

Studien zur Higgs-Produktion  
im Kanal  
 $H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$   
mit dem ATLAS Detektor  
am LHC



Diplomarbeit

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

von  
Gabriele Reiter

---

München, den 20. Juli 2007



Erstgutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Martin Faessler



# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird eine Studie des Higgs-Boson-Zerfalls im Kanal  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 170$  GeV beschrieben. Diese Studie wurde anhand von Simulationsdaten im Rahmen des ATLAS Experiments am Large Hadron Collider (LHC) durchgeführt, der ab 2008 Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV zur Kollision bringt. Für den betrachteten Zerfallskanal des Higgs-Bosons werden im Endzustand zwei Myonen mit hohem Transversalimpuls erwartet, die isoliert von hadronischer Aktivität auftreten. Die Isolation der Myonen sollte daher ein geeignetes Kriterium darstellen, anhand dessen sich der Signalprozess v.a. von Untergrundprozessen aus starker Wechselwirkung separieren lässt.

Ziel dieser Studie war die Bestimmung der Qualität von Schnitten auf verschiedene Variablen, die die Isolation der Myonen bzgl. hadronischer Aktivität im Ereignis beschreiben. Analog dazu wurde diese Analyse für den Zerfall des Z-Bosons im Kanal  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  durchgeführt, da dieser Kalibrationsprozess experimentell sehr gut verstanden und im Detektor leicht zu identifizieren ist. Die Studie bestätigt die Erwartung, für diese beiden Prozesse ähnliche Ergebnisse zu erhalten. Es zeigt sich, dass sich mit Schnitten auf die Isolation der Myonen die betrachteten Untergrundprozesse aus QCD-,  $t\bar{t}$ -,  $b\bar{b}$ - und W+Jets-Ereignissen deutlich reduzieren lassen. Die Analyse der statistischen und der systematischen Fehler zeigt nur einen geringen Einfluss auf die erhaltenen Ergebnisse.

## Abstract

This thesis describes a study of Higgs boson decays in the  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  decay channel with a Higgs mass of  $m_H = 170$  GeV. The study was performed within the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider (LHC), which will collide protons at a center of mass energy of  $\sqrt{s} = 14$  TeV from 2008 onwards. For the analysed Higgs boson decay channel two muons with high transverse momentum and isolated from hadronic activity are expected in the final state. The isolation of the muons should be a suitable criterion to separate the signal process from strong interaction backgrounds.

The goal of this study was the cut quality determination for different variables which describe the isolation of the muon concerning hadronic activity in the event. The analysis was performed for Z boson decays  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  in the same way, because this calibration process is experimentally well known and easy to identify in the detector. The study confirms the expectation of similar results for this two processes. It has been shown that the analysed background processes of QCD,  $t\bar{t}$ ,  $b\bar{b}$  and W+Jets decays can be considerably reduced with cuts on the isolation variables of the muons. The analysis of statistic and systematic errors shows only a small influence on the results.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretischer Hintergrund</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.1.1	Die fundamentalen Materieteilchen und Wechselwirkungen . . .	3
2.1.2	Hadronisierung farbgeladener Teilchen . . . . .	5
2.1.3	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	6
2.2	Produktion und Zerfall von Higgs-Bosonen bei LHC . . . . .	7
2.3	Der Drell-Yan-Prozess . . . . .	10
<b>3</b>	<b>LHC und ATLAS</b>	<b>11</b>
3.1	Der Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	11
3.2	Der ATLAS Detektor . . . . .	13
3.2.1	Das Koordinatensystem . . . . .	13
3.2.2	Innerer Detektor . . . . .	15
3.2.3	Kalorimeter . . . . .	16
3.2.4	Myonspektrometer . . . . .	17
3.2.5	Der Trigger . . . . .	18
3.3	Software und Computing bei ATLAS . . . . .	19
3.3.1	Monte-Carlo-Produktion . . . . .	19
3.3.2	Simulation und Rekonstruktion bei ATLAS mit Athena . . . .	20
3.3.3	Rekonstruktion von Myonen . . . . .	22
3.3.4	Rekonstruktion von Jets . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Studien zur Myonisation</b>	<b>25</b>
4.1	Motivation . . . . .	25
4.2	Signalprozess und Kalibrationsprozess . . . . .	25
4.3	Untergrundprozesse . . . . .	30
4.4	Vorselektion . . . . .	35
4.5	Variablen der Isolation . . . . .	35
4.5.1	Kalorimeter-Isolation . . . . .	36
4.5.2	Spur-Isolation . . . . .	37

4.5.3	Jet-Isolation . . . . .	41
4.6	Optimierung auf Effizienzen . . . . .	43
4.6.1	Kalorimeter-Isolation <i>KaloEnergie</i> (dR) . . . . .	47
4.6.2	Spur-Isolation <i>SpurPt</i> (dR) . . . . .	47
4.6.3	Spur-Isolation <i>AnzahlSpuren</i> (dR) . . . . .	50
4.6.4	Vergleich der Algorithmen . . . . .	50
4.6.5	Bestimmung der optimalen Schnitte . . . . .	50
4.7	Optimierung auf die Signifikanz . . . . .	54
4.7.1	Kalorimeter-Isolation <i>KaloEnergie</i> (dR) . . . . .	54
4.7.2	Spur-Isolation <i>SpurPt</i> (dR) . . . . .	56
4.7.3	Spur-Isolation <i>AnzahlSpuren</i> (dR) . . . . .	56
4.7.4	Vergleich der Algorithmen . . . . .	56
4.7.5	Bestimmung der optimalen Schnitte . . . . .	60
4.8	Statistische Fehler auf die Effizienzen . . . . .	62
4.9	Systematische Fehler . . . . .	62
4.9.1	Variation der Untergrenze des Jet-Transversalimpulses . . . . .	63
4.9.2	Variation der Untergrenze des Spur-Transversalimpulses . . . . .	64
4.9.3	Einfluss von Pile-Up und Cavern Background . . . . .	65
4.9.4	Zusammenfassung der systematischen Fehler . . . . .	69
4.10	Einfluss des Higgs-Produktionsmechanismus . . . . .	69
4.11	Untergrund W+Jets . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>75</b>
<b>A</b>	<b>Verwendete Datensätze</b>	<b>i</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>v</b>



# 1 Einleitung

Der Wunsch des Menschen, die grundlegenden Zusammenhänge der Natur zu erkennen und erklären zu können, führt zu der Frage nach der Entstehung und dem Aufbau der Materie. Mit der Entwicklung neuer Experimente wurden die Dimensionen der entdeckten Bausteine immer kleiner, die Unteilbarkeit der Atome wurde durch die Entdeckung kleinerer Bestandteile, Protonen und Elektronen, widerlegt. Der technische Fortschritt führte zur Auflösung immer kleinerer Strukturen. Der Bau und die Weiterentwicklung von Teilchenbeschleunigern ermöglicht dabei einen noch tieferen Einblick in den Aufbau von Materie.

Die heutigen Kenntnisse über die fundamentalen Bausteine und die Wechselwirkungen zwischen diesen werden im Standardmodell der Teilchenphysik [1] beschrieben. Es umfasst zwölf Materieteilchen, die als punktförmig angenommen werden, und vier fundamentale Wechselwirkungen. Diese Theorie beschreibt die Beobachtungen sehr genau, umgekehrt konnten ihre Vorhersagen mit hoher Präzision experimentell nachgewiesen werden. Dennoch gibt es viele offene Fragen, wie z.B. die Ursache für die Masse der Elementarteilchen. Eine Lösung dieses Problems bietet der sog. Higgs-Mechanismus [2], der ein weiteres Teilchen, das Higgs-Boson, voraussagt. Es ist das einzige Teilchen des Standardmodells, das experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte. Im Gegensatz zu anderen Elementarteilchen liefert die Theorie keine Vorhersage seiner Masse. Direkte Suchen an bisherigen Beschleunigerexperimenten und theoretische Berechnungen schränken den Massenbereich des Higgs-Bosons innerhalb des Standardmodells auf  $114.4 \text{ GeV}^1 < m_H < 182 \text{ GeV}$  [3] ein.

Die Verifizierung des Higgs-Mechanismus durch den Nachweis des Higgs-Bosons wäre eine weitere Bestätigung für die Richtigkeit des Standardmodells und ist eines der Hauptziele der aktuellen Forschung in der Teilchenphysik. Der Large Hadron Collider (LHC), der 2008 am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Betrieb genommen werden soll, bringt Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  zur Kollision. Existiert das Higgs-Boson im genannten Massenbereich, wird es am LHC produziert. Für den Nachweis der entstehenden Teilchen gibt es vier große Experimente am LHC, der ATLAS Detektor ist dabei einer der beiden Universal-detektoren.

---

<sup>1</sup>In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet, d.h.  $\hbar = 1 = c$ , damit haben neben Energien auch Massen und Impulse die Einheiten einer Energie.

In der vorliegenden Arbeit wird der Zerfall des Higgs-Bosons im Kanal  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 170$  GeV im Rahmen des ATLAS Experiments untersucht. Die Studie von Simulationsdaten konzentriert sich dabei auf die Möglichkeit, Untergrundprozesse mit ähnlicher Zerfallssignatur aufgrund der Isolation der Myonen zu separieren. Für den Signalprozess werden Myonen erwartet, die deutlich isoliert von hadronischer Aktivität auftreten. Um diese Annahme zu verifizieren, wird der Zerfall des Z-Bosons  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  als Kalibrationsprozess herangezogen, der sich durch stark isolierte Myonen auszeichnet. Es werden verschiedene Algorithmen zur Bestimmung der Isolation vorgestellt und ihre Effizienz in der Unterdrückung der Untergrundprozesse verglichen.

In Kapitel 2 werden zunächst die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit dargestellt. Nach einer Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik wird auf die Produktion und den Zerfall des Higgs-Bosons bei LHC eingegangen sowie der Kalibrationsprozess erklärt. Kapitel 3 gibt einen Überblick über den Large Hadron Collider und das ATLAS Experiment. Neben dem Aufbau des Detektors wird auch auf die Produktion von Monte-Carlo-Daten und die Software des ATLAS Experiments eingegangen. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt. Dabei werden neben statistischen Fehlern auch systematische Fehler diskutiert. Abschließend gibt Kapitel 5 eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und einen Ausblick auf weiterführende Studien.

# 2 Theoretischer Hintergrund

Die folgenden Kapitel geben eine kurze Darstellung der theoretischen Grundlagen dieser Arbeit. Nach einer Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik wird auf die Produktion und den Zerfall des Higgs-Bosons eingegangen. Außerdem wird der Drell-Yan-Prozess erklärt, da dieser in der hier dargestellten Studie ein wichtiger Referenzprozess ist.

## 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die heute geltende Vorstellung von den elementaren Bausteinen unserer Materie sowie von den verschiedenen Wechselwirkungen zwischen diesen. Es bildet damit die Grundlage der modernen Hochenergiephysik. Eine ausführlichere Behandlung der zugrunde liegenden Theorie ist beispielsweise in [1] oder [4] zu finden.

### 2.1.1 Die fundamentalen Materieteilchen und Wechselwirkungen

Materie besteht aus Fermionen mit Spin  $1/2$ . Diese lassen sich in drei Generationen aufsteigender Masse unterteilen, wobei jede Generation aus zwei Leptonen und zwei Quarks besteht (siehe Tabelle 2.1). Elektron  $e^-$ , Elektronneutrino  $\nu_e$ , up- und down-Quark ( $u, d$ ) bilden die erste Generation. Aus ihnen besteht die gesamte bekannte Materie in unserem Kosmos. Die zweite Generation besteht aus Myon  $\mu^-$ , Myonneutrino  $\nu_\mu$ , charm- und strange-Quark ( $c, s$ ), die dritte Generation wird aus Tau  $\tau^-$ , Tauneutrino  $\nu_\tau$ , top- und bottom-Quark ( $t, b$ ) gebildet. Im Standardmodell werden Neutrinos als masselos angenommen, inzwischen gibt es aber experimentelle Hinweise darauf, dass es eine endliche Untergrenze ihrer Masse gibt [5]. Dieser Aspekt kann in die Theorie integriert werden. Zu jedem dieser fundamentalen Materieteilchen existiert außerdem ein Antiteilchen, das dieselben Eigenschaften besitzt, aber jeweils die entgegengesetzten Ladungen trägt.

	Generation			elektrische Ladung	schwache Ladung	Farb- ladung
	1.	2.	3.			
Leptonen	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	ja	nein
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	ja	nein
Quarks	$u$	$c$	$t$	+2/3	ja	ja
	$d$	$s$	$b$	-1/3	ja	ja

Tabelle 2.1: Die drei Generationen der Materieteilchen mit Spin 1/2. Die Ladungen geben an, welche der fundamentalen Kräfte an die Teilchen koppeln.

Farbgeladene Teilchen können nicht frei beobachtet werden, sondern nur zusammengesetzt in farbneutralen Teilchen. Im Gegensatz zu den Leptonen kommen Quarks daher nur in Quark-Triplets (Baryonen) oder Quark-Antiquark-Paaren (Mesonen) vor. Darauf wird in Kap. 2.1.2 genauer eingegangen.

Neben den Bausteinen der Materie beinhaltet das Standardmodell die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen diesen (siehe Tabelle 2.2). Es wird hier zwischen starker, schwacher, elektromagnetischer und gravitativer Kraft unterschieden.

Die starke Kraft koppelt an die Farbladung. Die Eichbosonen dieser Wechselwirkung, d.h. die Teilchen, die diese Kraft vermitteln, sind 8 masselose Gluonen, die ebenfalls Farbladung tragen. Aufgrund der damit verbundenen Selbstkopplung ist die Reichweite der starken Kraft auf  $\sim 10^{-15}$  m begrenzt.

Die schwache Kraft koppelt an die schwache Ladung und wird durch  $W^{+-}$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ -Bosonen vermittelt. Diese haben Masse und tragen schwache Ladung, wodurch auch hier Selbstkopplung möglich ist. Die hohe Masse der Eichbosonen führt zu einer geringen Reichweite von  $10^{-18}$  m. Im Vergleich zur starken Kraft hat sie eine relative Stärke von  $10^{-5}$ .

Die dritte fundamentale Wechselwirkung ist die elektromagnetische Kraft. Sie koppelt an elektrische Ladung und wird durch masselose, elektrisch neutrale Photonen vermittelt. Die Reichweite der Wechselwirkung ist daher unendlich, die relative Stärke beträgt  $10^{-2}$  im Vergleich zur starken Kraft. Glashow, Salam und Weinberg ist es Mitte des letzten Jahrhunderts gelungen, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zu einer gemeinsamen elektroschwachen Theorie zu vereinen.

Die Gravitation als vierte fundamentale Kraft ist im Standardmodell nicht beschrieben. Aufgrund ihrer geringen Stärke ( $\approx 10^{-40}$ ) im Vergleich zu den übrigen Wechselwirkungen kann sie im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden.

