschrieben, da sie keine messbaren Spuren im Detektor hinterlassen und somit keine weiteren Hinweise liefern.

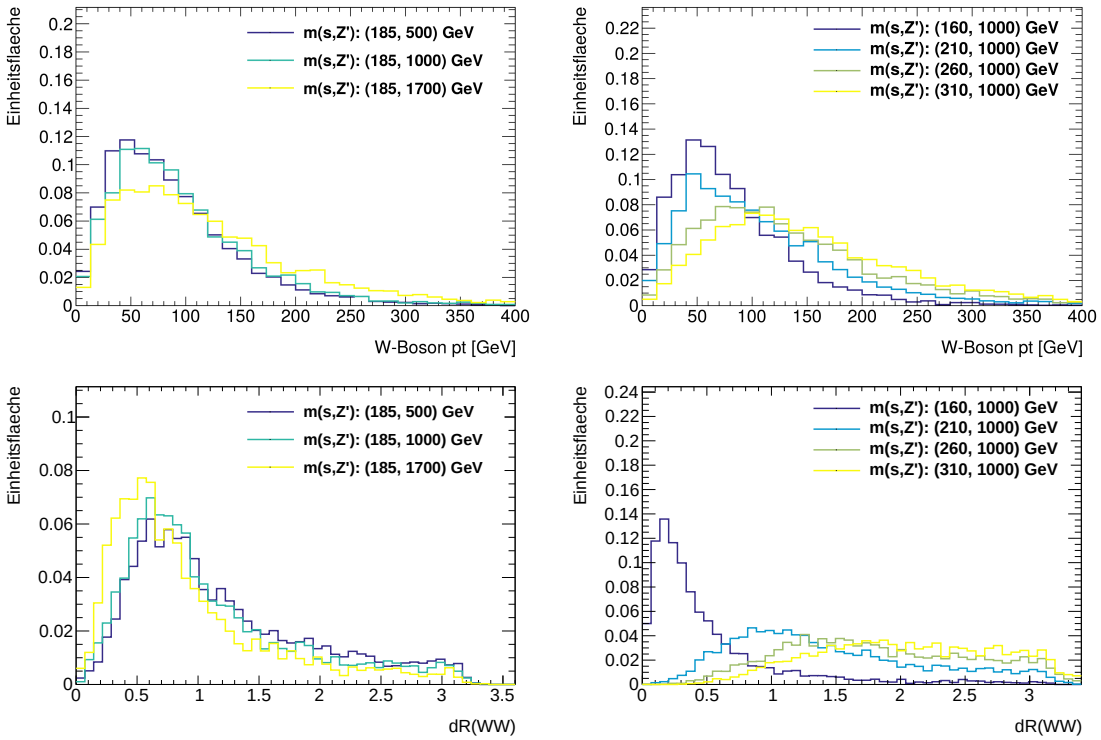


Abbildung 5.7: Transversalimpuls Verteilung, sowie der Abstand zwischen den beiden W-Bosonen in Abhängigkeit der dunklen Higgs und Z' Masse.

Kapitel 6

Optimierung

In diesem Kapitel werden die zu untersuchenden Ereignisse definiert und mit den Untergrundmodellen verglichen. Dazu werden zuerst die verwendeten Objekte und Variablen definiert, das statistische Modell erläutert und anschließend die Simulationen untersucht.

6.1 Vorbereitung

Bevor ein Vergleich der gemessenen Daten mit der Simulation stattfinden kann, muss überprüft werden, dass sämtliche Daten ausreichende Qualität aufweisen. Hierzu werden alle Ereignisse aussortiert, die einer Reihe von Anforderungen nicht gerecht werden [48].

So werden z. B. Ereignisse die während Detektorproblemen aufgezeichnet wurden, durch die „Good Run List“ aussortiert. Auch sind solche Ereignisse zu verwerfen, denen kein Primärvertex zugeordnet werden kann, da unklar ist ob diese aus dem zu betrachtenden Ereignis stammen. Insbesondere Myonen die zu weit vom rekonstruierten Primärvertex entfernt liegen, sollten nicht verwendet werden, denn wahrscheinlich sind dies kosmische Myonen und stammen nicht aus einer Proton-Kollision.

6.2 Objektdefinitionen

Im Folgenden werden Objekte und Variablen, die für diese Arbeit wichtig sind, genauer spezifiziert, sodass eine eindeutige Definition gegeben ist.

Elektron

Als Elektronen können nur Objekte gewertet werden, die nach einer vorläufigen Identifikation im Inneren Detektor und im elektromagnetischen Kalorimeter einigen Mindestanforderungen entsprechen [49]. Unter anderem werden nur Objekte verwendet die weit genug von der Stahlachse entfernt liegen ($|\eta| < 2,47$) und eine Mindestanzahl an Treffern im Tracksystem aufweisen. Ebenso wurde über eine Likelihood basierte Identifikation mit einer Effizienz von 95% gefordert.

Zudem wird gefordert, dass ein Elektron mindestens einen Transversalimpuls von $p_T > 7\ GeV$ besitzt. Die Elektronen sollen nahe am Primärvertex des Prozesses lie-

gen, sodass die Erfassung des Pile-Ups unterdrückt wird. Hierzu wird der Abstand auf $z_0 sin(\theta) < 0,5\ mm$ begrenzt und es muss der Wert $d_0/\sigma(d_0) < 5$ eingehalten werden, wobei d_0 der Stoßparameter und $\sigma(d_0)$ seine Unsicherheit ist. Der Stoßparameter d_0 ist dabei definiert als der minimale Abstand zwischen dem Primärvertex und dem Track eines Teilchens.

Zusätzlich muss das Elektron ausreichend isoliert vorliegen, um eine falsche Identifikation von semileptonischen Hadronen Zerfällen oder als Jets zu vermeiden.

Myon

Myonen müssen den Medium Kriterien aus [50] entsprechen. Hierunter fällt z.B. dass mindestens drei MDT Schichten getroffen worden sein müssen. Darüber hinaus wird gefordert, dass $|\eta| < 2,5$ und $p_T > 7\ GeV$ beträgt. Zur korrekten Identifikation wird wie bei Elektronen die Nähe zum Primärvertex, $z_0 sin(\theta) < 0,5\ mm$ und $d_0/\sigma(d_0) < 3$, sowie eine Isolierung der Myonen vorausgesetzt.

Jet

Nach der Rekonstruktion der Jets mit dem AntiKt Algorithmus [36] werden sie entsprechend der Kriterien in [51] kalibriert, wobei sie in ihrer Energie und ihrer Auflösung korrigiert werden. Zudem müssen Jets die Werte $|\eta| < 2,5$ und $p_T > 20\ GeV$ einhalten. Um Pile-Up zu unterdrücken, müssen Jets mit Werten $|\eta| < 2,4$ und $p_T < 50\ GeV$ die Medium Kriterien des Jet Vertex Taggers (JVT) [52] bestehen.

Fehlende transversale Energie E_T^{miss}

Aus der Impulserhaltung, ist bekannt, dass die Summe aller Impulse Null ergeben muss. Da durch die beschleunigten Protonen der Impuls in Strahlrichtung unbekannt ist, wird nur der transversale Anteil zur Berechnung der Impulserhaltung verwendet. Für den Detektor unsichtbare Teilchen erzeugen somit eine Verletzung dieser Erhaltungsgröße, die gesammelt als fehlende Transversale Energie E_T^{miss} bezeichnet wird. Hierzu werden alle Transversalimpulse der rekonstruierten und kalibrierten Objekte, sowie der Tracks aus nicht rekonstuierten Objekten (also derer, die für das weitere Vorgehen verworfen wurden) auf addiert. Die negative Summe wird als fehlender Transversalimpuls $\mathbf{p}_T^{miss}$ bezeichnet, dessen Betrag wiederum ist E_T^{miss} .

$$E_T^{miss} = |-\Sigma_i(\overrightarrow{p}_{T,i})| \tag{6.1}$$

b-Tagging

Eine Besonderheit in der Rekonstruktion stellt das schwere b-Quark dar. Es kann einen hadronischen Zustand bilden, der eine Lebenszeit erhält, die ausreichend ist um nicht mehr dem Primärvertex zugerechnet zu werden, jedoch vom Detektor noch erfasst wird. Hierzu wird der MV2c10 [53] Klassifizierer verwendet, der aus mehreren b-Tagging Algorithmen eine besonders gute Identifizierung herstellen kann. Das Effizienzkriterium wird dabei auf 77% gesetzt.

Overlap removal

Um zu verhindern, dass gleiche Objekte mehrfach verwendet werden oder sich über-

lappen, werden mehrere Kriterien angewendet [54]. Z.B. werden von Elektronen, deren Track identisch ist, nur das mit dem größten Impuls verwendet. Ein anderes Beispiel sind Jets, die in einem Radius von 0,2 mit einem Elektron überlappen, diese werden ebenfalls zurückgewiesen.

Außerhalb der standardmäßig verwendeten offiziellen Empfehlungen, werden in dieser Arbeit noch weitere Objekte und Variablen verwendet, die nun in Kürze vorgestellt werden.

Rekonstruktion eines W-Bosons $WCand$
Im semileptonischen Zerfall wird gefordert, dass ein W-Boson in zwei Quarks zerfallen soll, woraus jeweils ein Jet entstehen sollte. Um dieses W-Boson zu rekonstruieren, werden alle Jetkombinationen getestet und die Kombination, die am nächsten an der W-Boson Masse liegt verwendet. Hierzu werden die Vierervektoren der Jets errechnet und aufsummiert. Aus diesem neuen Vierervektor können nun alle relevanten Informationen, wie Masse, Impuls und Richtung, bezogen werden.

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{WCand} &= \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j \\ \text{für i,j} \quad & min_{i,j}(Masse(\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j) - 80,4\ GeV) \end{aligned} \tag{6.2}$$

Transverse Masse m_T
Ähnlich der invarianten Masse zweier Teilchen, wird für die transverse Masse, die Masse aus E_T^{miss} und Transversalimpuls des Leptons berechnet [55].

$$m_T = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss}(1 - \cos\left(\Delta\phi(p_T^l, p_T^{miss})\right))} \tag{6.3}$$

Die transverse Masse gibt somit eine obere Grenze für die Masse eines Teilchens an, dass in ein Lepton und ein nicht detektierbares Teilchen zerfällt. In den meisten SM Prozessen ist dies der W-Boson Zerfall, sodass Hintergründe meist einen Höchstwert in Höhe der W-Boson Masse erhalten. Dieser Höchstwert kann jedoch weite Ausläufer aufweisen, da durch nicht erfasste Objekte zusätzliches E_T^{miss} generiert werden kann. In dieser Arbeit sollte die transverse Masse deutlich höher als die W-Boson Masse liegen, da zusätzliche E_T^{miss} durch die DM Teilchen erzeugt werden.

E_T^{miss} Signifikanz
Die korrekte Berechnung der E_T^{miss} setzt voraus, dass sämtliche Objekte erfasst und korrekt berechnet wurden. Da der Detektor jedoch nicht alle Bereiche abdecken kann und Fehler beim Erfassen der Objekte oder ihrer Rekonstruktion stattfinden können, kann E_T^{miss} zu einem gewissen Grad falsch sein und dieser Teil der Messung wird dann als Fake bezeichnet.

Eine Abschätzung über die Vertrauenswürdigkeit des berechneten E_T^{miss} wird in deren Signifikanz $\mathcal{S}$ wieder gegeben [56]. Hierzu wird Mittels der Maximum Likelihood Methode die Wahrscheinlichkeit verglichen, ob die dazugehörige E_T^{miss} aus einem unsichtbaren Teilchen oder aus Fake besteht. Dabei wäre der Transversalimpuls eines unsichbaren Teilchens p_T^{inv} ungleich Null, während für ein Fake $p_T^{inv} = 0$ beträgt.

$$\mathcal{S} = 2\ln\left(\frac{max_{p_T^{inv}\neq 0}\mathcal{L}(E_T^{miss}|p_T^{inv})}{max_{p_T^{inv}=0}\mathcal{L}(E_T^{miss}|p_T^{inv})}\right) \tag{6.4}$$

6.3 Statistische Grundlage

Um zu bestimmen, ob die untersuchten Daten ein bestimmtes Signal enthalten, wird ein Hypothesentest durchgeführt [57]. In einem Teilchenexperiment, wie es in dieser Arbeit vorliegt, werden nur die Anzahl an Ereignissen gezählt. Da diese unabhängig voneinander produziert wurden, besteht kein direkter Zusammenhang zwischen den Ereignissen, sodass diese durch eine Poisson Verteilung

$$P_{\lambda_i}(k_i) = \frac{\lambda_i^{k_i}}{k_i!}e^{-\lambda_i} \tag{6.5}$$

beschrieben werden können. Hierbei weist der Index i darauf hin, dass verschiedene Ereignisse gruppiert werden können und jeweils eine eigene Poisson Verteilung haben. In dieser Arbeit werden entsprechende Gruppen als Signal-, Validierungs- und Kontroll-Regionen eingeführt. Für den Hypothesentest ist die Gesamtheit der Gruppen entscheidend.

Um zu überprüfen, ob die gemessenen Daten ein neues Signal enthalten, werden zwei Hypothesen überprüft. Hierfür wird $\lambda = \mu s + b$ gesetzt, wobei s die erwarteten Signalereignisse und b die erwarteten Untergrundereignisse wieder gibt. Der Parameter μ stellt hierbei die Signalstärke dar. Für eine Signalstärke von 0 entspricht dies der Untergrund-Hypothese, während für eine Signalstärke von 1 die Signal-Plus-Untergrund-Hypothese definiert wird. Als Null-Hypothese wird die Hypothese bezeichnet, die überprüft werden soll.

Zur Bestimmung der Unterscheidungsstärke werden p-Wert und Signifikanz verwendet. Der p-Wert gibt dabei an, wie wahrscheinlich es ist, dass die gemessene Anzahl an Ereignissen oder extremere Werte mit der Null-Hypothese innerhalb deren Schwankung übereinstimmt oder eine andere Erklärung, z.B. Signal-Plus-Untergrund, gefunden werden muss.

Die Signifikanz Z wandelt den p-Wert in die Anzahl an Standardabweichungen einer Gauß Verteilung um, die benötigt würden um einen einseitigen Ausschlag zu erhalten. Berechnet wird dies über:

$$Z = \Phi^{-1}(1-p) \tag{6.6}$$

wobei Φ^{-1} die Umkehrfunktion der Gaußschen Verteilungsfunktion entspricht. Hierbei wird ab 3 σ von einer Beobachtung, ab 5 σ von einer Entdeckung gesprochen.

Um dieses Verfahren für grobe Voruntersuchungen abzukürzen, können für $s \ll b$ einige Vereinfachungen angenommen werden. Wie in [58] gezeigt wird, ist es möglich eine gute Näherung mit der Formel

$$Z = \sqrt{2\left((s+b)\ln\left[\frac{(s+b)(b+\sigma_b^2)}{b^2+(s+b)\sigma_b^2}\right] - \frac{b^2}{\sigma_b^2}\ln\left[1+\frac{\sigma_b^2 s}{b(b+\sigma_b^2)}\right]\right)} \tag{6.7}$$

zu erzielen. Hierbei ist σ_b die Unsicherheit des Untergrunds.

Es werden zwei Unsicherheiten unterschieden. Der erste ist der statistische Fehler. Aufgrund der MC Produktion ist die Verteilung der Ereignisse nur näherungsweise korrekt. Für die statistische Unsicherheit wird dabei die Summe aller Quadrate der Gewichte verwendet.

$$\sigma_{b,stat} = \sqrt{\Sigma_i w_i^2}$$

Der zweite Teil der Unsicherheit wird als systematischer Fehler bezeichnet. Dieser enthält sowohl die Fehler aus nicht realitätsgetreuer Simulation, als auch theoretische und experimentelle Unsicherheiten. Diesen Fehler zu beziffern ist äußerst aufwendig und kompliziert. In dieser Arbeit wurde eine solche exakte Analyse nicht durchgeführt, sodass eine Abschätzung des Fehlers vorgenommen werden muss. Aus einer vergleichbaren Analyse [59] ist ersichtlich, dass sich der systematische Fehler in einem Bereich von unter 1% bewegt. Als äußerst pessimistische Schätzung wird in dieser Arbeit der systematische Fehler daher auf 10% festgelegt, sodass eine Verbesserung durch eine weiterführende Analyse zu erwarten ist.

Können keine Hinweise auf neue Teilchen gefunden werden, so können jedoch Bereiche ausgeschlossen werden. Hierzu wird ein Maß angelegt, in wieweit einem Ergebnis vertraut wird. Dieses Konfidentniveau CL (engl. confidence level) ist dabei mit dem p-Werts korreliert, für $p \leq 0.05 = \alpha$ wird $CL = 1-\alpha$ definiert. Um Sensitivitätsprobleme bei sehr kleinen Signalmengen zu umgehen, wird der CL Wert nicht direkt für das Signal-Plus-Untergrund Modell verwendet, sondern eine Korrektur mit dem Untergrund Modell vorgenommen.

$$CL_s = \frac{p_{s+b}}{1 - p_b} \tag{6.8}$$

Für das Ausschlusskriterium wird ein CL_s Wert von unter 5% gefordert.

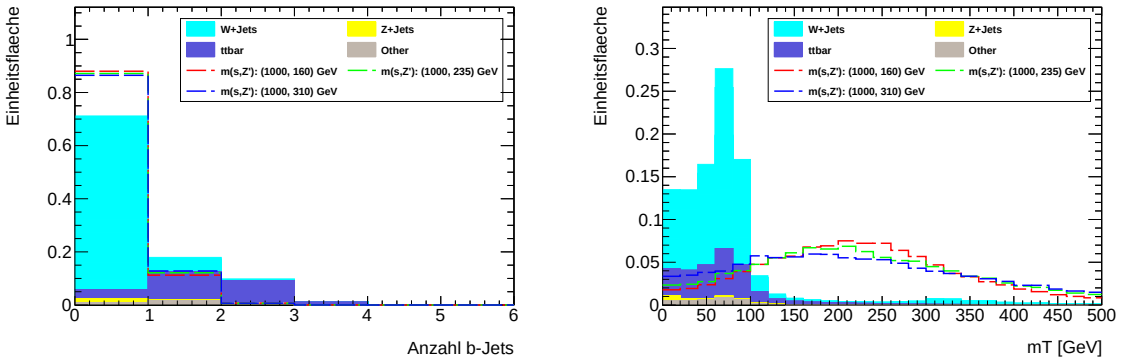
6.4 Signal Region

Dieser Abschnitt beschreibt das Verhalten des Signals und des Untergrunds. Hierbei wird besonderes Augenmerk auf die Unterscheidung dieser beiden Ereignisgruppen gelegt, sodass über die Einschränkung verschiedener Variablen, sogenannte Schnitte, ein unterdrücken des Untergrunds bei gleichzeitigem Erhalt des Signals erfolgt.

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, kann der E_T^{miss} Trigger erst ab 150 GeV zuverlässig angewendet werden. Aus diesem Grund werden nur Ereignisse mit mindestens 150 GeV E_T^{miss} verwendet.

Zudem ist aus einem W-Boson Zerfall kein b-Quark zu erwarten. Die möglichen Ereignisse mit einem b-Quark im Anfangszustand werden zugunsten der Untergrundunterdrückung vernachlässigt. Umgekehrt kann mit einem b-Veto der $t\bar{t}$ Untergrund deutlich reduziert werden, da das t-Quark mit rund 90% Wahrscheinlichkeit in ein b-Quark und ein W-Boson zerfällt [33].

Zum Unterdrücken des größten Untergrunds, W+Jets, wird ein m_T Schnitt verwendet. Wie in Abbildung 6.1 (b) zu sehen ist, enthalten die Signale fast ausschließ-



(a) (b)

Abbildung 6.1: (a) Anzahl an b-Jets und (b) transverse Masse für verschiedene Signale und Hintergründe. Die Hintergründe wurden aufeinandergesetzt und anschließend auf die Einheitsfläche normiert.

lich Ereignisse über 100 GeV, wobei der W+Jets Untergrund bei Werten kleiner 100 GeV dominiert.

Der Einfluss der einzelnen Schnitte kann in Anhang B nachvollzogen werden.

Desweitern müssen für die Rekonstruktion des hadronisch zerfallenden W-Bosons mindestens zwei Jets gefordert werden. Es sollen nur Ereignisse verwendet werden, die korrekt rekonstruiert wurden, daher wird zusätzlich die Masse des rekonstruierten W-Bosons auf 60 bis 100 GeV eingeschränkt. Alle Ereignisse außerhalb dieses Bereichs sind offensichtlich Fehlmessungen oder stammen nicht aus einem W-Boson Zerfall.

Abbildung 6.2 zeigt einige Verteilungen, nachdem die angegebenen Schnitte angewandt wurden.