Wechselwirkung	Reichweite [m]	Eichbosonen	Masse [GeV]	elektr. Ladung	Farbladung	schwache Ladung
elektromagn.	$\infty$	Photon	0	0	0	nein
stark	$\sim 10^{-15}$	8 Gluonen	0	0	2-fach	nein
schwach	$\sim 10^{-18}$	$W^\pm, Z^0$	80, 91	$\pm 1, 0$	0	ja

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen mit Spin 1. Die Gravitation wird im Standardmodell nicht beschrieben.

### 2.1.2 Hadronisierung farbgeladener Teilchen

Die Stärke, mit der die starke Wechselwirkung an ein farbgeladenes Teilchen koppelt, ist proportional zum Quadrat seiner Farbladung. Aufgrund der Gluon-Selbstkopplung kommt es zu einer Verstärkung der wahren Ladung durch Vakuumpolarisationen<sup>1</sup>. Die sichtbare Ladung und damit die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung werden daher abstandsabhängig. Für kleine Abstände wird die Stärke der starken Wechselwirkung sehr klein, farbgeladene Teilchen können hier als frei angesehen werden. Dieser Effekt wird als „asymptotische Freiheit“ bezeichnet. Für große Abstände dagegen ist die sichtbare Ladung größer, die Stärke der Wechselwirkung steigt damit an. Je größer der Abstand zwischen farbgeladenen Teilchen ist, desto größer wird die Energiedichte zwischen ihnen, bis diese ausreicht, Gluonen und Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum zu erzeugen, die sich dann zu farbneutralen Teilchen zusammenschließen.

Der Zusammenschluss farbgeladener Quarks und Gluonen zu farbneutralen Hadronen, d.h. Baryonen und Mesonen, wird als Hadronisierung bezeichnet. Eine schematische Darstellung dieses Vorgangs zeigt Abb. 2.1. Durch die räumliche Trennung weniger farbgeladener Teilchen, z.B. zweier Quarks, werden immer mehr Teilchen aus dem Vakuum erzeugt (Partonschauer), bis sie sich schließlich zu Hadronen zusammenschließen. Die Flugrichtung dieser Hadronen ist durch die der Ausgangsprodukte bestimmt, es entstehen sog. Teilchenjets.

Die Hadronisierung ist bis heute nicht explizit berechenbar, da dieser Prozess störungstheoretisch nicht erfassbar ist. Es gibt eine Reihe komplexer Modelle, die diesen Vorgang beschreiben. Eine detaillierte Darstellung ist in [6] zu finden.

<sup>1</sup>Dies ist vergleichbar mit der Verstärkung eines externen Magnetfeldes im Inneren eines Paramagnetikums.

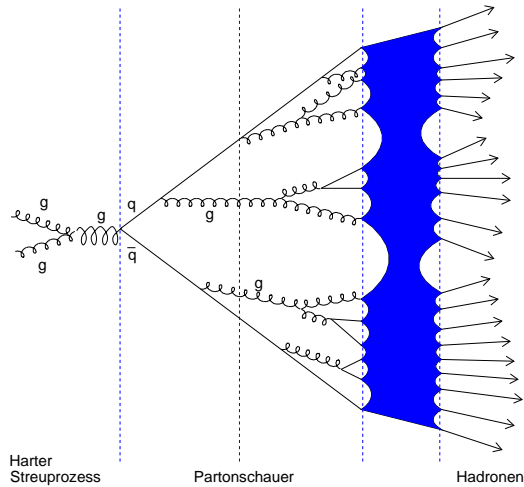


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Hadronisierung farbgeladener Teilchen zu farbneutralen Hadronen.

### 2.1.3 Der Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell ist eine Quantenfeldtheorie, die sowohl die elektroschwache als auch die starke Wechselwirkung beschreibt. Es beruht auf dem Prinzip der Eichinvarianz. Da ad hoc Massenterme im Lagrangian die Eichsymmetrie stören und die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung massiv sind (siehe Tabelle 2.2), ist dieses Prinzip zunächst nur auf die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung anwendbar. Eine Lösung liefert der Higgs-Mechanismus [2]. Er erklärt die Massen der W- und Z-Bosonen als Folge eines spontanen Symmetriebruchs der elektroschwachen Theorie.

Der Higgs-Mechanismus sagt neben drei massiven Eichbosonen ( $W^\pm$  und  $Z^0$ ) und einem masselosen Eichboson (Photon) ein massives Spin-0-Teilchen voraus, das Higgs-Boson. Die Masse dieses Teilchens ist proportional zu der unbekanntesten Kopplungsstärke und wird daher von der Theorie nicht vorhergesagt. Auch die Massen der Quarks und Leptonen lassen sich aus dem Higgs-Mechanismus ableiten. Die Kopplungsstärke der Teilchen an das Higgs-Boson ist proportional zu ihrer Masse.

Das Higgs-Boson ist in bisherigen Experimenten nicht beobachtet worden. Die experimentelle Bestätigung des Higgs-Mechanismus durch den Nachweis des Higgs-Bosons stellt eines der Hauptziele der modernen Teilchenphysik dar.

## 2.2 Produktion und Zerfall von Higgs-Bosonen bei LHC

**Die Produktion des Higgs-Bosons** Bei Hadron-Beschleunigern wie dem LHC (siehe Kap. 3.1) erfolgt die Produktion des Higgs-Bosons über vier Mechanismen (siehe Abb. 2.2) [7]:

- Gluon-Gluon-Fusion:  $gg \rightarrow H$
- Vektorboson-Fusion:  $qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow qq + H$
- assoziierte Produktion mit schweren Quarks:  $gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} + H$
- assoziierte Produktion mit W/Z:  $q\bar{q} \rightarrow V + H$

Da das Higgs-Boson an die Masse der Teilchen koppelt, findet die Gluon-Gluon-Fusion in den meisten Fällen über eine top-Quark-Schleife statt, da die Masse des top-Quarks rund 40 mal höher ist als die des bottom-Quarks [8]. Auch in der assoziierten Produktion mit Quarks tritt fast immer das top-Quark auf.

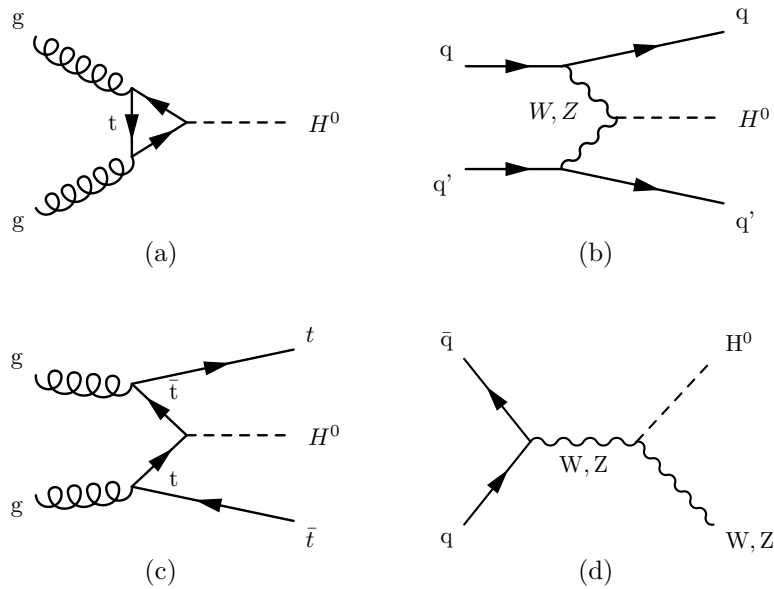


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme der Entstehungsprozesse des Higgs-Bosons: (a) Gluon-Gluon-Fusion, (b) Vektorboson-Fusion, und assoziierte Produktion mit (c)  $t\bar{t}$  und (d) W-/Z-Bosonen.

Abb. 2.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte der Produktionsmechanismen in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons  $m_H$  für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Die Gluon-Gluon-Fusion ist über den gesamten dargestellten Massenbereich der dominante Produktionsmechanismus. In dieser Arbeit wird eine Higgs-Masse von  $m_H = 170$  GeV angenommen, hier hat die Gluon-Gluon-Fusion einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma \approx 20$  pb. Die Vektorboson-Fusion ist mit rund 3 pb der zweithäufigste Produktionsmechanismus. Die assoziierte Produktion ist für diese Masse mit Wirkungsquerschnitten von 0.4 pb (WH) bzw. 0.2 pb (ZH,  $t\bar{t}H$ ) deutlich seltener.

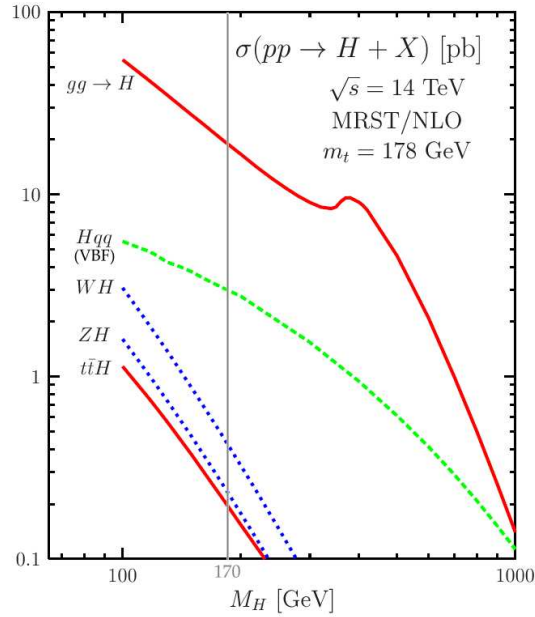


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte der Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse  $m_H$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV [7].

**Der Zerfall des Higgs-Bosons** Der Zerfall des Higgs-Bosons findet ebenfalls bevorzugt über schwere Eichbosonen und Fermionen statt (siehe Abb. 2.4 (a), (b)). Der Zerfall in zwei Photonen (Abb. 2.4 (c)) ist nur über eine Fermion- oder W-Boson-Schleife möglich, da die masselosen Photonen nicht direkt an das Higgs-Boson koppeln können. Dasselbe gilt für den Zerfall in ein Photon und ein Z-Boson. Der Zerfall in zwei Gluonen findet ausschließlich über eine (top-)Quark-Schleife statt.



Abb. 2.5 zeigt die Verzweungsverhältnisse der dominanten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse  $m_H$ . Für eine Higgs-Masse bis  $m_H < 140$  GeV ist der Zerfall in ein  $b\bar{b}$ -Quark-Paar mit rund 80-90% am wahrscheinlichsten. Für höhere Massen ist  $H \rightarrow W^+W^-$  der dominante Zerfallskanal. Bei der in dieser Studie betrachteten Higgs-Masse von  $m_H = 170$  GeV findet der Zerfall fast ausschließlich über zwei W-Bosonen statt.

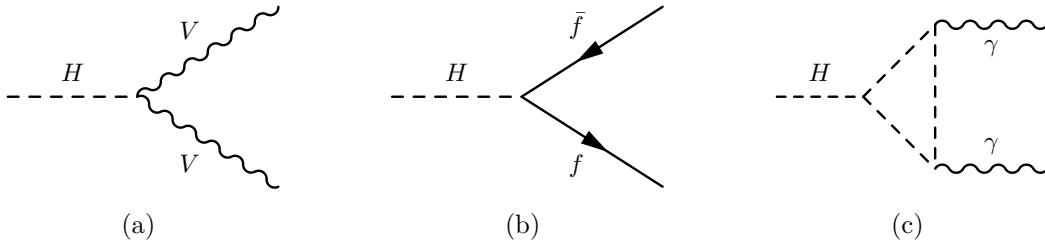


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme der Zerfallsprozesse des Higgs-Bosons in (a) zwei Vektorbosonen, (b) Fermion+Antifermion und (c) zwei Photonen.

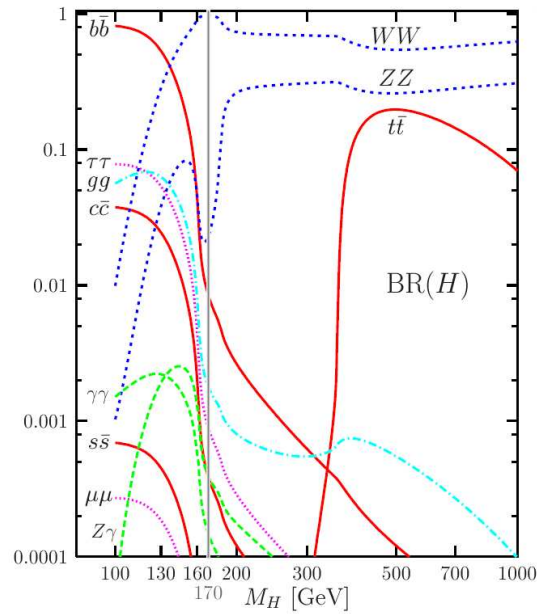


Abbildung 2.5: Verzweungsverhältnisse der dominanten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse [7].

## 2.3 Der Drell-Yan-Prozess

Als Drell-Yan-Prozess wird die direkte Produktion von Leptonpaaren in Hadron-Hadron-Streuung bezeichnet. Dabei entsteht aus der Annihilation von Quark und Antiquark ein Z-Boson oder ein virtuelles Photon, das wiederum leptonisch zerfällt (siehe Abb. 2.6).

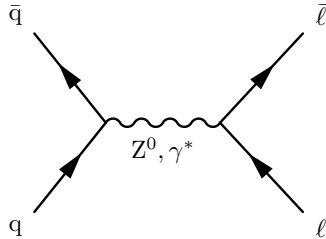


Abbildung 2.6: Feynmandiagramm des Drell-Yan-Prozesses

Das Z-Boson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von je 3.4% [8] in  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  oder  $\tau^+\tau^-$ . Charakteristisch für diese Prozesse ist das Spektrum der rekonstruierten Masse der beiden Leptonen (siehe Abb. 2.7). In dem Prozess entstehen keine Neutrinos, die im Detektor unerkant bleiben. Daher enthalten die beiden Leptonen die gesamte Energie des zerfallenen Teilchens. Aus den Impulsen der beiden Leptonen lässt sich die Energie bzw. die Masse des zerfallenen Teilchens rekonstruieren, das Spektrum der rekonstruierten Masse zeigt ein Maximum bei  $m_{\ell\ell} = m_Z \approx 91.2 \text{ GeV}$  [8]. Der weitere Anstieg für kleine Werte der rekonstruierten Masse resultiert aus den Zerfällen des Photons.

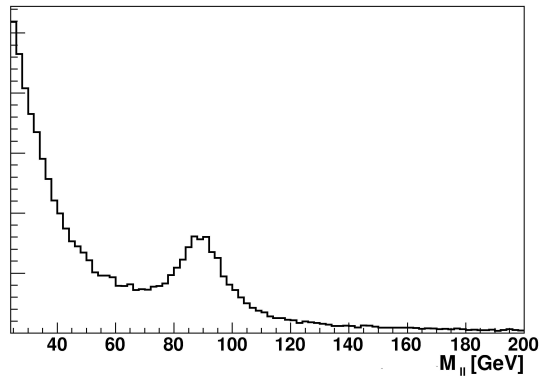


Abbildung 2.7: Drell-Yan-Spektrum

# 3 LHC und ATLAS

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Ergebnisse bisheriger Experimente an Teilchenbeschleunigern sehr gut und seine Vorhersagen wurden wiederum mit hoher Genauigkeit experimentell nachgewiesen. Dennoch gibt es einige fehlende Bausteine in dieser Theorie, deren experimenteller Nachweis bislang nicht gelang. Viele der erweiternden Theorien sagen Teilchen vorher, deren Masse oberhalb des heute experimentell zugänglichen Bereichs liegen. Mit dem Large Hadron Collider (LHC) [9] am CERN<sup>1</sup> startet voraussichtlich 2008 der bislang energiereichste Teilchenbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Neben Präzisionsmessungen bereits bekannter Parameter (z.B. der Masse des top-Quarks) ist die Erzeugung von Teilchen möglich, deren Existenz aufgrund ihrer hohen Massen bislang nicht nachgewiesen werden konnte.

Eines der Hauptziele der aktuellen Teilchenphysik ist die Erzeugung des Higgs-Bosons. Da es am LEP<sup>2</sup> nicht nachgewiesen werden konnte, wird eine Untergrenze seiner Masse von  $m_H > 114.4$  GeV angenommen [3]. Nach Anpassung experimenteller Daten an theoretische Vorhersagen liegt seine Masse außerdem unterhalb einer Grenze von  $m_H < 182$  GeV [3]. Somit müsste es am LHC erzeugt werden, wenn es in dieser Form existiert. Der Nachweis des Higgs-Bosons im erwarteten Massenbereich wäre eine wichtige Bestätigung für die Richtigkeit des Standardmodells.

Aber auch exotischere Theorien, die das Standardmodell erweitern und Erklärungen für weitere offene Fragen liefern, könnten mit dem LHC verifiziert werden, wie z.B. Supersymmetrie (SUSY) [10] oder Extradimensionen [11].

## 3.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Alle hier genannten Zahlen sind dem LHC Design Report [12] entnommen. Der LHC ist ein Proton-Proton-Beschleuniger mit einer Strahlenergie von 7 TeV, was bei Kollision der zwei gegenläufigen Strahlen einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV entspricht. Die Teilchen werden, gebündelt in Paketen zu je  $10^{11}$  Teilchen, in zwei separaten Vakuumröhren in einem Ring von 27 km Umfang auf nahezu Licht-

---

<sup>1</sup>European Organization for Nuclear Research (frz. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)

<sup>2</sup>Large Electron-Positron Collider

geschwindigkeit beschleunigt, indem sie immer wieder dieselben Beschleunigungskavitäten durchlaufen. Um die Teilchen dabei auf der Kreisbahn zu halten, sind hohe Magnetfelder nötig, die mit supraleitenden Spulen erzeugt werden. Für die hierfür notwendige Kühlung der Spulen auf knapp 2 K wird suprafluides Helium verwendet. Ein Fortschritt des LHC im Vergleich zu bisherigen Beschleunigern ist die hohe Ereignisrate: Die Designluminosität beträgt  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bei einer Takt-rate von 40 MHz.

An vier Stellen werden die beiden entgegengesetzt laufenden Strahlen zur Kollision gebracht. Um die dabei entstandenen Teilchen zu beobachten, befinden sich um diese Wechselwirkungspunkte herum die Detektoren der einzelnen Experimente - ALICE<sup>3</sup>, ATLAS<sup>4</sup>, CMS<sup>5</sup> und LHCb<sup>6</sup> (siehe Abb. 3.1).

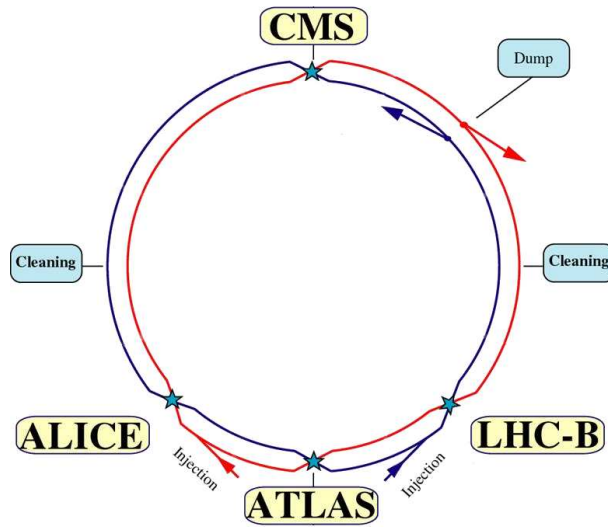


Abbildung 3.1: Die vier Experimente am LHC

Bevor die Teilchenpakete in den LHC geleitet werden, werden sie in den umgebauten Vorbeschleunigern des LEP (u.a. PS<sup>7</sup> und SPS<sup>8</sup>) auf 450 GeV beschleunigt. Neben der Beschleunigung von Protonen ist bei LHC auch ein Modus für Schwerionenkollisionen vorgesehen, in dem Bleiionen beschleunigt und bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 1150 \text{ TeV}$  zur Kollision gebracht werden.

<sup>3</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>4</sup>A Toroidal LHC Apparatus

<sup>5</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>6</sup>Large Hadron Collider beauty experiment

<sup>7</sup>Proton Synchrotron

<sup>8</sup>Super Proton Synchrotron

## 3.2 Der ATLAS Detektor

ATLAS ist neben CMS einer der beiden Universaldetektoren am LHC. Mit einem Durchmesser von 22 m, einer Länge von 46 m und einem Gewicht von 7000 t ist er einer der größten je gebauten Teilchendetektoren. Wie bei Allzweck-Detektoren üblich, sind die einzelnen Komponenten von ATLAS in einer Zwiebschalenstruktur angeordnet (siehe Abb. 3.2), wobei jede Schicht zur Messung anderer Teilchen und Teilcheneigenschaften dient. Nach einer kurzen Einführung der Nomenklatur bei ATLAS wird im Folgenden der Aufbau der einzelnen Schichten genauer erläutert. Alle hier angegebenen Zahlen sind dem ATLAS Technical Design Report [13] entnommen.

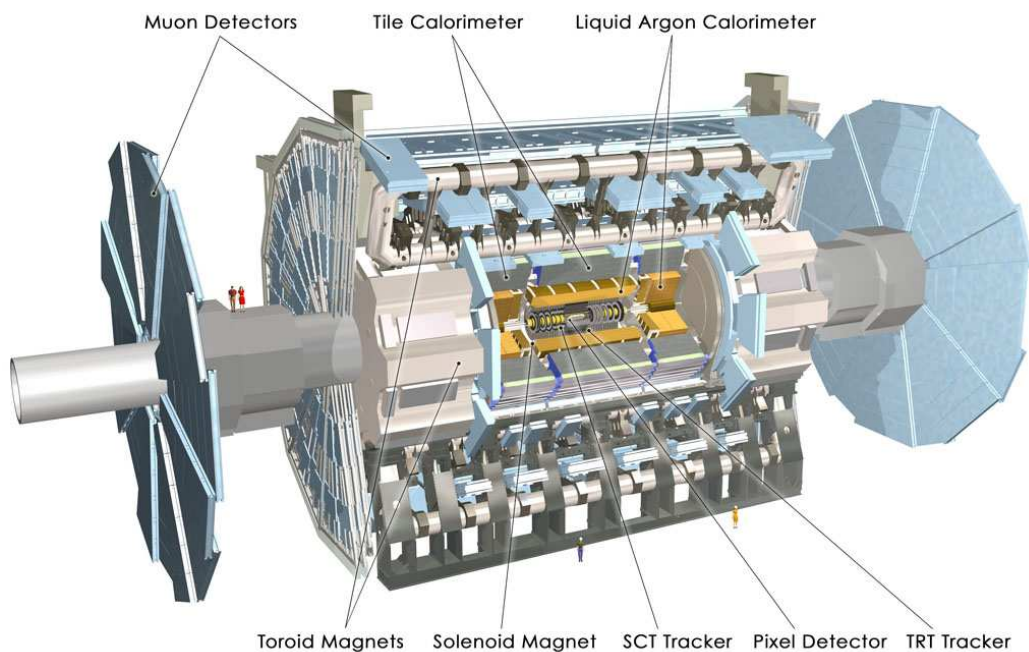


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des ATLAS Detektors [14]

### 3.2.1 Das Koordinatensystem

Das Koordinatensystem des ATLAS Detektors ist ein rechtshändiges Koordinatensystem und folgendermaßen festgelegt (siehe Abb. 3.3): Die Richtung der Protonenstrahlen stellt die z-Achse dar, die x-y-Ebene ist also senkrecht zur Strahlachse

definiert. Die positive x-Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zum Zentrum des LHC-Rings, die positive y-Achse zeigt nach oben.

Zur eindeutigen Darstellung von Richtungen vom Wechselwirkungspunkt aus werden folgende Größen eingeführt:

- Der **Azimuthwinkel**  $\phi$  ist der Winkel zwischen der x-Achse und der Projektion des Richtungsvektors auf die x-y-Ebene.  $\phi = 0$  beschreibt die positive x-Achse.
- Der **Polarwinkel**  $\theta$  ist der Winkel zwischen der z-Achse und dem Richtungsvektor.  $\theta = 0$  stellt die positive z-Achse dar. Anstelle des Polarwinkels ist die Angabe der **Pseudorapidität**  $\eta$  üblich. Sie ist definiert als

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

Der Vorteil dieser Größe gegenüber dem Winkel  $\theta$  ist die Lorentzinvarianz von Differenzen in  $\eta$ .

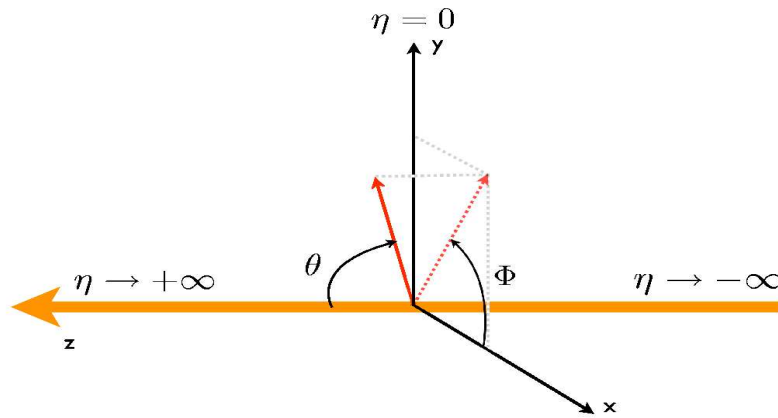


Abbildung 3.3: Das Koordinatensystem bei ATLAS [15]

**Transversale Größen** Der Transversalimpuls eines Teilchens gibt die Projektion des Impulses auf die x-y-Ebene an. Analog dazu ist die (fehlende) transversale Energie definiert.

### 3.2.2 Innerer Detektor

Der Innere Detektor (siehe Abb. 3.4) erstreckt sich auf einer Länge von 7 m direkt um den Wechselwirkungspunkt, sein Durchmesser beträgt 2.3 m. Er ist umgeben von einem Solenoid-Magneten, dessen magnetisches Feld von 2 T Stärke die Bahnen geladener Teilchen krümmt. Diese Ablenkung wird in den folgenden drei Subdetektoren des Inneren Detektors genau vermessen, um daraus den Impuls der Teilchen zu bestimmen:

- Der **Pixeldetektor** bildet die innerste Detektorkomponente und bietet die Möglichkeit hochpräziser Messungen nahe am Wechselwirkungspunkt. Die 2200 Halbleiterdetektoren, die in drei zylindrischen Schichten und fünf Scheiben an jedem Ende angeordnet sind, liefern drei Präzisionsmessungen pro Teilchenspur und ermöglichen so die Rekonstruktion des Vertex. Die Spuren werden mit einer Auflösung von  $12\ \mu\text{m}$  in  $R\phi$ - und  $66\ \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung gemessen.
- Im Anschluss an den Pixeldetektor befindet sich der **Semi Conductor Tracker (SCT)**. Er besteht aus acht Lagen Siliziumstreifendetektoren, die jeweils paarweise um einen Winkel von  $40\ \text{mrad}$  zueinander gedreht sind. Der SCT ermöglicht acht Präzisionsmessungen jeder Spur. Der SCT vermisst die Spuren mit einer Auflösung von  $16\ \mu\text{m}$  in  $R\phi$ - und  $580\ \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung
- Die äußerste Komponente des Inneren Detektors ist der **Transition Radiation Tracker (TRT)**. Er basiert auf dem Prinzip von Driftkammern zur genauen Vermessung der Teilchenspur. Zwischen den Rohren befinden sich Radiatoren mit Xenon, in denen Elektronen Übergangsstrahlung auslösen und so identifiziert werden können. Der TRT liefert weitere 36 Spurpunkte.

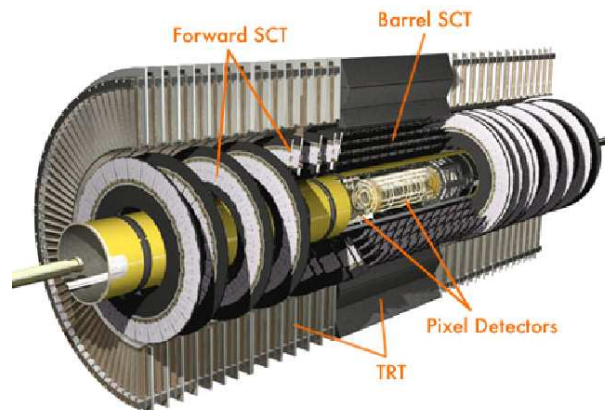


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Inneren Detektors [14]

### 3.2.3 Kalorimeter

Kalorimeter dienen zur Messung der Energie von Teilchen, indem sie diese absorbieren. Bei ATLAS besteht das Kalorimetersystem aus zwei Subsystemen und erstreckt sich bis zu einem Durchmesser von 8.5 m (siehe Abb. 3.5).

- Das **Elektromagnetische (EM) Kalorimeter** schließt an den Inneren Detektor an und besteht aus einem zylindrischen Zentralteil und zwei Endkappen. Es werden Bleiabsorber verwendet, mit denen einlaufende Elektronen und Photonen wechselwirken. Die dabei entstehenden Teilchenschauer werden in flüssigem Argon nachgewiesen. Für die Energieauflösung wird ein Wert von  $\Delta E/E = 10 - 30 \%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$  erwartet.
- Im Anschluss daran befindet sich das **hadronische Kalorimeter** zur Messung der Energie von stark wechselwirkenden Teilchen, d.h. Hadronen. Im Zentralbereich wird Eisen als Absorbermaterial verwendet, die Schauer werden mit Szintillatorplatten nachgewiesen. In den Endkappen und in Vorwärtsrichtung wird eine dem EM-Kalorimeter ähnliche Mischung aus Kupfer- bzw. Wolframabsorbieren und flüssigem Argon verwendet. Die erwartete Energieauflösung ist mit  $\Delta E/E = 50 - 100 \%/ \sqrt{E/\text{GeV}}$  [16] deutlich schlechter als die des EM Kalorimeters.