Bei sogenannten N-1 Plots werden alle Schnitte angewandt, mit Ausnahme der angezeigten Variable. Hierbei wird binweise auf die Variable geschnitten und jeweils die Signifikanz errechnet. Daher zeigt der untere Teil eines N-1 Plots die Verteilung der Signifikanz bei verschiedenen Schnittwerten an. Hieraus lässt sich erkennen, ob ein Schnitt sinnvoll angewendet werden kann oder nicht, ebenso kann der Schnittwert daraus optimiert werden. Sprünge der Signifikanzverteilung lassen sich darauf zurückführen, dass durch das wegschneiden des vorherigen Bins die Gesamtanzahl der Ereignisse reduziert wird, jedoch der statistische Fehler aus einem nachfolgenden Bin stammt. Somit sinkt die Signifikanz, bis der Bin mit hoher statistischer Unsicherheit ausgeschlossen wurde, anschließend springt die Signifikanz wieder auf ein deutlich höheres Niveau.

Aus den vorherigen Plots ist ersichtlich, dass insbesondere der transversale Impuls des rekonstruierten W-Bosons $WCand_{p_T}$ und die transverse Masse m_T hilfreiche Variablen sein könnten. Diese sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Hier werden Schnitte bei $WCand_{p_T} \geq 100\ GeV$ und $m_T \geq 200\ GeV$ gewählt.

Optimiert wird zuerst auf den Signalpunkt $m(s, Z') : (160, 1000)\ GeV$, da dieser die höchste Ereignismenge unter den Signalpunkten und somit die größte Chance auf hohe Sensitivität aufweist. Zudem liegt er inmitten einer Region in der die bei-

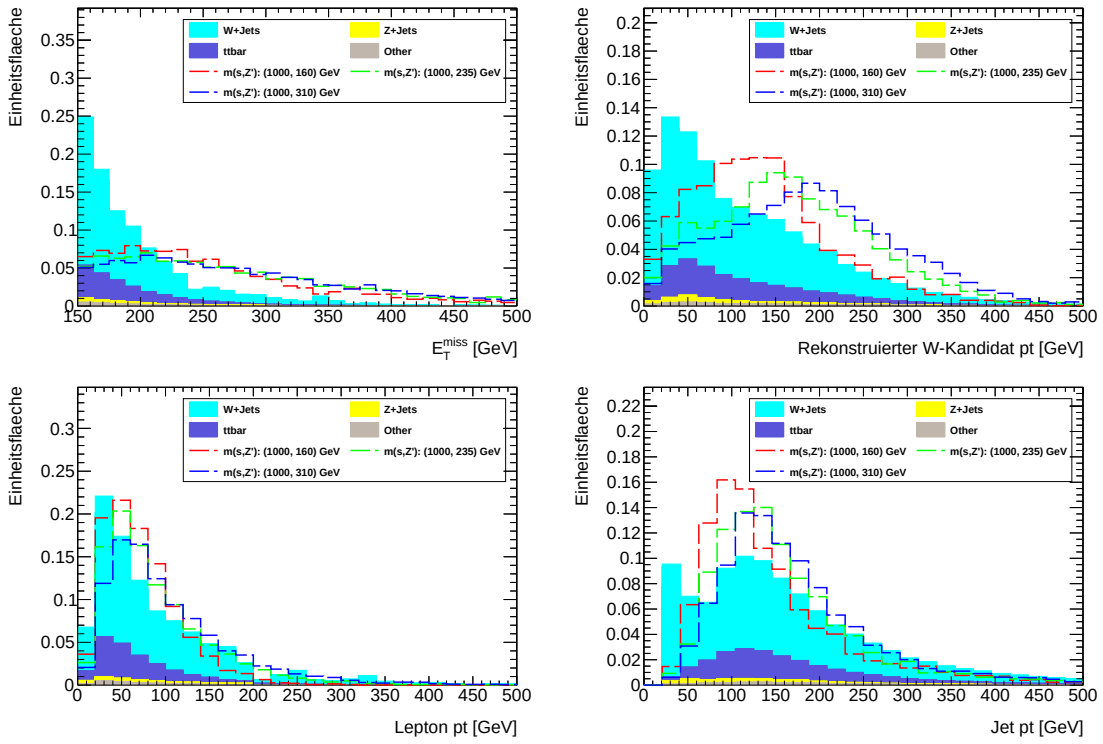


Abbildung 6.2: Wichtige kinematische Verteilungen nach Anwendung grundlegender Schnitte, wie im ersten Abschnitt des Kapitels 6.4 genannt.

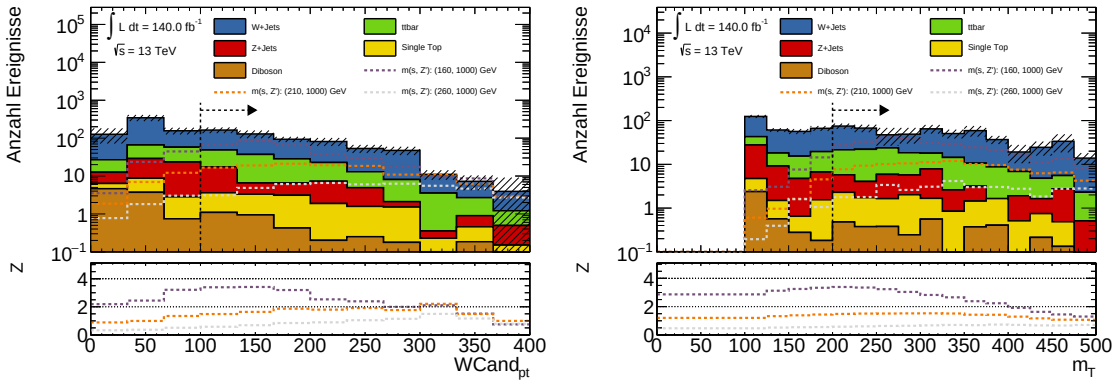
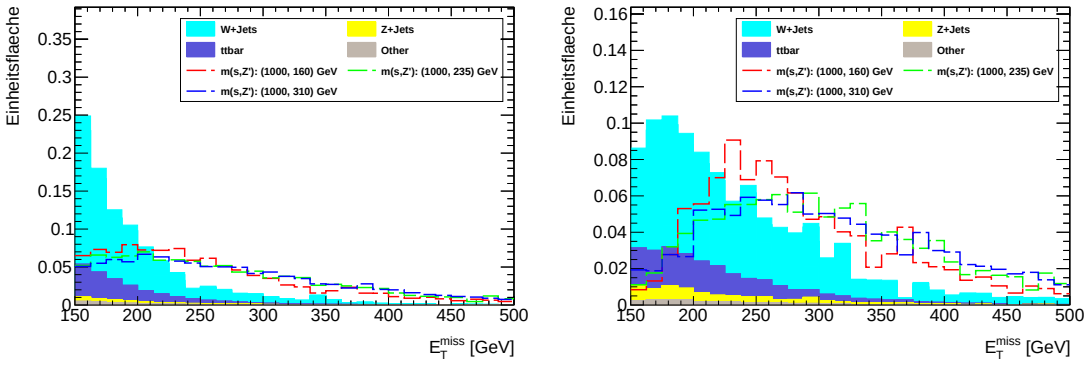


Abbildung 6.3: N-1 Plot für Transversalimpuls des rekonstruierten W-Bosons $WCand_{p_T}$ und die transverse Masse m_T. Die vorgeschlagenen Schnitte liegen hierbei bei $WCand_{p_T} \geq 100\ GeV$ und $m_T \geq 200\ GeV$.



(a) (b)

Abbildung 6.4: E_T^{miss} Verteilung (a) vor und (b) nach Anwendung der Schnitte auf $WCand_{p_T}$ und m_T.

den Jets zur Rekonstruktion des W-Bosons weit voneinander entfernt liegen und zusätzlich dieses W-Boson nahe am Lepton liegen sollte. Diese Kombination sollte sich deutlich zum restlichen Untergrund abheben.

Es zeigt sich, dass insbesondere der $WCand_{p_T}$ Schnitt die Kinematik verändert. Beispielhaft hierfür wird die etwa 25% E_T^{miss} Zunahme in Abbildung 6.4 vor und nach dem Schnitt dargestellt.

Bei Betrachtung weiterer Variablen fällt insbesondere die E_T^{miss} Signifikanz $\mathcal{S}$ und der Abstand zwischen rekonstruiertem W-Boson und Lepton $dR(Wl)$ auf (vgl. Abbildung 6.5).

Der deutliche Unterschied in der E_T^{miss} Signifikanz ist insbesondere auf die hohen E_T^{miss} Werte zurückzuführen, in denen ein Fake unwahrscheinlicher wird. Ein Wert von 13 optimiert hierbei die zu erwartende Sensitivität.

Besondere Aufmerksamkeit muss auf $dR(Wl)$ gelegt werden, insbesondere für niedrige dunkle Higgs Massen unterscheidet sich diese Variable sehr stark von den Untergrundereignissen. Ein Schnitt wird dabei auf 1 festgelegt, hierbei wurde nicht das Optimum ausgenutzt um Sensitivität auf höherer dunkler Higgs Massen zu erhalten. Eine weitere Verbesserung in dieser Variablen wird in Kapitel 8.1 beschrieben.

Tabelle 6.1 fasst alle angewandten Schnitte zusammen.

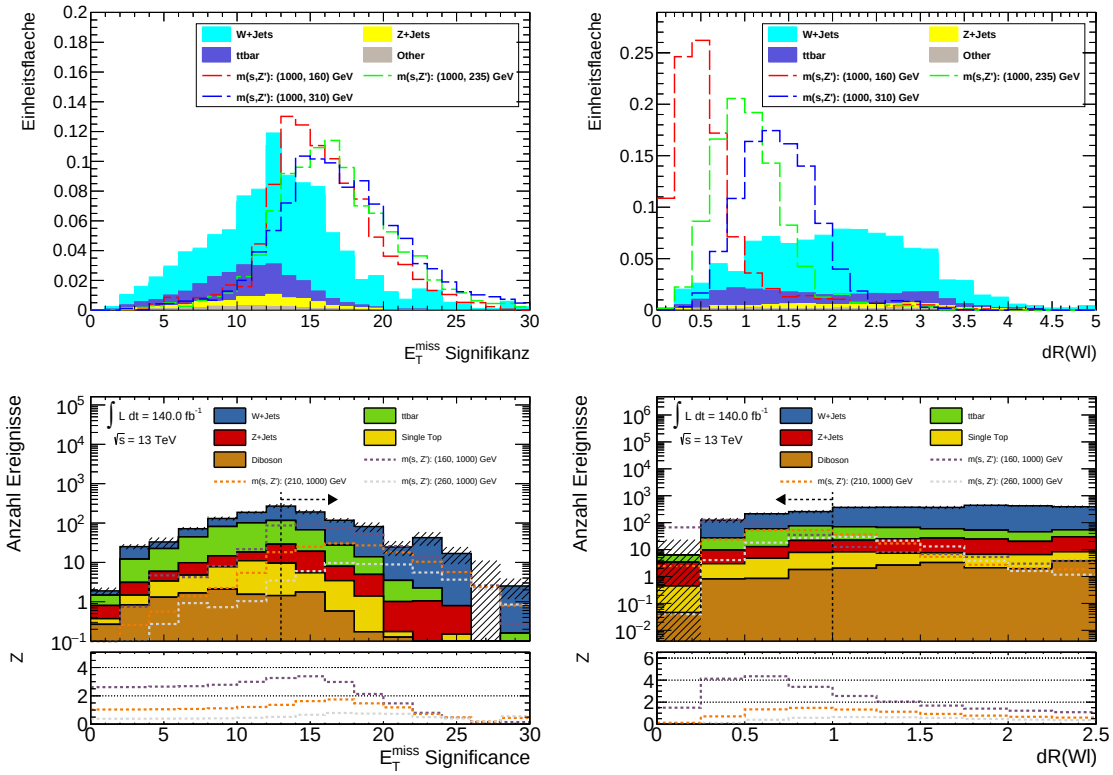


Abbildung 6.5: Verteilung zweier Variablen nach Anwendung der $WCand_{p_T}$ und m_T Schnitte.