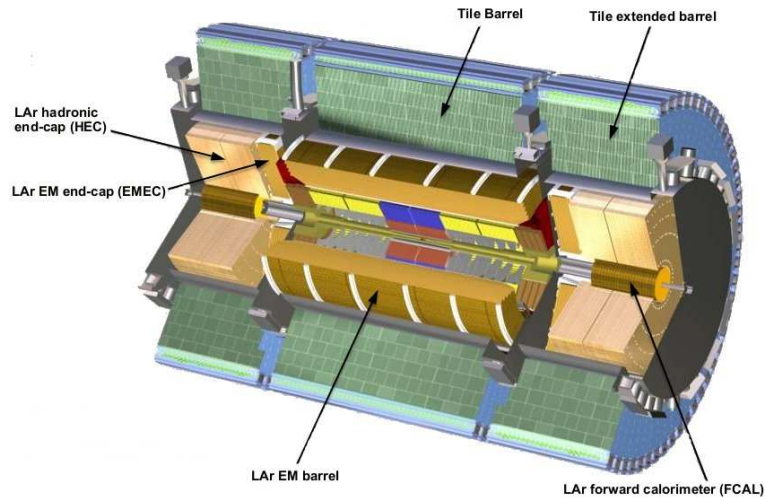


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des ATLAS Kalorimeters [14]



### 3.2.4 Myonspektrometer

Das Myonsystem (siehe Abb. 3.6) bildet die äußerste und größte Komponente des ATLAS Detektors. Myonen gehören zu den Endprodukten vieler interessanter physikalischer Prozesse, daher wird bei ATLAS besonderer Wert auf eine genaue Messung der Myonspuren gelegt. Da Myonen nur minimal ionisieren, durchlaufen sie die Kalorimeter fast ungebremst. Neben Neutrinos, die nicht nachgewiesen werden können, sind Myonen in der Regel die einzigen Teilchen, die die inneren Detektorkomponenten durchdringen, und können somit gut identifiziert werden.

Das Myonspektrometer arbeitet ähnlich wie das Spursystem im Inneren Detektor. Die Bahnen der Myonen werden durch ein magnetisches Feld gekrümmt und die Ablenkung wird gemessen, um daraus den Impuls zu bestimmen. Das Magnetfeld wird hier durch supraleitende toroidale Spulen erzeugt, die mit flüssigem Helium auf 4.5 K gekühlt werden. Zur präzisen Orts- und Impulsmessung dienen **Monitored Drift Tube (MDT) Kammern**. Diese bestehen aus mehreren Schichten von Driftrohren gefüllt mit 93 % Ar and 7 % CO<sub>2</sub>. Sie sind im Zentralbereich in drei zylindrischen Lagen und in der Endkappenregion in drei vertikalen Rädern angeordnet. In Bereichen hoher Strahlenbelastung, z.B. nahe der Strahlachse, werden stattdessen Multidraht-Proportionalkammern, sog. **CSCs (Cathode Strip Chambers)**, verwendet.

Die Auflösung des Myonspektrometers beträgt  $\Delta p_T/p_T = 2 - 3 \%$  über einen großen Bereich des Myon-Transversalimpulses, für Myonen mit  $p_T = 1 \text{ TeV}$  wird eine Auflösung von  $\Delta p_T/p_T = 10 \%$  erwartet [17].

Neben den Kammern zur Orts- und Impulsmessung verfügt das Myonspektrometer über ein eigenes Triggersystem. Hierzu dienen die **RPCs**<sup>9</sup> in der Zentralregion und die **TGCs**<sup>10</sup> im Endkappenbereich.

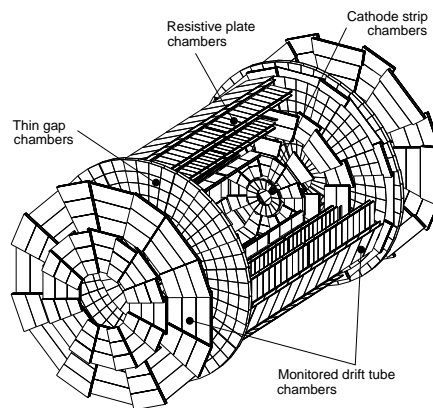


Abbildung 3.6: Das Myonspektrometer des ATLAS Detektors [13]

<sup>9</sup>Resistive Plate Chambers

<sup>10</sup>Thin Gap Chambers

### 3.2.5 Der Trigger

Bei einer Designluminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  werden bei LHC alle 25 ns Teilchenpakete zur Kollision gebracht, dies entspricht einer Bunch-Crossing-Rate von 40 MHz. Pro Bunch-Crossing finden im Durchschnitt 23 Proton-Proton-Wechselwirkungen statt. Aufgrund dieses enormen Datenvolumens muss die Rate der selektierten Ereignisse auf ca. 100 Hz reduziert werden, um die gewonnenen Daten dauerhaft speichern zu können [13]. Dazu ist eine effiziente Selektion notwendig, die interessante Physikereignisse beibehält, während Ereignisse aus Proton-Kollisionen mit geringem Impulsübertrag sofort verworfen werden. Das Triggersystem bei ATLAS besteht aus drei Stufen (siehe Abb. 3.7), wobei die jeweils nächste Stufe die Selektion der vorherigen verfeinert bzw. ergänzt [18]:

- Der **Level-1 (LVL1) Trigger** ist die erste Stufe des Systems und basiert auf Hardwarekomponenten. Er selektiert Signale aus den Kalorimetern und den Triggerkammern des Myonspektrometers (RPCs und TGCs, siehe Kap. 3.2.4). Eine Aufgabe ist es, das Bunch-Crossing zu identifizieren, in dem eine physikalisch interessante Wechselwirkung stattgefunden hat. Außerdem werden sog. „Regions of Interest“ (RoI) markiert, Bereiche im Detektor, in denen relevante Daten gemessen wurden. Innerhalb von  $2.5 \mu\text{s}$  muss die Bunch-Crossing-Rate auf 75 kHz reduziert werden. Während dieser Latenzzeit werden die Daten aus allen Detektorkomponenten in sog. „Pipeline“-Speichern abgelegt. Die Daten der Ereignisse, die die Kriterien der LVL1-Selektion erfüllt haben, werden an die Auslesespeicher weitergeleitet, alle anderen Daten werden verworfen.
- Die zweite Stufe des Triggersystems, der **Level-2 (LVL2) Trigger**, basiert auf softwareseitigen Selektionsalgorithmen. LVL2 erhält die Daten aller ATLAS Subdetektoren, die in den RoIs liegen. Aufgrund der detaillierteren Informationen, die für die Triggerentscheidung herangezogen werden, kann die Datenrate weiter auf ca. 2 kHz reduziert werden.
- Der **Event Filter (EF)**, die dritte und letzte Stufe des Triggersystems, ist ebenfalls software-basiert. Die Daten der vom LVL2 Trigger ausgewählten Ereignisse werden in dem Event Builder zusammengefasst und ereignisweise abgespeichert. Der Event Filter hat daher Zugang zu allen Daten des jeweiligen Ereignisses. Innerhalb weniger Sekunden werden Selektions- und Klassifikationsprozesse angewandt, wodurch die Ereignisrate auf einen finalen Wert von ca. 100 Hz verringert wird. Die selektierten Ereignisse werden für die Physikanalyse dauerhaft auf Massenspeicher geschrieben.

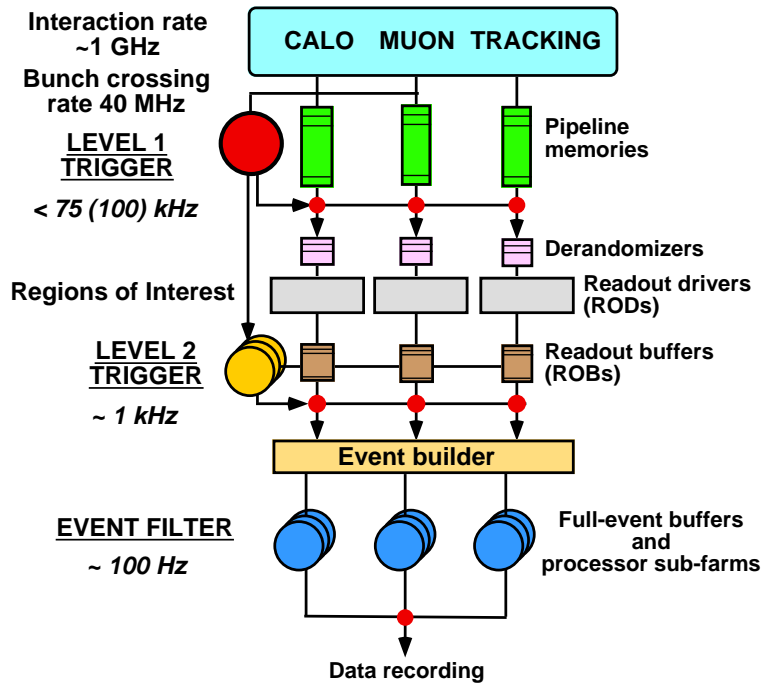


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des ATLAS Triggersystems [18]

## 3.3 Software und Computing bei ATLAS

### 3.3.1 Monte-Carlo-Produktion

Um die vom Detektor gelieferten Messdaten verstehen und richtig interpretieren zu können, ist es wichtig zu wissen, wie bestimmte Prozesse im Detektor aussehen. Eine Reihe von Untergrundprozessen erschwert die Identifizierung der Reaktionen, die bei der Kollision stattgefunden haben. Entstehen instabile Teilchen, so zerfallen diese je nach Lebensdauer meist schon im Inneren Detektor, so dass nur die Endprodukte ihres Zerfalls nachweisbar sind. Auch die Hadronisierung farbgeladener Teilchen (siehe Kap. 2.1.2) spielt eine große Rolle. Die aus freien Quarks und Gluonen gebildeten farbneutralen Hadronen führen zu Teilchenschauern im hadronischen Kalorimeter, sog. Jets. Außerdem kann es zu Abstrahlung von Gluonen oder Photonen kommen, die wiederum Jets oder Spuren im Detektor hinterlassen. Um diese Einflüsse analysieren zu können, werden die erwarteten physikalischen Prozesse und das Verhalten der Reaktionsprodukte im Detektor simuliert.

**Ereignisgenerierung** Der erste Schritt bei der Produktion von simulierten Zerfallsereignissen ist das eigentliche Generieren des physikalischen Prozesses. Die Entstehung und der Zerfall eines Teilchens sind in der Natur durch quantenmechanische Fluktuationen bestimmt und unterliegen daher bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Um dies zu simulieren ist ein stochastischer Ansatz notwendig. Hierfür wird das Verfahren der Monte-Carlo-Simulation verwendet. Diese Methode beruht auf dem Prinzip der großen Zahlen: wird ein Zufallsprozess sehr oft durchgeführt, nähert sich die Verteilung der Ergebnisse immer mehr der theoretischen Wahrscheinlichkeitsverteilung an. Bei der Generierung eines Entstehungs- und Zerfallsprozesses von Elementarteilchen wird, gemäß bekannter Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse, per Zufall entschieden, welcher Ast durchlaufen wird. Durch sehr viele Wiederholungen dieser Prozedur entsteht eine realistische Verteilung der Endprodukte des Prozesses. Dieses Verfahren wird durch Ereignisgeneratoren realisiert, wie z.B. Pythia [19], MC@NLO [20], Alpgen [21] oder Herwig [22]. Um die Ergebnisse solcher Ereignisgeneratoren zu validieren, werden sie mit denen anderer Generatoren oder mit echten Daten verglichen.

**Simulation** Nach der Ereignisgenerierung muss die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit dem Detektor berücksichtigt werden. Hierzu dient GEANT4 [23], ein Softwarepaket zur Simulation des Durchgangs von Teilchen durch Materie. Bei ATLAS werden damit die Geometrie und die Materialeigenschaften des Detektors detailliert simuliert.

**Digitalisierung** Bei der Digitalisierung wird für die mit GEANT4 simulierten Ereignisse die Detektorantwort berechnet, also Spannungen und Zeiten, die von den einzelnen Detektorkomponenten gemessen werden. Nach diesem Schritt haben die Simulationsdaten dasselbe Format wie die echten Daten, die der Detektor liefert.

**Rekonstruktion** Aus den verschiedenen Messwerten (realer oder simulierter Daten) werden nun die Teilchenspuren rekonstruiert. Die daraus bestimmten Größen wie Impuls, Energie, Ladung, Teilchenart, etc. werden für jedes Ereignis gespeichert und können zur Physikanalyse weiterverarbeitet werden.

### 3.3.2 Simulation und Rekonstruktion bei ATLAS mit Athena

Athena [24] ist eine ATLAS-spezifische Implementierung der Architektur Gaudi, ein Framework für Hochenergiephysik, das ursprünglich bei LHCb entwickelt wurde. Ein Framework ist ein Programmgerüst, das die Funktionalität und das Design der zugrunde liegenden Software enthält und in das der Benutzer seinen individuellen

Code einbinden kann. Durch sog. jobOption-Skripte, verfasst in der Skriptsprache Python, kann der Benutzer Parameter seiner Analyse konfigurieren, ohne seinen Code erneut kompilieren zu müssen.

Die oben beschriebenen Schritte der Ereignissimulation bzw. der Rekonstruktion gemessener Daten sind in Athena bereits eingebunden (siehe Abb. 3.8). Die aus der Rekonstruktion erhaltenen Daten werden in ESDs (Event Summary Data) gespeichert. Eine Zusammenfassung dieser Daten wird in AODs (Analysis Object Data) abgelegt, diese sind für die meisten Physikanalysen ausreichend. Bei simulierten Ereignissen werden außerdem die Daten des wirklich simulierten Prozesses abgespeichert, die sogenannte Monte-Carlo-Truth-Information.

Da die volle Simulation sehr großen Rechen- und Zeitaufwand in Anspruch nimmt, gibt es die Möglichkeit, aus den generierten Ereignissen direkt AODs zu erzeugen. Hierbei werden die Zwischenschritte durch sehr vereinfachte Algorithmen ersetzt, was eine deutliche Zeitersparnis bedeutet. Allerdings sind die Ergebnisse dieser schnellen Simulation mit dem Paket „Atfast“ weniger detailliert und können auch deutlich von denen der vollen Simulation abweichen.

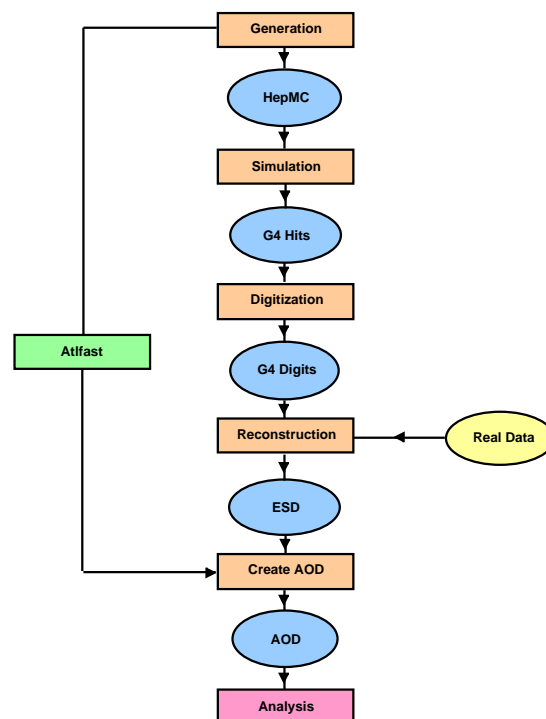


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Ablaufs der Monte-Carlo-Produktion [25]

### 3.3.3 Rekonstruktion von Myonen

Die Spuren von Myonen können bei ATLAS sowohl im Inneren Detektor als auch im Myonspektrometer gemessen werden. Daraus ergeben sich für die Rekonstruktion folgende Möglichkeiten:

- alleinige Verwendung der Messungen im Inneren Detektor
- alleinige Verwendung der Messungen im Myonspektrometer
- Verwendung einer Kombination beider Detektorkomponenten

Für die Rekonstruktion der Spuren im Inneren Detektor gibt es verschiedene Algorithmen [26]:

Der Algorithmus „**iPatRec**“ verwendet Einträge in den Kalorimetern oder dem Myonspektrometer, die dann mit dem Primärvertex verbunden werden. Finden sich entlang dieser Verbindungslinie ausreichend Spurpunkte in den innersten Lagen des Inneren Detektors, d.h. Pixeldetektor und SCT, werden diese Spuren als mögliche Trajektorien akzeptiert. Anhand weiterer Treffer nahe dieser Bahnen und durch eine Extrapolation in den TRT werden die Spuren angepasst.

„**xKalman**“ dagegen beginnt die Rekonstruktion anhand von Messungen des TRT. Die dort gefundenen Spurkandidaten werden in den Pixeldetektor und den SCT extrapoliert. Finden sich in diesen beiden Subdetektoren ausreichend Treffer, die zu einem Spurkandidaten passen, wird die Spur akzeptiert. Durch die erneute Extrapolation in den TRT werden weitere Korrekturen der Bahn vorgenommen.

Die Rekonstruktion der Spuren im Myonspektrometer kann ebenfalls über verschiedene Algorithmen erfolgen, wovon hier zwei näher erklärt werden:

„**Muonboy**“ [27] identifiziert sog. Regions of Activity (RoA) anhand von Messungen in den Triggerkammern (RPCs und TGCs). Nachdem für jede Myonkammer innerhalb dieser RoA eine lokale Spur rekonstruiert worden ist, werden diese Spursegmente miteinander kombiniert. Ein globaler Fit über das gesamte Myonspektrometer ergibt die rekonstruierte Spur.

„**Moore**“<sup>11</sup> [28] beginnt mit der Rekonstruktion von Spuren in der x-y-Ebene, woraus sog.  $\phi$ -Segmente gebildet werden. Analog dazu werden anschließend RZ-Segmente in der RZ-Ebene ( $\perp$  x-y-Ebene) gebildet. Liegen  $\phi$ - und RZ-Segmente nahe zusammen, werden aus den zugehörigen Spurpunkten Trajektorien rekonstruiert, basierend auf dem iPatRec-Algorithmus.

Üblicherweise basiert die Rekonstruktion von Myonen aber auf einer Kombination der Messungen des Inneren Detektors und des Myonspektrometers. Hierbei gibt es zwei verschiedene Methoden:

---

<sup>11</sup>Muon Object Oriented Reconstruction

„**STACO**“ [13] verwendet Kovarianzmatrizen für die statistische Kombination zweier unabhängiger Messungen. Dabei werden für den Inneren Detektor die rekonstruierten Spuren des xKalman-Algorithmus genommen, für das Myonsystem die des Muonboy-Algorithmus.

„**MuID**“ [29] dagegen extrapoliert die mit Moore im Myonspektrometer rekonstruierten Spuren zum Vertex. Die so gewonnenen Trajektorien werden mit den Spuren im Inneren Detektor verglichen, die mit dem iPatRec-Algorithmus rekonstruiert worden sind. Durch geeignete Kombinationen werden die Trajektorien gebildet.

### 3.3.4 Rekonstruktion von Jets

Farbgeladene Teilchen wie Quarks oder Gluonen hinterlassen aufgrund ihrer Hadronisierung (siehe Kap. 2.1.2) charakteristische Signale im Detektor. Die entstandenen Teilchenjets aus Hadronen werden im Kalorimeter absorbiert und geben dort ihre Energie ab (siehe Abb. 3.9). Aus der Messung dieser Energieabgabe kann der Impuls des Teilchenjets rekonstruiert werden. Ziel dieser Rekonstruktion ist es, die im Kalorimeter gemessene Energie zu Kalorimeterjets zusammenzufassen und dem ursprünglichen Parton zuzuordnen. Die Algorithmen zur Jet-Rekonstruktion bestehen dabei aus zwei Schritten [30]:

- Zusammenfassen der Kalorimetereinträge („Clustering“)
- Addition der Impulse der zum Jet gehörigen Teilchen (Rekombination)

In Athena sind zwei verschiedene Jet-Algorithmen implementiert, der **Cone-Algorithmus** und der  **$k_T$ -Algorithmus**. Der Cone-Algorithmus ordnet all jene Teilchen und Kalorimetereinträge einem Jet zu, die sich innerhalb eines fest definierten Radius befinden. Die Größe des Jets ist hier vorgegeben. Im  $k_T$ -Algorithmus dagegen werden Teilchen zu einem Jet zusammengefasst, die einen ähnlichen Transversalimpuls und eine ähnliche Richtung haben. Die Größe des Jets ist daher flexibel. Detailliertere Beschreibungen der beiden Jet-Algorithmen sind in [31] und [32] zu finden.

**Fehlende transversale Energie** Um die fehlende transversale Energie zu rekonstruieren, wird die insgesamt im Kalorimeter gemessene transversale Energie bestimmt. Die Transversalimpulse isolierter Photonen, Elektronen, Myonen werden summiert, außerdem die Transversalimpulse der identifizierten Jets und die gemessene Energie in den Kalorimeterzellen, die nicht in das Clustering von Jets einbezogen wurden. Aufgrund der Transversalimpulserhaltung ergibt sich so der Energiebeitrag der Teilchen, die nicht im Detektor nachgewiesen werden konnten.

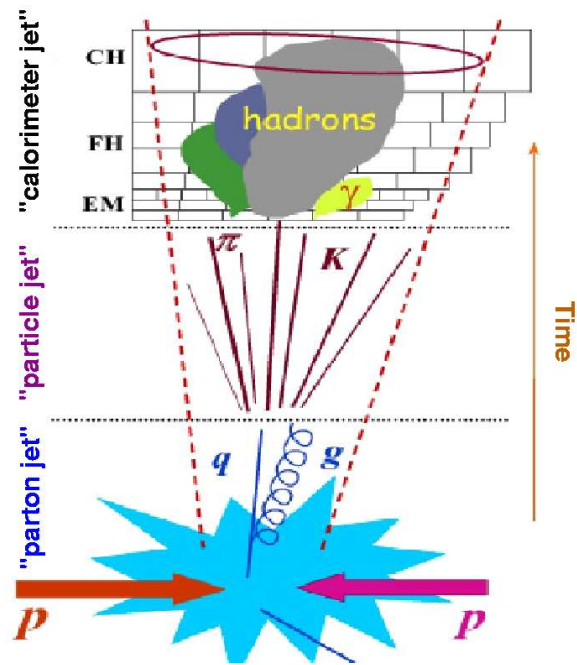


Abbildung 3.9: Entstehung von Kalorimeter-Jets aus Teilchenjets, die wiederum durch die Hadronisierung von Partonen entstanden sind [30].



# 4 Studien zur Myonisation

Das folgende Kapitel beschreibt die Analyse verschiedener Algorithmen zur Bestimmung der Isolation von Myonen. Der Schwerpunkt der Studie liegt dabei auf dem Zerfall  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ , ein viel versprechender Kanal bei der Suche nach dem Higgs-Boson, der sich durch zwei isolierte Myonen mit hohem Transversalimpuls auszeichnet. Es wird untersucht, wie effizient einige der Untergrundprozesse mit Schnitten auf verschiedene Isolationsvariablen unterdrückt werden können. Als weiterer Prozess mit ähnlicher Topologie in Bezug auf die Eigenschaften der Myonen wird der Zerfallskanal  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  des Z-Bosons betrachtet. Dieser experimentell gut verstandene Prozess mit bekannter Kinematik dient dabei als Kalibrationsprozess. Für die Analyse der Myonisation werden ähnliche Ergebnisse erwartet wie im Zerfallskanal des Higgs-Bosons.

## 4.1 Motivation

Bei Zerfällen von W- oder Z-Bosonen entstehen Myonen, die isoliert von hadronischer Aktivität auftreten. Im Gegensatz dazu stehen Prozesse der QCD-Produktion, die sich durch Myonen auszeichnen, die deutlich weniger isoliert sind. Für viele Analysen ist es notwendig, die Isolation der Myonen zu nutzen, um den untersuchten Signalprozess von Untergrundprozessen zu separieren. Die Verwendung der Myonisation ist nicht nur für Studien innerhalb des Standardmodells notwendig, wie z.B. Analysen zur direkten W-Produktion oder die Suche nach dem Higgs-Boson. Auch Suchen nach Physik jenseits des Standardmodells, wie z.B. nach supersymmetrischen Teilchen wie Charginos oder Neutralinos, erfordern die Berücksichtigung isolierter Myonen.

## 4.2 Signalprozess und Kalibrationsprozess

**Der Signalprozess** Diese Studie untersucht den Zerfall des Higgs-Bosons im Kanal  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  (siehe Abb. 4.1). Ab einer Higgs-Boson-Masse von  $m_H > 2m_W \approx 160 \text{ GeV}$  [8] ist der Zerfall in zwei reelle W-Bosonen möglich. Je größer die Masse des Higgs-Bosons ist, desto höher ist die kinetische Energie der

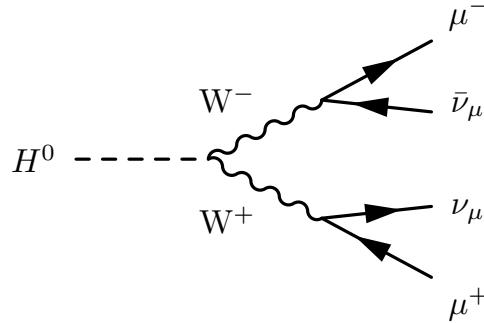


Abbildung 4.1: Feynman-Diagramm des untersuchten Zerfallskanals des Higgs-Bosons

beiden W-Bosonen. Für kleinere  $m_H$ -Werte dagegen ist der Zerfall in diesem Kanal nur möglich, wenn eines der beiden W-Bosonen virtuell<sup>1</sup> ist. Damit ist dieser Prozess für kleinere Higgs-Massen immer stärker unterdrückt (siehe Abb. 2.5).

Die hier vorgestellte Analyse beschränkt sich auf eine Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 170 \text{ GeV}$ . Bei dieser Masse liegt die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in zwei W-Bosonen nahezu bei 1 (siehe Abb. 2.5). Die W-Bosonen wiederum zerfallen jeweils mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 10 % in ein Myon und ein Myon-Neutrino [8]. Die Energie geht dabei aufgrund der kleinen Massen der vier Zerfallsprodukte fast ausschließlich in deren kinetische Energie. Neben zwei Myonen mit hohem Transversalimpuls wird daher für diesen Prozess ein großer Anteil an fehlender transversaler Energie erwartet, da die Neutrinos im Detektor nicht nachgewiesen werden können.

Der für diesen Prozess verwendete Monte-Carlo(MC)-Datensatz beinhaltet bereits bei der Ereignisgenerierung einige kinematische Einschränkungen. Es sind Ereignisse des Kanals  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$  enthalten, bei denen mindestens ein Lepton einen Transversalimpuls von  $p_T > 5 \text{ GeV}$  haben und in einem Bereich der Pseudorapidität von  $|\eta| < 2.7$  liegen muss. Außerdem ist die Produktion des Higgs-Bosons sowohl aus Gluon-Gluon-Fusion als auch aus Vektorboson-Fusion berücksichtigt (siehe Abb. 2.3). Der Wirkungsquerschnitt ist mit  $\sigma \times \text{BR} = 0.65 \text{ pb}$  angegeben (siehe auch Tabelle 4.1, S. 32).

**Der Kalibrationsprozess** Ein weiterer Prozess, dessen Signatur sich ebenfalls durch zwei isolierte Myonen mit hohem Transversalimpuls auszeichnet, ist der Zerfall des Z-Bosons im Kanal  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  (siehe Abb. 4.2). Das Z-Boson ist 1983 erstmals ex-

<sup>1</sup>Für virtuelle Teilchen ist die relativistische Energie-Impuls-Beziehung nicht erfüllt, es gilt  $E^2 \neq m^2 + \vec{p}^2$ . Ihre Existenz ist aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe für kurze Zeit erlaubt [4].

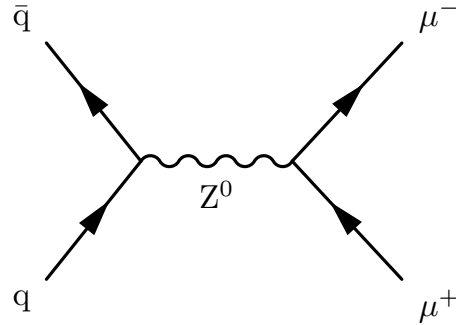


Abbildung 4.2: Feynman-Diagramm des untersuchten Zerfallskanals des Z-Bosons

perimentell nachgewiesen worden [4]. Seitdem wurden seine Parameter wie Masse, Zerfallsbreite, Verzweigungsverhältnis etc. mit immer höherer Genauigkeit vermessen. Die Kinematik des leptonischen Z-Zerfalls ist gut verstanden, so dass sich dieser Prozess für eine Vergleichsstudie bezüglich der Isolation der Myonen eignet. Außerdem ist dieser Zerfall experimentell leicht zu identifizieren. Da hier im Endzustand keine Neutrinos beteiligt sind, wird im Idealfall keine fehlende transversale Energie erwartet.

Der MC-Datensatz, der zur Analyse dieses Prozesses verwendet wird, beinhaltet nur Ereignisse, bei denen mindestens ein Myon einen Transversalimpuls von  $p_T > 5 \text{ GeV}$  aufweist und in einem Bereich von  $|\eta| < 2.8$  liegt. Außerdem muss die rekonstruierte Masse der beiden Leptonen  $m_{\ell\ell}$  mindestens  $60 \text{ GeV}$  betragen. Der Wirkungsquerschnitt liegt bei  $\sigma \times \text{BR} = 1497 \text{ pb}$ .