Tabelle 6.1: Übersicht über die angewandten Schnitte zum Optimieren einer Signal Region.

Vorselektion
Exakt ein Lepton
E_T^{miss} Trigger
$E_T^{miss} \geq 150\ Gev$
b-Jet Veto
Mindestens 2 Jets
$60\ GeV \geq WCand_m \geq 100\ GeV$

Optimierung
$WCand_{p_T} \geq 100\ GeV$
$m_T \geq 200\ GeV$
$\mathcal{S} \geq 13$
$dR(Wl) \leq 1$

Kapitel 7

Untergrund Abschätzung

Wie in Kapitel 6.4 angedeutet, setzt sich der Untergrund aus unterschiedlichen Prozessen zusammen. Tabelle 7.1 gibt die wichtigsten Hintergründe und deren Anteile am gesamten Untergrund nach Selektion laut Tabelle 6.1 wieder.

Tabelle 7.1: Übersicht über die Untergrundverteilung der Signal Region.

Untergrund	Ereignisse	
W+Jets	321,29 ± 165,61	65,72 %
$t\bar{t}$	120,06 ± 4,17	24,56 %
Z+Jets	31,52 ± 4,79	6,45 %
Single Top	12,48 ± 1,33	2,55 %
Diboson	3,50 ± 0,74	0,71 %

Es treten zwei unterschiedliche Arten von Hintergründen auf. Als nicht reduzierbarer Untergrund werden die Zerfälle bezeichnet, die tatsächlich den gleichen Endzustand haben wie das Signal. Der reduzierbare Untergrund dagegen, ist eigentlich ein anderer Endzustand, der jedoch durch Fehlmessungen oder Fehlinterpretationen dem des Signals gleicht.

Der am häufigsten auftretende Untergrund wird als *W+Jets* bezeichnet. Hierbei wird ein W-Boson erzeugt und zusätzliche Anfangsstrahlung führt zu weiteren Jets. Zerfällt nun das W-Boson leptonisch, erzeugt dies eine ähnliche Signatur wie die des Signalmodells.

Bei $t\bar{t}$ handelt es sich um eine Top-Anti-Top Produktion. Der t-Quark Zerfall geschieht fast ausschließlich in ein Quark und ein W-Boson [33]. Ein semileptonischer Zerfall der beiden W-Bosonen ist daher signalähnlich. Bei 91% der Fälle ist das aus dem Top Zerfall stammende Quark ein b-Quark und wird häufig als solches identifiziert und kann durch das b-Jet Veto ausgesondert werden. In den anderen Fällen zerfällt das t-Quark in leichtere Quarks, in diesem Fall und wenn das b-Tagging nicht gelingt, werden $t\bar{t}$ Ereignisse nicht zuverlässig entfernt.

Eine ähnliche Signatur entsteht bei *Single Top* Zerfällen. Hierbei wird z.B. ein t-Quark und ein W-Boson erzeugt. Zerfällt das t-Quark in leichte Quarks oder wird das b-Quark nicht erkannt, können die W-Bosonen durch einen semileptonischen Zerfall das Signal imitieren.

Z-Bosonen können in ihrem Zerfall immer nur Teilchen-Antiteilchen-Paare bilden. Somit entstehen entweder zwei oder keine Leptonen in diesem Zerfall. Wird durch eine Fehlmessung eines der Leptonen nicht erfasst kann es mit zusätzlichen Jets aus dem Anfangszustand zu *Z+Jets* Untergrund kommen. Ebenfalls ist auch eine Fehlidentifikation eines Jets als Elektron möglich, der nicht detektierbare Z Zerfall in Neutrinos ergibt zudem ein hohes E_T^{miss} , welches wiederum signaltypisch wäre.

Der *Diboson* Zerfall kann durch WW oder WZ Zerfall das Signal imitieren. Durch deren geringe transverse Masse treten diese jedoch für das untersuchte Signal kaum in Erscheinung.

7.1 Kontroll Region

Um zu verifizieren, dass die Simulation korrekt agiert und zu den gemessenen Daten passt, werden Kontroll Regionen (CR) definiert. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass nur sehr wenig Signal enthalten ist und ein bestimmter Untergrund damit beschrieben wird. Innerhalb der Regionen werden die Simulationen mit Hilfe von Skalierungsfaktoren an die Daten angepasst.

Validierungs Regionen (VR) sollen ebenfalls signalarm sein und dabei die Topologie der Signal Region widerspiegeln. Ziel dieser Region ist es, die Extrapolation der Simulation in der Signal Region zu prüfen.

Ziel dieser Anpassung in den Kontroll Regionen ist es, die ermittelten Skalierungsfaktoren auf die Signal Region anwenden zu können und die Simulation korrekt an die Daten anzupassen.

Eingeführt werden zwei Kontroll Regionen, je eine für den W+Jets und eine für $t\bar{t}$ Untergrund. Hierzu werden die Schnitte die in Kapitel 6.4 zum Unterdrücken der Hintergründe genannt wurden, umgekehrt und nun zum expliziten Kriterium der Regionen verwendet. Daher wird für den W+Jets Untergrund eine m_T zwischen 100 und 150 GeV gefordert. Das 100 GeV Minimum ist notwendig um den Anteil an Fakes zu reduzieren. Für $t\bar{t}$ werden mindestens zwei b-Jets gefordert. Eine Übersicht ist in Tabelle 7.2 dargestellt.

Tabelle 7.2: Übersicht über die angewandten Schnitte in den Kontroll Regionen.

	CR1	VR1	CR2	VR2
Anzahl b-Jets	0	0	≥ 2	1
m_T	100 - 150 GeV	150 - 200 GeV	$\geq$ 200 GeV	$\geq$ 200 GeV
Anzahl Leptonen	exakt 1			
Trigger	E_T^{miss} Trigger			
E_T^{miss}	$\geq 150\ GeV$			
Anzahl Jets	≥ 2			
W-Kandidat Masse	$60\ GeV \geq m \geq 100\ GeV$			
W-Kandidat p_T	$\geq 100\ GeV$			
$\mathcal{S}$	≥ 13			
$dR(Wl)$	≤ 1			

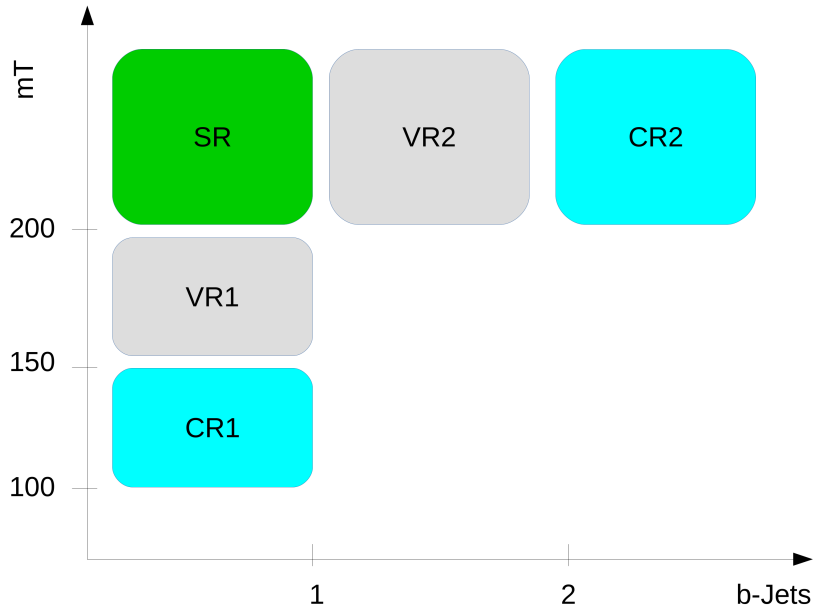


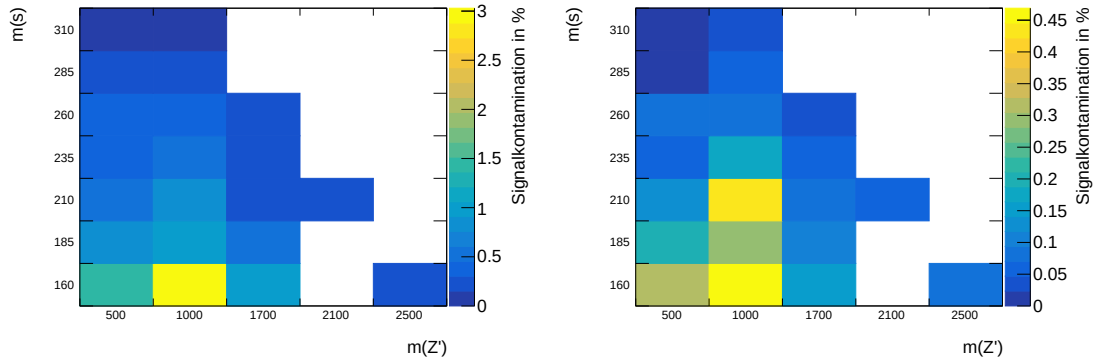
Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Verteilung der Signal Region (SR), Validierungs Regionen (VR) und Kontroll Regionen (CR).

Aus Tabelle 7.3 kann die Anzahl der erwarteten Ereignisse abgelesen werden. Für CR2 konnte eine hoher $t\bar{t}$ Anteil von über 93 % erzielt werden. Ebenso ist, wie in Abbildung 7.2 (b) zu sehen, die Signalkontermination stets kleiner als 0,5 %.

CR 1 hingegen erzielt mit rund 67 % W+Jets Anteil und einer Signalkontermination kleiner 3 % akzeptable Werte.

Tabelle 7.3: Übersicht über die Untergrundanteile in den beiden Kontroll Regionen.

	CR1		CR2	
W+Jets	124,66 ± 10,06	67,15 %	5,22 ± 1,11	1,31 %
$t\bar{t}$	24,16 ± 1,90	13,02 %	373,01 ± 7,34	93,25 %
Z+Jets	30,61 ± 5,09	16,49 %	0,72 ± 0,23	0,18 %
Single Top	3,28 ± 0,67	1,76 %	20,96 ± 1,69	5,24 %
Diboson	2,94 ± 0,60	1,59 %	0,08 ± 0,07	0,02 %



(a) (b)

Abbildung 7.2: Verteilung der Signalkontamination für (a) CR1 und (b) CR2.

Tabelle 7.4: Übersicht über die Untergrundanteile in den beiden Validierungs Regionen.

	VR1		VR2	
W+Jets	88,41 ± 10,65	71,71 %	27,95 ± 5,51	4,95 %
$t\bar{t}$	23,47 ± 1,87	19,04 %	489,62 ± 8,36	86,79 %
Z+Jets	9,21 ± 2,85	7,47 %	1,57 ± 2,05	0,28 %
Single Top	1,74 ± 0,49	1,41 %	44,76 ± 2,46	7,93 %
Diboson	0,46 ± 0,19	0,37 %	0,22 ± 0,18	0,04 %

Kapitel 8

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden nun alle Teile der Arbeit zusammengefügt und in Konturplots ausgewertet. Hierzu wird zuerst eine weitere Methode zur Verbesserung der Ergebnisse erläutert und anschließend die Ergebnisse gezeigt.

8.1 Shape Fit

Wie in Kapitel 6.4 beschrieben, ist die Variable $dR(Wl)$ besonders gut geeignet, für kleine skalaren Massen zuverlässig vom Untergrund zu unterscheiden. Sobald die Masse jedoch leicht ansteigt, nimmt auch der Abstand zwischen W-Boson und Lepton sehr schnell zu. Zudem kann ein ähnliches Verhalten für E_T^{miss} beobachtet werden. Abbildung 8.1 zeigt die N-1 Plots für verschiedene Signalpunkte. Hierbei ist zu erkennen, dass die optimale Schnittkante stark von der dunklen Higgs Masse abhängt.

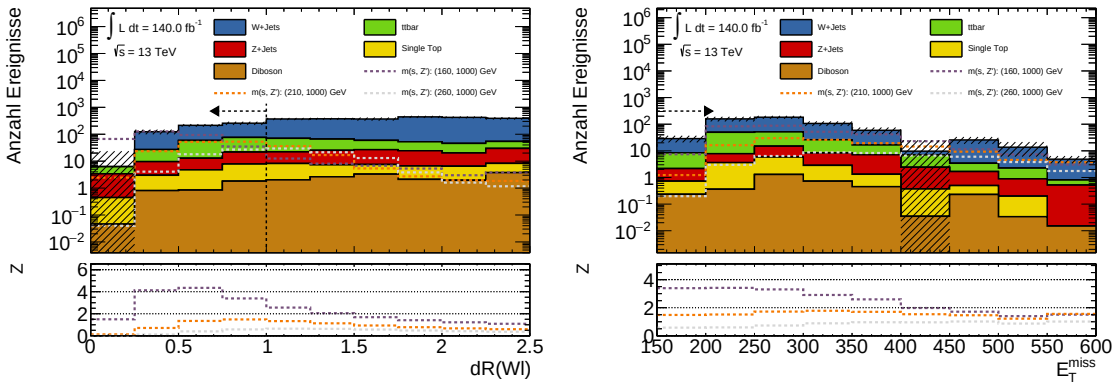


Abbildung 8.1: Signifikanzvergleich verschiedener Signalpunkte zur Einführung eines Shape Fits. Zu beachten sind die Unterschiedlichen Maxima der Signifikanzkurven.

Um dem Rechnung zu tragen, sollen die Signal Region in Variablen weiter unterteilt und einzeln verglichen werden. Hierdurch kann die Verteilung besser abgebildet werden und auch die Form einer Variablen verwendet werden. Aus diesem Grunde wird dies auch als Shape Fit bezeichnet.

Die E_T^{miss} Verteilung wird in drei Bereiche aufgespaltet. Die ersten beiden Bins decken einen Bereich von jeweils 150 GeV E_T^{miss} , der Dritte den gesamten höheren

Tabelle 8.1: Übersicht über die Aufspaltung in Bins für einen Shape Fit.

	Bereiche
E_T^{miss} [GeV]	[150, 300], [300, 450], >450
dR(WW)	[0, 0,25], [0,25, 0,5], [0,5, 0,75], [0,75, 1]

Bereich ab.

Der Abstand zwischen W-Boson und Lepton soll noch etwas genauer aufgelöst werden und wird in 4 Bereiche unterteilt. Jeder dieser Bereiche umfasst somit einen Abstand von 0,25.

Tabelle 8.1 fasst dies zusammen.

Die Bereichgröße wird dabei so gewählt, dass nicht zu wenige Ereignisse innerhalb der Bereiche vorhanden bleiben, um eine Abhängigkeit von statistischen Schwankungen zu vermeiden.

Das Zusammenführen aller Regionen und Bereiche wird von HistFitter [60] vollzogen. Dieses Programm nutzt einen Binned Likelihood Fit und deren statistische Interpretationen für einen simultanen Fit aller Regionen. Es gehört zu den Standardwerkzeugen in ATLAS Analysen.

8.2 Ausschlusslimits

Um die Verbesserung durch einen Shape Fit darzustellen, wird zuerst in Abbildung 8.2 das Ausschlusslimit bei CL_s 5% gezeigt. Hierbei sind nur die Schnitte aus Tabelle 6.1 angewandt worden und statistische, sowie 10 % systematische Fehler angenommen. Es können hiermit dunkel Higgs Massen bis 200 GeV ausgeschlossen werden, solange die Z' Masse nicht 1,2 TeV überschreitet.

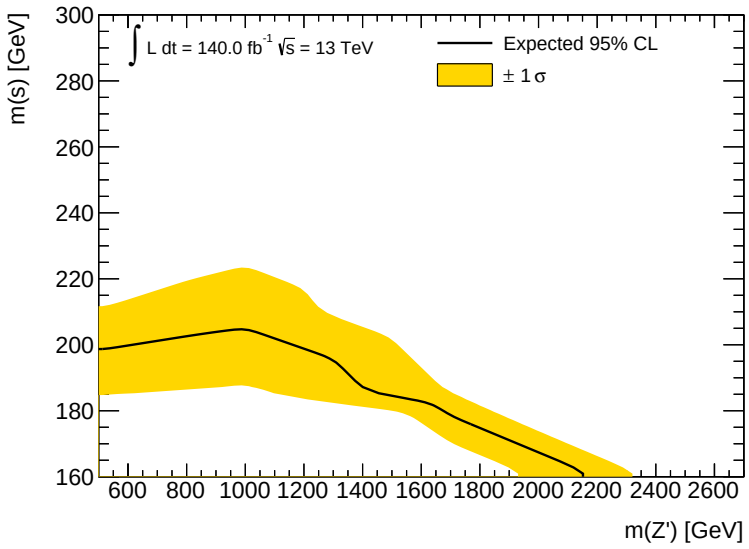


Abbildung 8.2: Die Konturlinie zeigt den Ausschluss für 95% CL die durch Schnitte erzielt werden können.

Durch die Anwendung des Shape Fits nach Tabelle 8.1 kann das Limit in der

dunkeln Higgs Masse um rund 40 GeV angehoben werden. In der Z' Masse wird die Ausschlusslinie durch fehlende Signalpunkte begrenzt. Eine Ausschlussgrenze bis zu einer Z' Masse von 2,5 TeV ist auch für dunke Higgs Massen bis 180 GeV vorstellbar, sofern dort Signalpunkte verfügbar werden.

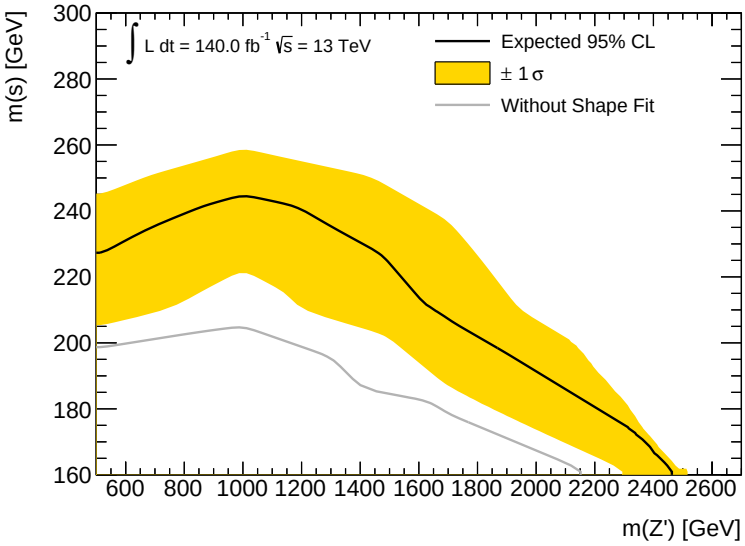


Abbildung 8.3: Die Konturlinie zeigt den Ausschluss für 95% CL inklusive eines Shape Fits.

Zum Abschätzen des Einflusses des sytematischen Fehlers, werden in Abbildung 8.4 Ausschlusslinien für unterschiedliche systematische Fehler gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss des systematischen Fehlers eher gering ist.

In dieser Arbeit konnte keine Aussage über eine Beobachtung des Signals getroffen werden, da ein Abgleich erst nach vollständiger Analyse erfolgt, dies konnte in dieser Arbeit noch nicht erreicht werden. Gezeigt wurden lediglich auf Simulationen beruhende Erwartungswerte.