**Vergleich der Kinematik** Abb. 4.3 zeigt die Verteilungen der Transversalimpulse  $p_T$  der beiden Myonen, die im Ereignis die höchsten  $p_T$ -Werte haben, sowohl für den Zerfall des Higgs-Bosons als auch für den des Z-Bosons. Die Maxima der Verteilungen liegen bei  $40$  bzw.  $45 \text{ GeV}$  für das erste und bei  $25$  bzw.  $40 \text{ GeV}$  für das zweite Myon<sup>2</sup>. Auffallend ist das weitere Maximum bei kleinen Werten des Transversalimpulses des zweiten Myons. Werden nur diese Ereignisse betrachtet, zeigt sich für den Zerfall des Higgs-Bosons eine höhere Jet-Aktivität als für die Ereignisse, bei denen das zweite Myon einen höheren Transversalimpuls hat. Dies deutet darauf hin, dass der Myonimpuls in der Rekonstruktion dieser Ereignisse aufgrund der vermehrten hadronischen Aktivität deutlich zu niedrig eingeschätzt wurde. Da der Detektor

<sup>2</sup>Die Teilchen/Jets eines Ereignisses und ihre Parameter sind in den Datensätzen dem Transversalimpuls nach absteigend sortiert abgespeichert, daher wird das Myon, das in einem Ereignis den höchsten Transversalimpuls  $p_T$  hat, als „erstes“ Myon bezeichnet, das Myon mit dem nächstniedrigeren  $p_T$ -Wert als „zweites“ Myon usw.

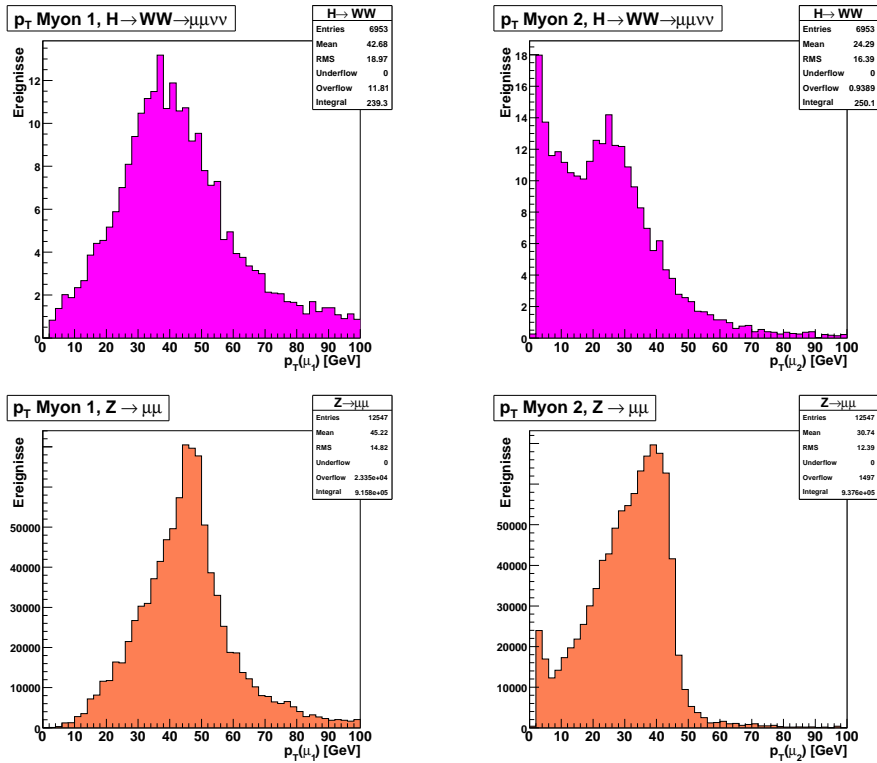


Abbildung 4.3: Verteilungen für den Transversalimpuls  $p_T$  des Myons mit höchstem  $p_T$  (links) und des Myons mit zweithöchstem  $p_T$  (rechts) im Ereignis, oben für den Signalprozess  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ , unten für den Kalibrationsprozess  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und beinhalten alle Ereignisse mit mindestens zwei Myonen.

in der Realität eine Effizienz kleiner 100% aufweist, können nicht alle Teilchen und deren Transversalimpulse vollständig rekonstruiert werden.

Für die entsprechenden Ereignisse des Z-Zerfalls zeigt sich ein sehr kleiner Öffnungswinkel zwischen den Myonen, außerdem liegt die rekonstruierte Masse der beiden Myonen deutlich unterhalb der Masse des Z-Bosons, es ergibt sich der untere Bereich des Drell-Yan-Spektrums (siehe Kap. 2.3).

In Abb. 4.4 sind die Verteilungen der fehlenden transversalen Energie  $\cancel{E}_T$  zu sehen. Es wird deutlich, dass sich der hier untersuchte Zerfallskanal des Higgs-Bosons durch einen hohen  $\cancel{E}_T$ -Wert auszeichnet, der auf die Existenz der beiden Myon-Neutrinos im Endzustand zurückzuführen ist. Das Maximum liegt bei ca. 70 GeV. Bei der Verteilung der fehlenden transversalen Energie für den Zerfall des Z-Bosons fällt auf, dass das Maximum hier entgegen der theoretischen Erwartung bei einem nicht

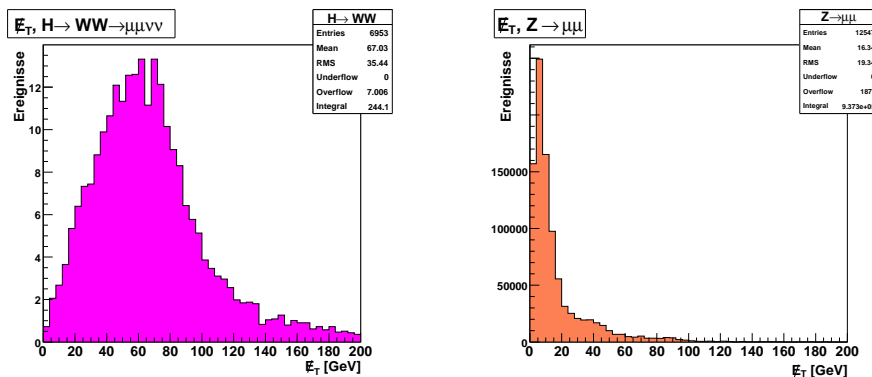


Abbildung 4.4: Verteilungen der fehlenden transversalen Energie  $\cancel{E}_T$  für die betrachteten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons (links) und des Z-Bosons (rechts). Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und beinhalten alle Ereignisse mit mindestens zwei Myonen.

verschwindenden Wert liegt. Dies lässt sich ebenfalls aufgrund des nicht idealen Detektors erklären. Werden die Transversalimpulse der identifizierten Teilchen eines Ereignisses zu niedrig rekonstruiert, resultiert daraus ein endlicher Beitrag an fehlender transversaler Energie. In der Verteilung ist allerdings ein deutlicher Unterschied zu der des Higgs-Boson-Zerfalls zu erkennen.

Ein weiterer Unterschied zwischen dem Signal- und dem Kalibrationsprozess liegt im transversalen Öffnungswinkel der beiden Myonen  $\Delta\phi_{\mu\mu}$  [33]. Da das Higgs-Boson ein Spin-0-Teilchen ist, die W-Bosonen aber Spin 1 haben, sind diese aufgrund der Drehimpulserhaltung miteinander korreliert. Dies beeinflusst die Flugrichtung der beiden beim Zerfall entstehenden Myonen, deren Impulse bevorzugt parallel zueinander stehen. Daraus resultiert ein kleiner Öffnungswinkel zwischen diesen. Die Myonen aus dem untersuchten Z-Zerfall fliegen dagegen aufgrund der Impulserhaltung bevorzugt in entgegengesetzte Richtungen, was einen Öffnungswinkel nahe  $\Delta\phi_{\mu\mu} = \pi$  zur Folge hat. Die Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels  $\Delta\phi_{\mu\mu}$  (siehe Abb. 4.5) bestätigen die theoretischen Erwartungen. Der Anstieg nahe  $\Delta\phi_{\mu\mu} = 0$  in der Verteilung für den Z-Zerfall stammt von Ereignissen, bei denen dem ersten oder zweiten Myon keine Spur im Inneren Detektor zugeordnet werden kann. Dies deutet auf falsch rekonstruierte Myonen hin.

Alle Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und beinhalten alle Ereignisse der Datensätze, in denen mindestens zwei Myonen rekonstruiert worden sind.

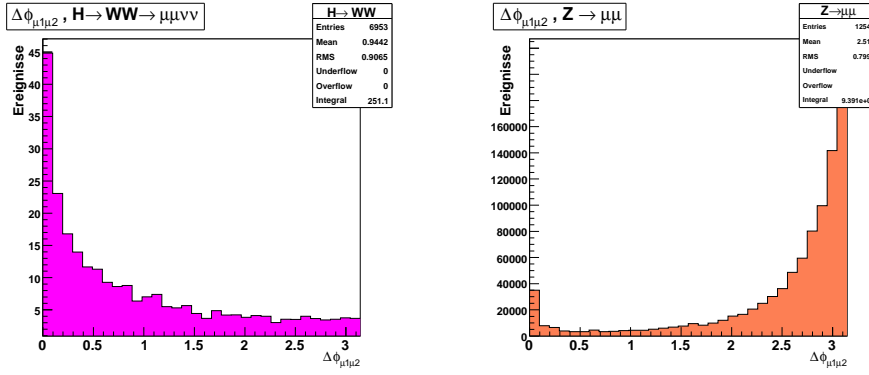


Abbildung 4.5: Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels der ersten beiden Myonen  $\Delta\phi_{\mu_1\mu_2}$  für den Signal- und den Kalibrationsprozess. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und beinhalten alle Ereignisse mit mindestens zwei Myonen.

### 4.3 Untergrundprozesse

Es gibt eine Reihe von Prozessen, die eine ähnliche Signatur aufweisen wie der zuvor beschriebene Zerfallskanal des Higgs-Bosons. Diese Untergrundprozesse müssen ebenfalls genau studiert werden, um geeignete Selektionskriterien zu finden, die diese Ereignisse gegenüber den Signalereignissen weitgehend unterdrücken.

Der hier untersuchte Zerfallskanal  $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu\nu\nu$  zeichnet sich wie oben beschrieben durch fehlende transversale Energie und zwei isolierte Myonen mit hohem Transversalimpuls aus. In dieser Studie werden verschiedene Algorithmen zur Bestimmung der Myonisation in Hinblick darauf untersucht, wie gut sich das Signal mit Hilfe dieser Variablen von einigen Untergründen separieren lässt. Interessant für diese Analyse sind Untergrundprozesse mit hoher hadronischer Aktivität, da hier die Myonen weniger isoliert auftreten und so die Isolation eine Möglichkeit bietet, das Signal vom Untergrund zu unterscheiden. Es werden dabei folgende Untergrundprozesse untersucht:

- Produktion von  $t\bar{t}$ -Paaren im Kanal  $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell + X$
- QCD-Mehrjet-Produktion
- $b\bar{b}$ -Produktion im Kanal  $b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$
- W+Jets mit  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu$  und zweitem Myon aus einem Jet durch Fehlmessung

Ein weiterer wichtiger Untergrundprozess ist die Produktion von W-Bosonen im Kanal  $WW \rightarrow \ell\nu\nu$ , der sich aufgrund der nahezu identischen Kinematik als irreduzibel erweist. Auch die Zerfallskanäle  $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$  sowie  $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu\nu$  stellen Untergründe dar, die sich schwer unterdrücken lassen. Ereignisse aus  $Wt$ - und  $Wb\bar{b}$ -Produktion lassen sich dagegen mit geeigneten Selektionen deutlich reduzieren [13]. Auch der in dieser Studie als Vergleich herangezogene Drell-Yan-Prozess  $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$  ist als Untergrund für den untersuchten Higgs-Boson-Zerfall zu nennen. Der Zerfall über das Z-Boson lässt sich aber aufgrund des charakteristischen Maximums in der Verteilung der rekonstruierten Masse der beiden Leptonen leicht separieren (siehe Kap. 2.3). Außerdem ermöglicht der Unterschied in den Verteilungen des transversalen Öffnungswinkels zwischen den Leptonen  $\Delta\phi_{\ell\ell}$  (siehe Abb. 4.5) eine einfache Unterdrückung dieses Untergrundes.

Der für den Untergrundprozess aus top-Quark-Zerfällen  $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$  verwendete MC-Datensatz enthält simulierte Ereignisse, in denen mindestens eines der beiden entstandenen W-Bosonen leptonisch zerfällt. Der Wirkungsquerschnitt beträgt  $\sigma \times \text{BR} = 461 \text{ pb}$ .

Zum Zeitpunkt dieser Studie liegt kein zentral produzierter MC-Datensatz vor, der für die Analyse des Untergrundes aus QCD-Mehrjet-Produktion geeignet ist. Daher werden mehrere Datensätze zusammengefasst, in denen jeweils eine konkrete Anzahl an Jets (genau drei, vier, fünf oder mindestens sechs) generiert worden ist. Von diesen muss mindestens einer einen Transversalimpuls von  $p_{\text{T,Jet}} > 80 \text{ GeV}$  haben, für alle weiteren Jets wird ein Wert von  $p_{\text{T,Jet}} > 40 \text{ GeV}$  gefordert. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen MC-Datensätze sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen.

Der Untergrund aus  $b\bar{b}$ -Produktion wird anhand eines Datensatzes untersucht, der Ereignisse des Zerfallskanals  $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu\nu\nu$  enthält. Dabei muss der transversale Impuls des ersten Myons mindestens  $15 \text{ GeV}$ , der des zweiten mindestens  $5 \text{ GeV}$  betragen. Außerdem müssen beide Myonen im Bereich  $|\eta| < 2.7$  liegen. Der Wirkungsquerschnitt liegt bei  $\sigma \times \text{BR} = 4400 \text{ pb}$ .

Für die Analyse des W+Jets-Untergrundes wird ein MC-Datensatz verwendet, der Ereignisse des Zerfalls  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu$  enthält, wobei das Myon einen Transversalimpuls von  $p_{\text{T}} > 5 \text{ GeV}$  haben und im Bereich von  $|\eta| < 2.8$  liegen muss. Der Wirkungsquerschnitt beträgt  $\sigma \times \text{BR} = 11946 \text{ pb}$ .

Alle für diese Studie verwendeten MC-Datensätze sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Sie enthalten keine Effekte wie „Pile-Up“ oder „Cavern Background“. Der Einfluss dieser Effekte wird in Kapitel 4.9.3 diskutiert. Die Myonen in den analysierten Simulationsdaten sind mit dem MuID-Algorithmus rekonstruiert worden (siehe Kap. 3.3.3).