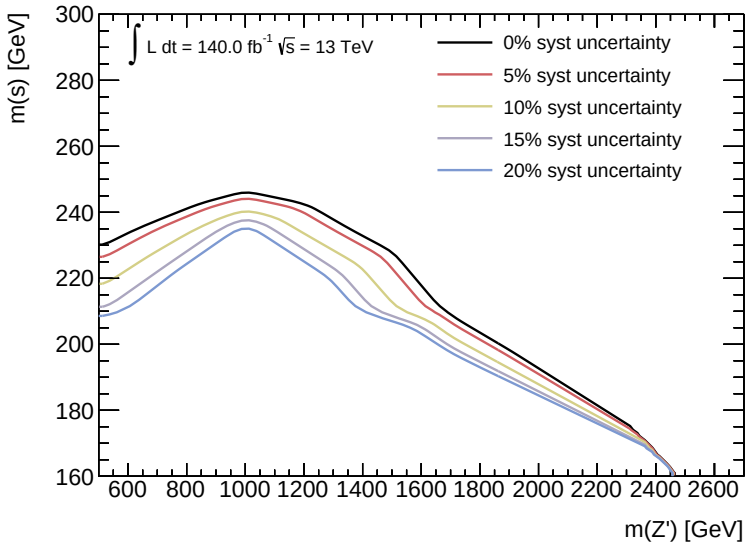


Abbildung 8.4: Die Konturlinien zeigt den Ausschluss für 95% CL für verschiedene systematische Unsicherheiten.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein vereinfachtes Modell untersucht, welches eine neue $U(1)'$ einführt, die durch spontane Symmetriebrechung ein Z'-Boson und ein DM Teilchen χ erzeugt. Das dazugehörige dunkle Higgs Boson soll in zwei, semileptonisch zerfallende, W-Bosonen zerfallen.

Mit Schnitten auf die transverse Masse sowie einem b-Jet Veto, konnten weite Teile des Untergrundes unterdrückt werden. Zusammen mit der Rekonstruktion des hadronisch zerfallenden W-Bosons und einem Schnitt auf dessen transversalen Impuls, wurden ausschließlich Ereignisse ausgesucht, die Signal ähnlich sind. Durch die hohe E_T^{miss} ist auch deren Signifikanz erhöht, sodass hierbei eine zusätzliche Verbesserung gegeben ist.

Die Untersuchung des kinematischen Verhaltens des Signals ergab, dass eine deutliche Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund durch den Abstand des rekonstruierten W-Bosons und des Leptons, sowie der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} möglich ist. Durch dieses Wissen konnte mit Hilfe eines Multibinfits die Verteilung der Variablen einbezogen werden, wodurch die Sensitivität deutlich gesteigert wurde.

Nach Analyse des verbleibenden Untergrunds konnten W+Jets Zerfälle als wichtigster Untergrund identifiziert werden. Der zweithäufigste Untergrund wird durch $t\bar{t}$ verursacht. Um den Untergrund korrekt abschätzen zu können, wurden zwei Kontroll Regionen eingeführt, die die beiden Haupthintergründe abbilden und somit eine Korrektur der Simulation an die Daten ermöglichen.

Eine Fortführung der Analyse scheint vielversprechend, da für einen weiten Massebereich des dunkeln Higgs und des Z' eine Ausschlussgrenze zu erwarten ist. So könnten dunkle Higgs Massen bis 240 GeV und Z' Massen bis 2 TeV durch eine Ausschlussgrenze abgedeckt werden.

Da die systematischen Unsicherheiten noch nicht berechnet wurden, konnte nur eine grobe Abschätzung dieser vorgenommen werden. Durch eine äußerst konservative Schätzung, ist zu erwarten, dass die systematische Unsicherheit durch eine exakte Analyse reduzieren werden. Ebenso wurde gezeigt, dass der Einfluss auf die Ausschlusslinien nur geringen Einfluss haben.

Der wichtigste Punkt jedoch wird der Abgleich mit den gemessenen Daten sein.

Hiermit kann das Modell letztlich geprüft und Massebereiche tatsächlich ausgeschlossen oder gar Hinweise auf Prozesse jenseits des Standardmodells gefunden werden.

Zusammen mit weiteren Modellen und Analysen kann somit ein großes Spektrum der dunklen Higgs Masse abdeckt werden. Da die Zerfallsbreite des dunklen Higgs entsprechend des SM Higgs angenommen wird, sind für geringere dunkle Higgs Massen Analysen in denen das dunkle Higgs nach $b\bar{b}$ zerfällt, für größere Massen Zerfälle in zwei SM Higgs Bosonen geeignet.

Anhang A

E_T^{miss} Trigger Skalierungsfaktoren

Zur Verifizierung der E_T^{miss} Trigger Skalierungsfaktoren werden nun alle weiteren Trigger dargestellt. In Tabelle A.1 werden alle ermittelten Parameter aufgeführt.

Tabelle A.1: Übersicht über die erhaltenen Parameter und ihrer Unsicherheiten während der Anpassung der Skalierungsfaktoren über Formel 4.4.

Trigger	p_0	p_1	p_2	p_3
HLT_xe100_mht_L1XE50	0.455± 0.007	100.1± 0.7	48.5± 0.6	0.09± 0.01
HLT_xe110_mht_L1XE50	0.441± 0.003	106.1± 0.4	46.1± 0.3	0.12± 0.01
HLT_xe110_pufit_L1XE50	0.471± 0.003	110.5± 0.3	52.3± 0.3	0.06± 0.01
HLT_xe110_pufit_L1XE55	0.457± 0.004	111.4± 0.5	50.0± 0.5	0.09± 0.01
HLT_xe110_pufit_xe65_L1XE50	0.461± 0.009	111.5± 1.0	48.6± 1.0	0.08± 0.02
HLT_xe110_pufit_xe70_L1XE50	0.458± 0.005	113.4± 0.5	46.3± 0.6	0.08± 0.01
HLT_xe70_mht	0.427± 0.008	97.3± 0.9	46.4± 0.7	0.14± 0.02
HLT_xe90_mht_L1XE50	0.445± 0.007	98.2± 0.7	47.2± 0.6	0.11± 0.01

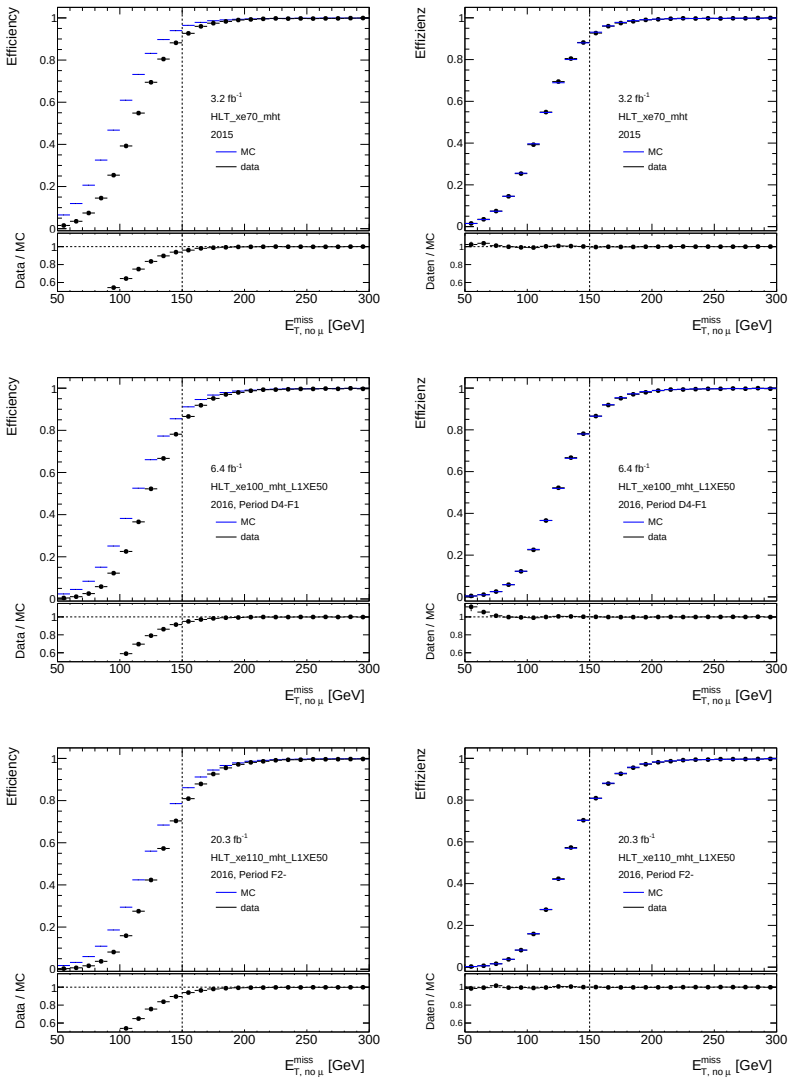


Abbildung A.1: Vergleich der Triggereffizienz bevor (links) und nach (rechts) anwenden der Skalierungsfaktoren.

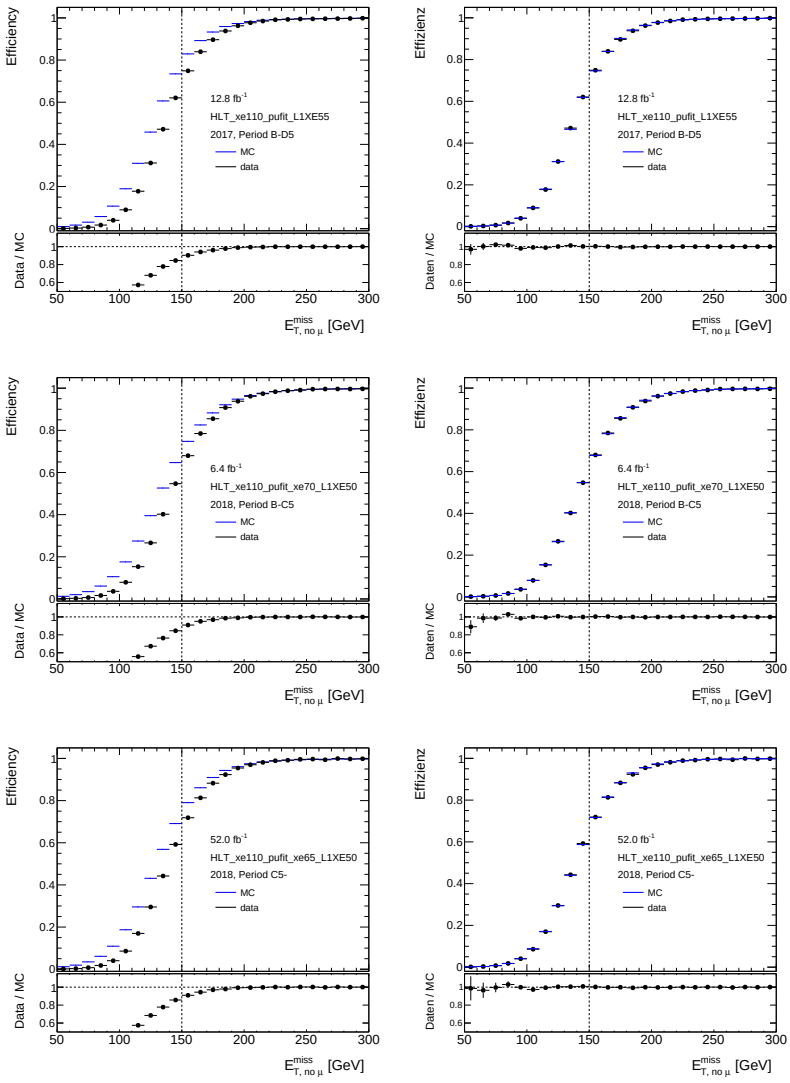


Abbildung A.2: Vergleich der Triggereffizienz bevor (links) und nach (rechts) anwenden der Skalierungsfaktoren.

Anhang B

Schnitt Einflüsse

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse der Schnitte für alle Regionen dargestellt. Tabelle B.1 zeigt die Signal Region, Tabelle B.2 und B.3 die Kontroll Regionen und Tabelle B.4 und B.5 die Validierungs Regionen.

Tabelle B.1: Schnitt Einflüsse in der Signal Region, aufgeteilt je Untergrund.

	W+Jets		ttbar		Z+Jets		SingleTop		Diboson	
$E_T^{miss} \geq 150$	4989266.28 ± 15493.46	100.00%	1663544.56 ± 487.69	100.00%	113369.44 ± 380.07	100.00%	224792.71 ± 217.10	100.00%	89366.72 ± 152.21	100.00%
E_T^{miss} Trigger aktiv	4721267.91 ± 14538.50	94.63%	1607978.21 ± 480.59	96.66%	108156.54 ± 317.54	95.40%	218849.47 ± 214.92	97.36%	87956.34 ± 151.19	98.42%
b-Jet Veto	4335643.07 ± 14427.55	86.90%	241126.42 ± 186.57	14.49%	94257.97 ± 308.76	83.14%	55161.59 ± 111.73	24.54%	74132.16 ± 141.89	82.95%
Anzahl Jets ≥ 2	2975776.83 ± 3853.89	59.64%	228269.33 ± 181.28	13.72%	68326.20 ± 217.13	60.27%	44547.22 ± 94.05	19.82%	66613.85 ± 132.55	74.54%
$60 \leq WCand_m \leq 100$	1323985.06 ± 2646.53	26.54%	173761.95 ± 157.49	10.45%	31300.14 ± 138.25	27.61%	27061.65 ± 69.31	12.04%	46565.08 ± 110.11	52.11%
$m_T \geq 200$	23464.13 ± 2132.37	0.47%	4480.16 ± 24.88	0.27%	1631.37 ± 50.66	1.44%	530.30 ± 8.52	0.24%	306.79 ± 7.84	0.34%
$WCand_{pt} \geq 100$	6077.05 ± 279.57	0.12%	1548.64 ± 14.74	0.09%	536.70 ± 22.78	0.47%	206.58 ± 5.36	0.09%	99.22 ± 4.19	0.11%
E_T^{miss} Signifikanz $\mathcal{S} \geq 13$	3212.48 ± 240.18	0.06%	388.17 ± 7.51	0.02%	199.70 ± 15.39	0.18%	54.18 ± 2.78	0.02%	24.91 ± 2.06	0.03%
$dR(Wl) \leq 1$	321.29 ± 165.61	0.01%	120.06 ± 4.17	0.01%	31.52 ± 4.79	0.03%	12.48 ± 1.33	0.01%	3.50 ± 0.74	0.00%

Tabelle B.2: Schnitt Einflüsse in der Kontroll Region 1, aufgeteilt je Untergrund.

	W+Jets		ttbar		Z+Jets		SingleTop		Diboson	
$E_T^{miss} \geq 150$	4989266.28 ± 15493.46	100.00%	1663544.56 ± 487.69	100.00%	113369.44 ± 380.07	100.00%	224792.71 ± 217.10	100.00%	89366.72 ± 152.21	100.00%
E_T^{miss} Trigger aktiv	4721267.91 ± 14538.50	94.63%	1607978.21 ± 480.59	96.66%	108156.54 ± 317.54	95.40%	218849.47 ± 214.92	97.36%	87956.34 ± 151.19	98.42%
b-Jet Veto	4335643.07 ± 14427.55	86.90%	241126.42 ± 186.57	14.49%	94257.97 ± 308.76	83.14%	55161.59 ± 111.73	24.54%	74132.16 ± 141.89	82.95%
Anzahl Jets ≥ 2	2975776.83 ± 3853.89	59.64%	228269.33 ± 181.28	13.72%	68326.20 ± 217.13	60.27%	44547.22 ± 94.05	19.82%	66613.85 ± 132.55	74.54%
$60 \leq WCand_m \leq 100$	1323985.06 ± 2646.53	26.54%	173761.95 ± 157.49	10.45%	31300.14 ± 138.25	27.61%	27061.65 ± 69.31	12.04%	46565.08 ± 110.11	52.11%
$100 \leq m_T \leq 150$	53500.81 ± 639.91	1.07%	13897.92 ± 44.27	0.84%	1401.17 ± 46.43	1.24%	1623.52 ± 16.59	0.72%	1468.24 ± 17.32	1.64%
$WCand_{pt} \geq 100$	29566.75 ± 334.37	0.59%	7419.58 ± 32.56	0.45%	766.50 ± 40.37	0.68%	957.35 ± 12.57	0.43%	874.81 ± 13.76	0.98%
E_T^{miss} Signifikanz $\mathcal{S} \geq 13$	2036.30 ± 44.15	0.04%	303.74 ± 6.73	0.02%	161.03 ± 14.21	0.14%	41.57 ± 2.63	0.02%	54.13 ± 3.22	0.06%
$dR(Wl) \leq 1$	124.66 ± 10.06	0.00%	24.16 ± 1.90	0.00%	30.61 ± 5.09	0.03%	3.28 ± 0.67	0.00%	2.94 ± 0.60	0.00%

Tabelle B.3: Schnitt Einflüsse in der Kontroll Region 2, aufgeteilt je Untergrund.

	W+Jets		ttbar		Z+Jets		SingleTop		Diboson	
$E_T^{miss} \geq 150$	4989266.28 ± 15493.46	100.00%	1663544.56 ± 487.69	100.00%	113369.44 ± 380.07	100.00%	224792.71 ± 217.10	100.00%	89366.72 ± 152.21	100.00%
E_T^{miss} Trigger aktiv	4721267.91 ± 14538.50	94.63%	1607978.21 ± 480.59	96.66%	108156.54 ± 317.54	95.40%	218849.47 ± 214.92	97.36%	87956.34 ± 151.19	98.42%
Anzahl b-Jets ≥ 2	32922.11 ± 266.13	0.66%	644764.04 ± 302.36	38.76%	1488.16 ± 13.37	1.31%	53825.67 ± 102.41	23.94%	2035.25 ± 16.26	2.28%
Anzahl Jets ≥ 2	32922.11 ± 266.13	0.66%	644764.04 ± 302.36	38.76%	1488.16 ± 13.37	1.31%	53825.67 ± 102.41	23.94%	2035.25 ± 16.26	2.28%
$60 \leq WCand_m \leq 100$	22437.57 ± 180.38	0.45%	524694.73 ± 271.16	31.54%	967.69 ± 10.27	0.85%	36381.69 ± 80.58	16.18%	1746.44 ± 15.01	1.95%
$m_T \geq 200$	501.40 ± 141.99	0.01%	16734.58 ± 47.83	1.01%	61.27 ± 3.10	0.05%	1004.71 ± 12.04	0.45%	16.75 ± 1.28	0.02%
$WCand_{pt} \geq 100$	167.16 ± 5.83	0.00%	6936.67 ± 30.98	0.42%	29.18 ± 1.87	0.03%	502.15 ± 8.60	0.22%	8.54 ± 0.92	0.01%
E_T^{miss} Signifikanz $\mathcal{S} \geq 13$	44.80 ± 4.16	0.00%	1159.72 ± 12.91	0.07%	5.80 ± 1.00	0.01%	104.21 ± 3.78	0.05%	0.67 ± 0.20	0.00%
$dR(Wl) \leq 1$	5.22 ± 1.11	0.00%	373.01 ± 7.34	0.02%	0.72 ± 0.23	0.00%	20.96 ± 1.69	0.01%	0.08 ± 0.07	0.00%

Tabelle B.4: Schnitt Einflüsse in der Validierungs Region 1, aufgeteilt je Untergrund.

	W+Jets		ttbar		Z+Jets		SingleTop		Diboson	
$E_T^{miss} \geq 150$	4989266.28 ± 15493.46	100.00%	1663544.56 ± 487.69	100.00%	113369.44 ± 380.07	100.00%	224792.71 ± 217.10	100.00%	89366.72 ± 152.21	100.00%
E_T^{miss} Trigger aktiv	4721267.91 ± 14538.50	94.63%	1607978.21 ± 480.59	96.66%	108156.54 ± 317.54	95.40%	218849.47 ± 214.92	97.36%	87956.34 ± 151.19	98.42%
b-Jet Veto	4335643.07 ± 14427.55	86.90%	241126.42 ± 186.57	14.49%	94257.97 ± 308.76	83.14%	55161.59 ± 111.73	24.54%	74132.16 ± 141.89	82.95%
Anzahl Jets ≥ 2	2975776.83 ± 3853.89	59.64%	228269.33 ± 181.28	13.72%	68326.20 ± 217.13	60.27%	44547.22 ± 94.05	19.82%	66613.85 ± 132.55	74.54%
$60 \leq WCand_m \leq 100$	1323985.06 ± 2646.53	26.54%	173761.95 ± 157.49	10.45%	31300.14 ± 138.25	27.61%	27061.65 ± 69.31	12.04%	46565.08 ± 110.11	52.11%
$150 \leq m_T \leq 200$	8576.05 ± 375.44	0.17%	3481.84 ± 21.88	0.21%	510.13 ± 28.43	0.45%	290.70 ± 6.38	0.13%	121.83 ± 4.65	0.14%
$WCand_{pt} \geq 100$	4317.52 ± 164.47	0.09%	1499.51 ± 14.46	0.09%	266.51 ± 19.56	0.24%	149.07 ± 4.63	0.07%	71.70 ± 3.65	0.08%
E_T^{miss} Signifikanz $\mathcal{S} \geq 13$	751.72 ± 31.91	0.02%	124.87 ± 4.26	0.01%	47.81 ± 5.18	0.04%	14.11 ± 1.41	0.01%	4.94 ± 0.96	0.01%
$dR(Wl) \leq 1$	88.41 ± 10.65	0.00%	23.47 ± 1.87	0.00%	9.21 ± 2.85	0.01%	1.74 ± 0.49	0.00%	0.46 ± 0.19	0.00%

Tabelle B.5: Schnitt Einflüsse in der Validierungs Region 2, aufgeteilt je Untergrund.