Prozess	Selektion auf Generatorebene	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	Anzahl Ereignisse
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\nu$	$gg \rightarrow H$ und $VBF \rightarrow H$ 1 Lepton: $p_T > 5 \text{ GeV}$ , $ \eta  < 2.7$	0.65	18000
$Z \rightarrow \mu\mu$	$m_{\ell\ell} > 60 \text{ GeV}$ 1 Myon: $p_T > 5 \text{ GeV}$ , $ \eta  < 2.8$	1497	20000
$t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow \ell\nu + X$	mind. 1 W zerfällt leptonisch	461	20000
$QCD N_{jets} = 3$	3 wahre Jets, 1 Jet: $p_T > 80 \text{ GeV}$ , alle Jets: $p_T > 40 \text{ GeV}$	166.7	4500
$QCD N_{jets} = 4$	4 wahre Jets, Jet- $p_T$ wie oben	7461.1	5000
$QCD N_{jets} = 5$	5 wahre Jets, Jet- $p_T$ wie oben	1876.3	2000
$QCD N_{jets} = 6$	$\geq 6$ wahre Jets, Jet- $p_T$ wie oben	5510.1	5000
$b\bar{b} \rightarrow \mu\mu\nu\nu$	1.Myon: $p_T > 15 \text{ GeV}$ , 2.Myon: $p_T > 5 \text{ GeV}$ , beide Myonen: $ \eta  < 2.7$	4400	9251
$W \rightarrow \mu\nu$	1 Myon: $p_T > 5 \text{ GeV}$ , $ \eta  < 2.8$	11946	84100

Tabelle 4.1: Übersicht über die für diese Studie verwendeten Monte-Carlo-Datensätze

Abb. 4.6 zeigt die Verteilungen der Transversalimpulse des ersten und zweiten Myons für die vier betrachteten Untergrundprozesse, wobei hier alle Ereignisse berücksichtigt sind, die mindestens zwei rekonstruierte Myonen enthalten. Die Verteilungen sind ebenfalls auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert. Von dem Zerfall des W-Bosons abgesehen, entstehen in der Mehrzahl der Ereignisse Myonen mit einem weit geringeren Transversalimpuls als im untersuchten Zerfallskanal des Higgs-Bosons. Diese Ereignisse spielen dennoch eine große Rolle, da die Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse um einen Faktor  $10^3$  bis  $10^4$  höher sind als der des Signalprozesses. Wie Abb. 4.3 bzw. Abb. 4.6 zu entnehmen ist, fallen auf ca. 130 Ereignisse des Higgs-Boson-Zerfalls mit  $p_T(\mu_1) > 40 \text{ GeV}$  rund 7000  $t\bar{t}$ -Zerfälle, 22000  $b\bar{b}$ -Zerfälle, 190000 Zerfälle aus QCD-Mehrjet-Produktion und 380000 W-Zerfälle, bei denen jeweils das erste Myon einen Transversalimpuls von mindestens 40 GeV hat. Da in dieser Isolationsstudie nur Myonen mit hohen Transversalimpulsen untersucht werden sollen, wird für die Analyse ein bestimmter Mindestwert von  $p_T$  gefordert (siehe Kap. 4.4).



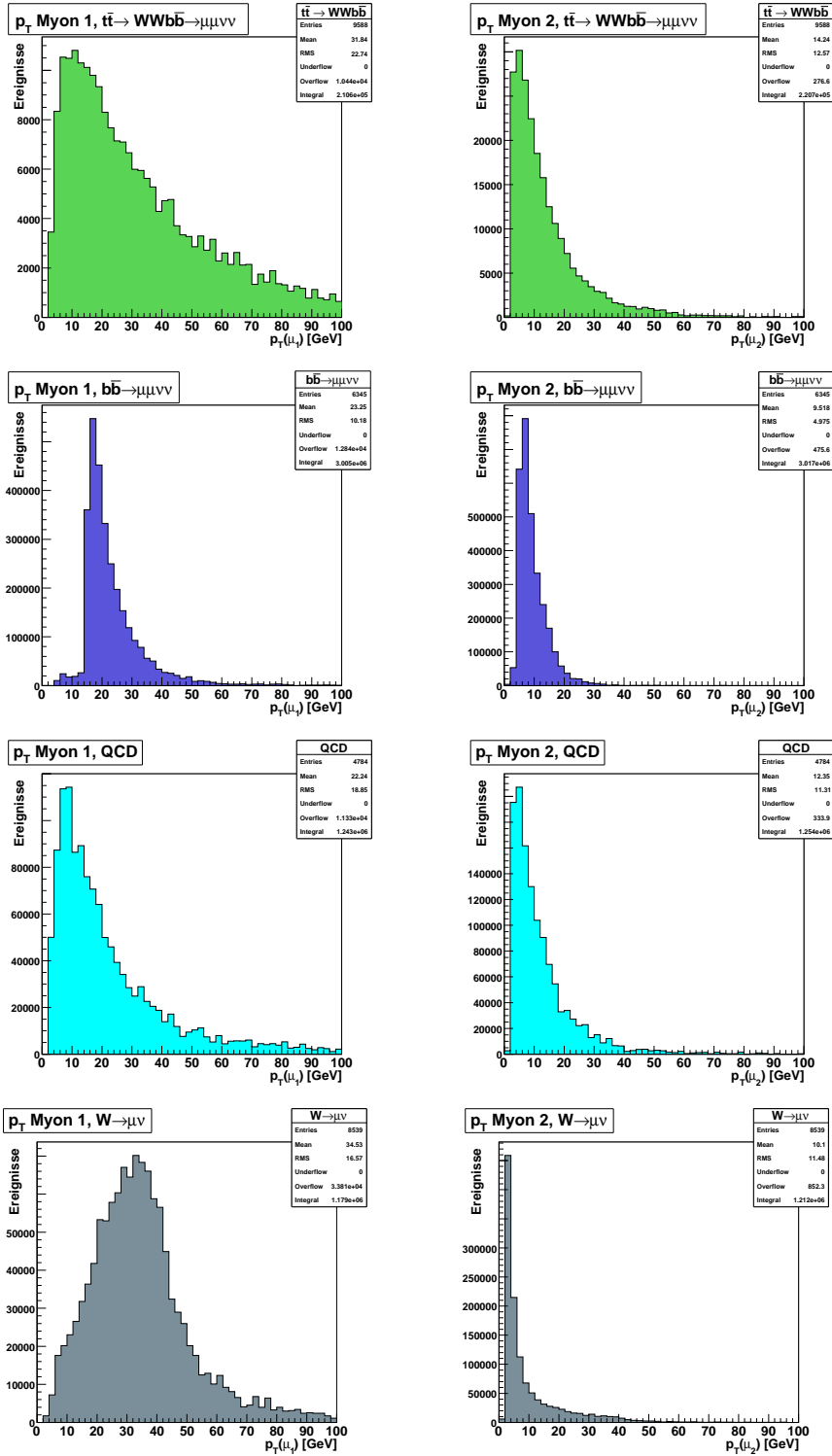


Abbildung 4.6: Verteilungen der Transversalimpulse  $p_T$  des ersten (links) und des zweiten Myons (rechts) für die betrachteten Untergrundprozesse. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und beinhalten alle Ereignisse, die mindestens zwei Myonen enthalten.

Bei den Verteilungen der fehlenden transversalen Energie (siehe Abb. 4.7) ist deutlich zu sehen, dass das Maximum der Verteilung für den (semi-)leptonischen  $t\bar{t}$ -Zerfall bei höheren Werten liegt als für den  $b\bar{b}$ -Zerfall und die QCD-Mehrjet-Produktion. Das top-Quark-Paar kann aufgrund seiner hohen Masse in zwei reelle W-Bosonen zerfallen, so dass das Neutrino, das aus deren (semi-)leptonischen Zerfall stammt, einen hohen Transversalimpuls hat und somit einen hohen Beitrag an fehlender transversaler Energie liefert. Das bottom-Quark-Paar zerfällt dagegen direkt in Leptonen und Neutrinos, die aufgrund der sehr viel geringeren Masse der Ausgangsprodukte einen kleineren Transversalimpuls erhalten. Der Zerfall des W-Bosons zeichnet sich aufgrund des Neutrinos ebenfalls durch eine hohe fehlende transversale Energie aus.

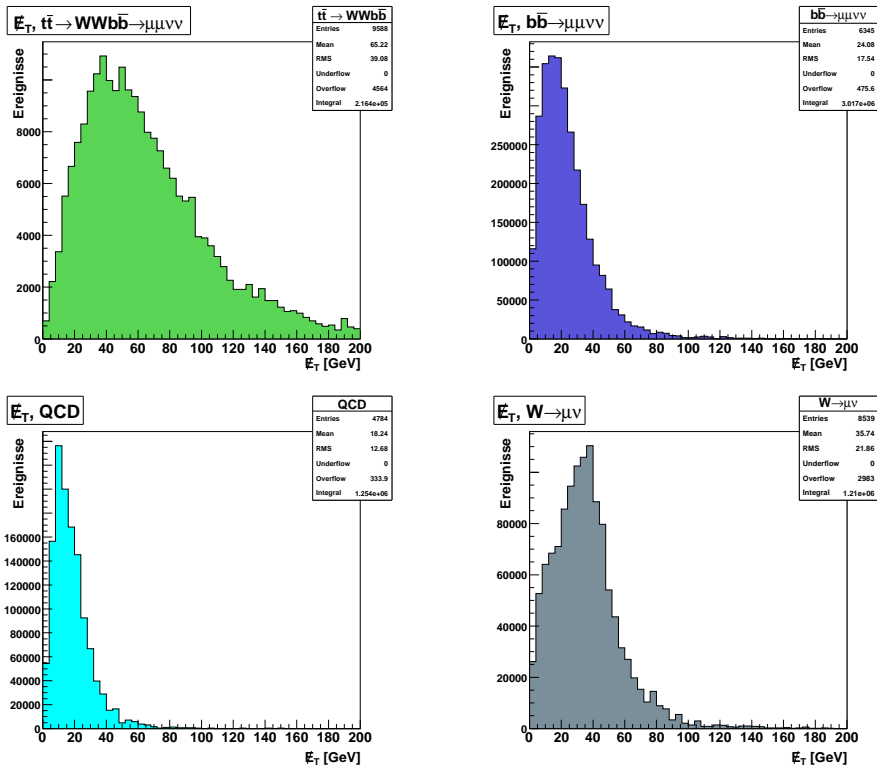


Abbildung 4.7: Verteilungen der fehlenden transversalen Energie  $E_T$  für die untersuchten Untergrundprozesse. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und beinhalten alle Ereignisse, die mindestens zwei Myonen enthalten.

## 4.4 Vorselektion

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, werden in dieser Studie Myonen mit einem höheren Transversalimpuls  $p_T$  untersucht. Da vor allem in den betrachteten Untergrundprozessen hauptsächlich Myonen mit geringem  $p_T$  entstehen, sind vor der weiteren Analyse einige Selektionskriterien erforderlich:

- **Anzahl Myonen  $> 2$ :** Es werden nur Ereignisse akzeptiert, in denen mindestens zwei Myonen rekonstruiert worden sind.
- **$p_T(\mu_1) > 15 \text{ GeV}$ :** Das erste Myon in einem Ereignis muss einen Transversalimpuls von mindestens 15 GeV haben.
- **$p_T(\mu_2) > 10 \text{ GeV}$ :** Für das zweite Myon wird ein Transversalimpuls von mindestens 10 GeV gefordert.
- **$\mu_1$  und  $\mu_2$  haben eine Spur im Inneren Detektor:** Zu jedem Myon wird gespeichert, welche Spur im Inneren Detektor für seine Rekonstruktion verwendet worden ist. Vor allem Myonen aus Sekundärprozessen oder falsch rekonstruierten Myonen kann keine Spur im Inneren Detektor zugeordnet werden. Es werden daher nur Ereignisse berücksichtigt, in denen für die ersten beiden Myonen jeweils eine Spur aus dem Inneren Detektor abgespeichert ist.
- **Spurzuordnung eindeutig:** Des Weiteren werden alle Ereignisse verworfen, in denen für weitere Myonen im Ereignis die gleiche Spur abgespeichert ist wie für das erste oder zweite Myon.

Alle Ereignisse, die mindestens eine der aufgeführten Forderungen nicht erfüllen, werden nicht in die Analyse mit einbezogen. Tabelle 4.2 zeigt die Anzahl der Ereignisse der untersuchten MC-Datensätze, die nach dieser Vorselektion übrig sind. Die Datensätze sind dabei nicht auf eine Luminosität normiert.

## 4.5 Variablen der Isolation

Es gibt verschiedene Aspekte, die Auskunft über die Isolation eines Myons geben. So kann die hadronische Aktivität in seiner Nähe betrachtet werden oder auch die Anzahl und der Transversalimpuls der Spuren, die geladene Teilchen in der Nähe des betrachteten Myons hinterlassen haben. Im Folgenden werden die Algorithmen der untersuchten Variablen vorgestellt und ihre Verteilungen für die analysierten Prozesse gezeigt. Die Analyse bezieht sich zunächst auf die Isolation des jeweils ersten Myons, also desjenigen, das den höchsten Transversalimpuls im Ereignis hat. In Abschnitt 4.11 wird auf die Isolation des zweiten Myons eingegangen.

Prozess	ohne Selektion	Anzahl Ereignisse nach Schnitten:			
		mind. 2 Myonen	$p_T(\mu_1) > 15 \text{ GeV},$ $p_T(\mu_2) > 10 \text{ GeV}$	$\mu_1$ und $\mu_2$ haben Spur	Spur eindeutig
$H \rightarrow WW$	18000	6953	5378	4914	4813
$Z \rightarrow \mu\mu$	20000	12547	11594	10037	9723
$t\bar{t}$	20000	9588	4652	4362	4332
$QCD$	16500	4784	1851	1809	1804
$b\bar{b}$	9251	6345	2074	1872	1864
$W \rightarrow \mu\nu$	84100	8539	2430	1809	799

Tabelle 4.2: Anzahl der Ereignisse nach der Vorselektion. Die Zahlen beinhalten jeweils auch die vorherigen Schnitte, d.h. die rechte Spalte gibt die Anzahl der Ereignisse nach allen Vorselektions-Schnitten an. Die Datensätze sind hier nicht normiert.

### 4.5.1 Kalorimeter-Isolation

Ein Maß für die Isolation eines Myons ist die transversale Energie  $E_T$ , die in den Kalorimeterzellen innerhalb eines definierten Radius  $dR$  um das betrachtete Myon gemessen wird. Der Energieverlust des Myons im Kalorimeter,  $E_{Verlust,\mu}$ , soll dabei nicht berücksichtigt werden und wird daher abgezogen.

$$KaloEnergie(dR) = \left( \sum_{\text{Zellen in } dR} E_T \right) - E_{Verlust,\mu} \quad (4.1)$$

Diese Variable wird bereits bei der zentralen Rekonstruktion berechnet und ist in den AODs (vgl. Kap. 3.3.2) für alle Myonen eines Ereignisses gespeichert [34]. Sie wird in dieser Analyse direkt für das Myon mit höchstem Transversalimpuls ausgelesen. Die Kalorimeter-Isolation liegt für folgende Kegelradien vor:  $dR \in \{0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.45, 0.5, 0.6, 0.7\}$ . Hierbei handelt es sich um den Abstand in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene, der sich folgendermaßen berechnet:

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

Für ein isoliertes Myon werden in seiner Umgebung kleinere Werte der Energie im Kalorimeter erwartet als für ein Myon, das von hadronischer Aktivität umgeben ist. Je größer der Radius  $dR$  ist, umso mehr Kalorimeterzellen werden berücksichtigt, d.h. umso mehr Energie sollte gemessen werden.