	W+Jets		ttbar		Z+Jets		SingleTop		Diboson	
$E_T^{miss} \geq 150$	4989266.28 ± 15493.46	100.00%	1663544.56 ± 487.69	100.00%	113369.44 ± 380.07	100.00%	224792.71 ± 217.10	100.00%	89366.72 ± 152.21	100.00%
E_T^{miss} Trigger aktiv	4721267.91 ± 14538.50	94.63%	1607978.21 ± 480.59	96.66%	108156.54 ± 317.54	95.40%	218849.47 ± 214.92	97.36%	87956.34 ± 151.19	98.42%
Exakt ein b-Jet	352702.73 ± 1772.87	7.07%	722087.75 ± 323.63	43.41%	12410.41 ± 72.94	10.95%	109862.21 ± 152.38	48.87%	11788.93 ± 49.61	13.19%
Anzahl Jets ≥ 2	313319.44 ± 1049.61	6.28%	708434.62 ± 320.32	42.59%	11112.34 ± 64.62	9.80%	103005.11 ± 146.57	45.82%	11249.10 ± 47.92	12.59%
$60 \leq WCand_m \leq 100$	163917.08 ± 691.58	3.29%	551680.94 ± 279.58	33.16%	5776.27 ± 42.65	5.10%	61474.46 ± 105.16	27.35%	8307.11 ± 41.38	9.30%
$m_T \geq 200$	2338.58 ± 529.81	0.05%	16681.67 ± 47.92	1.00%	287.02 ± 11.65	0.25%	1501.65 ± 14.41	0.67%	61.25 ± 3.04	0.07%
$WCand_{pt} \geq 100$	809.66 ± 57.71	0.02%	6417.26 ± 29.93	0.39%	94.61 ± 4.37	0.08%	643.64 ± 9.54	0.29%	25.09 ± 1.89	0.03%
E_T^{miss} Signifikanz $\mathcal{S} \geq 13$	259.76 ± 54.67	0.01%	1431.84 ± 14.35	0.09%	22.17 ± 2.80	0.02%	158.69 ± 4.70	0.07%	3.46 ± 0.76	0.00%
$dR(Wl) \leq 1$	27.95 ± 5.51	0.00%	489.62 ± 8.36	0.03%	1.57 ± 2.05	0.00%	44.76 ± 2.46	0.02%	0.22 ± 0.18	0.00%

Literaturverzeichnis

[1] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, Sep 2012.

[2] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, Sep 2012.

[3] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge CB2 8BS, United Kingdom, 2013.

[4] Daniel V. Schreoder Michael E. Peskin. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Books, 1995.

[5] MissMJ (wikipedia username). Standard model of elementary particles. https://commons.wikimedia.org/wiki/ (24.12.2019). Underlying sources: PBS NOVA, Fermilab, Office of Science, United States Department of Energy, Particle Data Group.

[6] The Super-Kamiokande Collaboration and Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, 1998.

[7] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, Oct 1964.

[8] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964.

[9] RupertMillard (wikipedia username). Mexican hat potential polar with details. https://commons.wikimedia.org/wiki/ (24.12.2019), 2012.

[10] Nima Arkani–Hamed, Savas Dimopoulos, and Gia Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Physics Letters B*, 429(3-4):263–272, Jun 1998.

[11] Laurent Canetti, Marco Drewes, and Mikhail Shaposhnikov. Matter and antimatter in the universe. *New Journal of Physics*, 14(9):095012, Sep 2012.

[12] Katherine Garrett and Gintaras Duda. Dark matter: A primer. *Advances in Astronomy*, 2011:1–22, 2011.

[13] Michael Duerr, Alexander Grohsjean, Felix Kahlhoefer, Bjoern Penning, Kai Schmidt-Hoberg, and Christian Schwanenberger. Hunting the dark higgs. *Journal of High Energy Physics*, 2017(4), Apr 2017.

[14] Michael Duerr, Felix Kahlhoefer, Kai Schmidt-Hoberg, Thomas Schwetz, and Stefan Vogl. How to save the wimp: global analysis of a dark matter model with two s-channel mediators. *Journal of High Energy Physics*, 2016(9), Sep 2016.

[15] Felix Kahlhoefer, Kai Schmidt-Hoberg, Thomas Schwetz, and Stefan Vogl. Implications of unitarity and gauge invariance for simplified dark matter models. *Journal of High Energy Physics*, 2016(2), Feb 2016.

[16] Esma Mobs and Melissa Marie Rudolf. CERN Quick Facts 2019 (English version). CERN Instantané 2019 (version anglaise). Jun 2019.

[17] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001–S08001, aug 2008.

[18] Communications and Outreach Group. LHC Guide. Mar 2017.

[19] F.Pastore and the ATLAS Collaboration. Atlas run-2 status and performance. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 270-272:3–7, Apr 2016.

[20] The ATLAS Collaboration. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003–S08003, aug 2008.

[21] Karolos Potamianos. The upgraded pixel detector and the commissioning of the inner detector tracking of the atlas experiment for run-2 at the large hadron collider, 2016.

[22] Christiane Lefevre. ATLAS Brochure (English version). Brochure d'ATLAS (version anglaise). Oct 2011.

[23] Joao Pequenao. Computer generated image of the whole ATLAS detector. Mar 2008.

[24] The ATLAS Collaboration. ATLAS inner detector: Technical Design Report, 1. Technical report, CERN, Geneva, 1997.

[25] M Capeans, G Darbo, K Einsweiller, M Elsing, T Flick, M Garcia-Sciveres, C Gemme, H Pernegger, O Rohne, and R Vuillermet. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, CERN, Sep 2010.

[26] The ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector. Technical Report CERN-LHCC-2017-021. ATLAS-TDR-030, CERN, Geneva, Sep 2017.

[27] The ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Strip Detector. Technical Report CERN-LHCC-2017-005. ATLAS-TDR-025, CERN, Geneva, Apr 2017.

[28] G. F. Tartarelli. The ATLAS transition radiation tracker. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 78:348–353, 1999.

[29] Paola Miele and Herman H.J ten Kate. The superconducting magnet system for the atlas detector at cern. *Fusion Engineering and Design*, 58-59:195 – 203, 2001.

[30] The ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2013-017. ATLAS-TDR-022, CERN, Sep 2013. Final version presented to December 2013 LHCC.

[31] The ATLAS Collaboration. ATLAS tile calorimeter: Technical design report. Technical report, CERN, 1996.

[32] The ATLAS Collaboration. Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer. Technical Report CERN-LHCC-2017-017. ATLAS-TDR-026, CERN, Geneva, Sep 2017.

[33] Particle Data Group. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98:030001, Aug 2018.

[34] Aranzazu Ruiz-Martinez and ATLAS Collaboration. The Run-2 ATLAS Trigger System. Technical Report ATL-DAQ-PROC-2016-003, CERN, Geneva, Feb 2016.

[35] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, S. Abdel Khalek, O. Abdinov, R. Aben, B. Abi, M. Abolins, O. S. AbouZeid, and et al. Electron and photon energy calibration with the atlas detector using lhc run 1 data. *The European Physical Journal C*, 74(10), Oct 2014.

[36] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. The anti-ktjet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063–063, Apr 2008.

[37] Michael H. Seymour and Marilyn Marx. Monte carlo event generators, 2013.

[38] Andy et al. Buckley. General-purpose event generators for lhc physics. *Physics Reports*, 504(5):145–233, Jul 2011.

[39] T Gleisberg, S Höche, F Krauss, M Schönherr, S Schumann, F Siegert, and J Winter. Event generation with sherpa 1.1. *Journal of High Energy Physics*, 2009(02):007–007, Feb 2009.

[40] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. A general framework for implementing nlo calculations in shower monte carlo programs: the powheg box. *Journal of High Energy Physics*, 2010(6), Jun 2010.

[41] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, and Peter Z. Skands. An introduction to pythia 8.2. *Computer Physics Communications*, 191:159–177, Jun 2015.

[42] J. et al. Alwall. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7), Jul 2014.

[43] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.

[44] The ATLAS Collaboration. The atlas simulation infrastructure. *The European Physical Journal C*, 70(3):823–874, Sep 2010.

[45] Savanna Marie Shaw. The ATLAS Trigger system upgrade and performance in Run 2. Technical Report ATL-DAQ-PROC-2017-044, CERN, Geneva, Nov 2017.

[46] LHC Dark Matter Working Group. Dark matter benchmark models for early lhc run-2 searches: Report of the atlas/cms dark matter forum. *Physics of the Dark Universe*, 27:100371, Jan 2020.

[47] R. Walczak T. Weidberg G. Barr, R. Devenish. *Particle Physics in the LHC Era*. Oxford University Press, 2016.

[48] ATLAS Internal. Data preparation checklist for physics analysis. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/DataPreparationCheckList-ForPhysicsAnalysis Stand 06.02.2020.

[49] The ATLAS collaboration. Electron identification measurements in ATLAS using $\sqrt{s}$ = 13 TeV data with 50 ns bunch spacing. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-041, CERN, Geneva, Sep 2015.

[50] The ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the atlas detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s}$=13 tev. *The European Physical Journal C*, 76(5), May 2016.

[51] The ATLAS collaboration. Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-015, CERN, Geneva, Jul 2015.

[52] The ATLAS collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2014-018, CERN, Geneva, May 2014.

[53] The ATLAS collaboration. Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-012, CERN, Geneva, Jun 2016.

[54] Physics Objects and Analysis Harmonisation Study Groups. Recommendations of the Physics Objects and Analysis Harmonisation Study Groups 2014. Technical Report ATL-COM-PHYS-2014-451, CERN, Geneva, May 2014.

[55] Aachen-Annecy-Birmingham-CERN-Helsinki-London(QMC)-Paris(CdF)-Riverside-Rome-Rutherford-Saclay(CEN)-Vienna Collaboration. Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider. *Phys. Lett. B*, 129(CERN-EP-83-111):273–282. 17 p, Jun 1985.

[56] The ATLAS collaboration. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2018-038, CERN, Geneva, Jul 2018.

[57] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *The European Physical Journal C*, 71(2), Feb 2011.

[58] G. Cowan. Discovery sensitivity for a counting experimentwith background uncertainty. http://www.pp.rhul.ac.uk/ cowan/stat/medsig/medsigNote.pdf Stand 06.02.2020.

[59] The ATLAS collaboration. Search for Dark Matter Produced in Association with a Higgs Boson decaying to $b\bar{b}$ at $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$ with the ATLAS Detector using $79.8\,\text{fb}^{-1}$ of proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2018-039, CERN, Geneva, Jul 2018.

[60] M. Baak and et al. Histfitter software framework for statistical data analysis. *The European Physical Journal C*, 75(4), Apr 2015.

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit mit dem Titel

Suche nach dunkler Materie in Zusammenhang mit einem dunklen Higgs Boson

selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Ralph Franz André Weber
Garching bei München, den 25. Februar 2020