Abb. 4.8 zeigt die Variable  $KaloEnergie(0.45)$  für das erste Myon der analysierten Prozesse. Es ist deutlich zu sehen, dass sowohl für den untersuchten Zerfall des Higgs-Bosons,  $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu\nu\nu$ , als auch für den Z-Boson-Zerfall  $Z \rightarrow \mu\mu$  die Verteilungen ein deutliches Maximum bei kleinen Werten für die Energie im Kalorimeter zeigen. Das bedeutet, dass die Myonen stärker von hadronischer Aktivität im Kalorimeter isoliert sind als in den Untergrundereignissen aus QCD- und  $b\bar{b}$ -Prozessen. Hier zeigen die Verteilungen deutlich höhere Werte für die Variable  $KaloEnergie(0.45)$ . Auch für den Untergrund aus  $t\bar{t}$ -Zerfällen sind mehr Einträge für höhere  $KaloEnergie(0.45)$ -Werte zu erkennen.

Die Isolation des ersten Myons des W+Jets-Untergrundes ist vergleichbar mit der des Signalprozesses. Dies ist verständlich, da das erste Myon hier aus dem leptonicen Zerfall des W-Bosons stammt, weshalb eine hohe Isolation erwartet wird.

In Abb. 4.9 sind die Verteilungen von  $KaloEnergie(0.1)$  und  $KaloEnergie(0.7)$  für den untersuchten Signalprozess zu sehen. Der direkte Vergleich zeigt deutlich, dass für einen größeren Radius  $dR$  die Energie zunimmt, die in den Kalorimeterzellen um das Myon gemessen wird.

## 4.5.2 Spur-Isolation

Neben der im Kalorimeter gemessenen Energie wird auch die Isolation bezüglich Spuren geladener Teilchen im Inneren Detektor untersucht. Eine aussagekräftige Größe ist dabei die Summe der transversalen Impulse aller Spuren in einem Kegel mit Radius  $dR$  um das Myon. Hierzu wird für alle Spuren ihr Abstand  $\Delta R_{Spur} = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_{Spur})^2 + (\phi_\mu - \phi_{Spur})^2}$  zum ersten Myon berechnet und der Transversalimpuls derjenigen Spuren addiert, für die  $\Delta R_{Spur} < dR$  ist, mit  $dR$  wie in (4.2). Zu beachten ist, dass die Spur des Myons selbst nicht berücksichtigt wird.

$$SpurPt(dR) = \sum_{\Delta R_{Spur \neq \mu} < dR} p_{T,Spur} \quad (4.3)$$

In Anlehnung an die Kalorimeter-Isolation wird für  $dR$  hier ebenfalls der in Kap. 4.5.1 erwähnte Wertebereich verwendet.

Neben der Summe der transversalen Impulse wird auch die Anzahl der Spuren innerhalb des Kegels  $dR$  untersucht:

$$AnzahlSpuren(dR) = \text{Anzahl der Spuren mit } \Delta R_{Spur \neq \mu} < dR \quad (4.4)$$

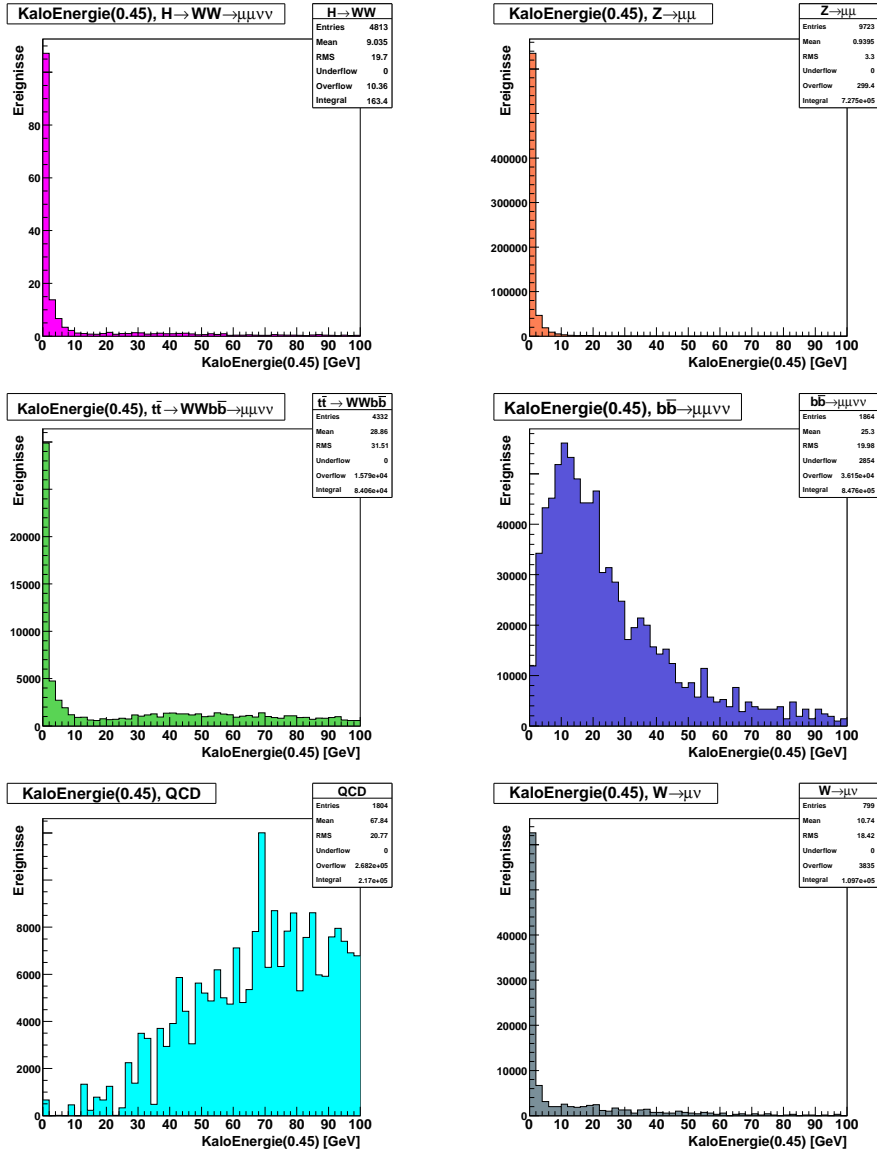


Abbildung 4.8: Verteilungen der in den Kalorimeterzellen gemessenen Energie in einem Kegel vom Radius  $dR = 0.45$  um das erste Myon. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen.

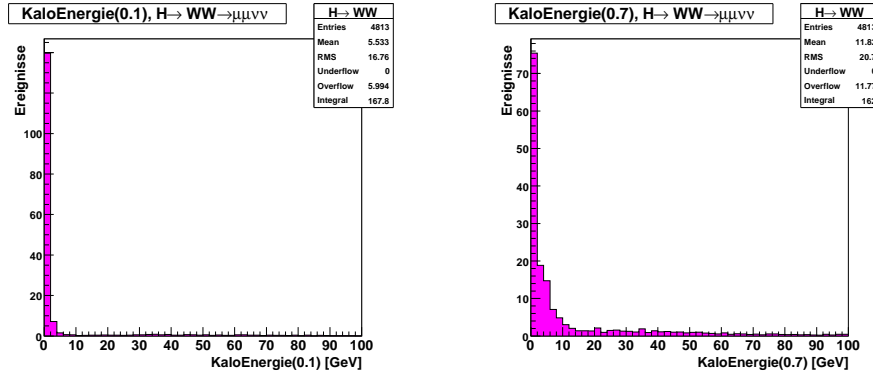


Abbildung 4.9: Vergleich der Verteilungen der in den Kalorimeterzellen gemessenen Energie in einem Kegel vom Radius  $dR=0.1$  (links) und  $dR=0.7$  (rechts) für den Signalprozess  $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu\nu\nu$ . Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen.

Diese Variable wird ebenfalls in der zentralen Rekonstruktion berechnet und ist für jedes Myon gespeichert [34]. Allerdings treten hier deutliche Unterschiede in den Verteilungen von MC-Datensätzen auf, die den gleichen Prozess enthalten, aber mit unterschiedlichen Versionen von Athena (siehe Kap. 3.3.2) produziert worden sind. Da hier ein Fehler in den Datensätzen nicht auszuschließen ist, wird die Anzahl der Spuren innerhalb eines gewählten Radius selbstständig aus den MC-Daten bestimmt. Für die so erhaltenen Verteilungen der Variable  $AnzahlSpuren(dR)$  treten keine signifikanten Unterschiede zwischen den Software-Versionen auf.

Für die beiden Variablen der Spur-Isolation werden nur Spuren berücksichtigt, die einen Transversalimpuls von  $p_{T,Spur} > 0.4 \text{ GeV}$  haben. Dieser Wert ergibt sich als untere Grenze aufgrund der Detektoraufösung. Der Einfluss des gewählten Mindestwertes für den Transversalimpuls der Spuren wird in Kap. 4.9.2 untersucht.

Für isolierte Myonen werden sowohl für die Anzahl der Spuren als auch für die Summe der Transversalimpulse der Spuren kleinere Werte erwartet als für nicht isolierte Myonen. Auch hier sollten die Verteilungen mit zunehmendem Abstand  $dR$  größere Werte zeigen.

Wie in Abb. 4.10 zu sehen ist, zeigen die Verteilungen der Variable  $SpurPt(dR)$  einen ähnlichen Verlauf wie die Kalorimeter-Isolation. Die Myonen aus dem Higgs- und dem Z-Zerfall sind also auch bzgl. des Transversalimpulses nahegelegener Teilchenspuren deutlich isolierter als solche aus QCD- und  $b\bar{b}$ -Untergrundprozessen. Auch hier ist die hohe Isolation des ersten Myons aus dem betrachteten W+Jets-Untergrund zu sehen.

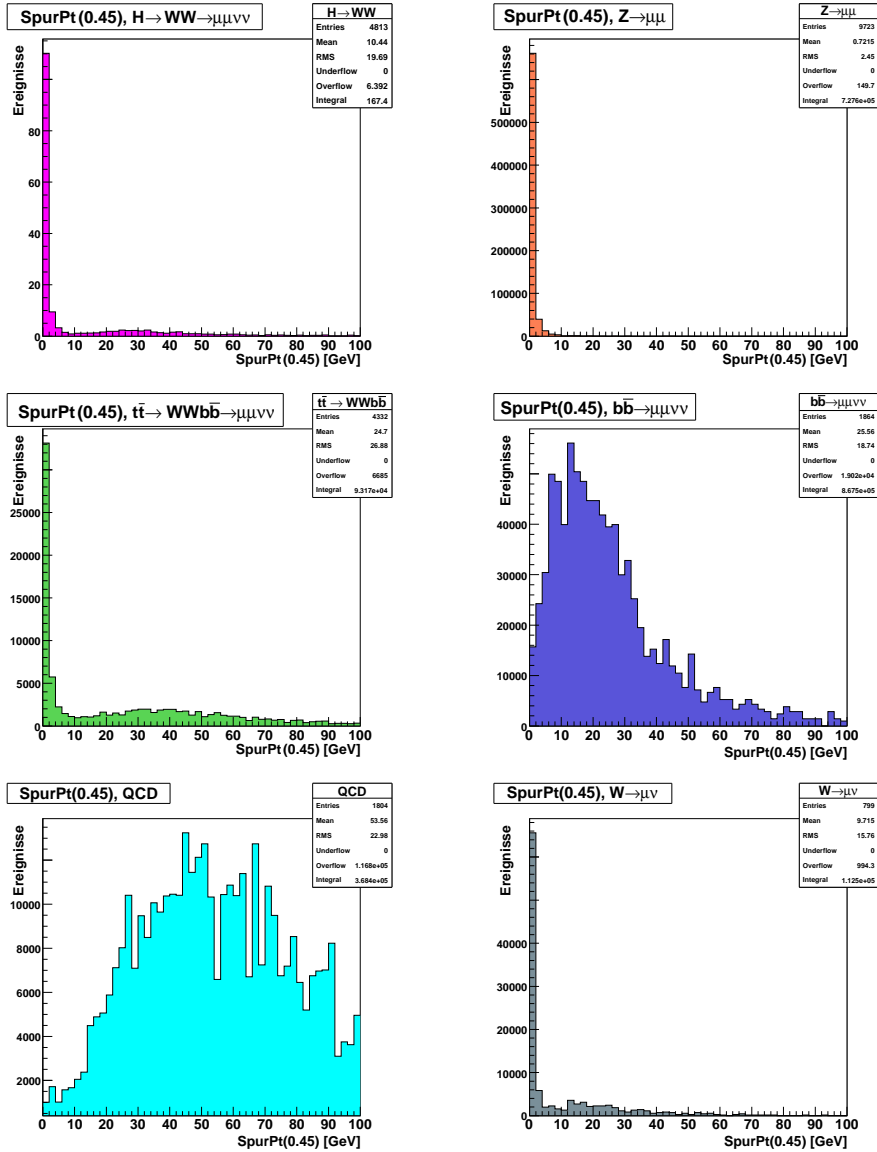


Abbildung 4.10: Verteilungen der Summe der Transversalimpulse der Spuren im Inneren Detektor in einem Kegel vom Radius  $dR=0.45$  um das erste Myon. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen.



Die Verteilungen der Anzahl der um das Myon gemessenen Spuren bestätigen ebenfalls die erwarteten Ergebnisse (siehe Abb. 4.11). Die Myonen aus dem Signal- und dem Kalibrationsprozess sind von weniger Spuren geladener Teilchen umgeben als die aus den analysierten  $t\bar{t}$ -,  $b\bar{b}$ - und QCD-Untergrundprozessen. Auffällig ist hier die Verteilung für den  $t\bar{t}$ -Zerfall: Neben dem Maximum bei kleinen Werten gibt es einen weiteren lokalen Anstieg bei höheren Werten. Dieser stammt von Ereignissen, bei denen das Myon mit dem am höchsten rekonstruierten  $p_T$ -Wert nicht aus dem Zerfall eines W-Bosons stammt, sondern aus dem eines b-Quarks. Dieses Myon ist deutlich weniger isoliert.

Wie für nicht isolierte Myonen aus QCD- und  $b\bar{b}$ -Prozessen erwartet, zeigen die Verteilungen sehr hohe Werte, in diesen Zerfällen befinden sich also viele Spuren in der Nähe des Myons. Das erste Myon des W+Jets-Untergrundes dagegen weist auch hier eine hohe Isolation auf.

**Bestimmung der Myonspur** Um die Spur des Myons bei obigen Berechnungen unberücksichtigt zu lassen, ist es notwendig, diese für jedes Ereignis aus der Menge der gespeicherten Spuren zu identifizieren. Da die rekonstruierten Werte von  $\eta$ ,  $\phi$  und  $p_T$ , die für das Myon gespeichert sind, von denen für seine Spur im Inneren Detektor abweichen, ist eine Zuordnung auf diesem Weg nur schwer möglich. Zur sicheren Identifizierung der Myonspur dient ein vorhandener Zeiger in den AODs, der vom Datensatz des Myons auf den Datensatz derjenigen Spur im Inneren Detektor zeigt, die zur Rekonstruktion des Myons verwendet worden ist [34]. Dieses Vorgehen begründet die in der Vorselektion getroffene Forderung, dass den ersten beiden Myonen eine eindeutige Spur zugeordnet sein muss (siehe Kap. 4.4).

### 4.5.3 Jet-Isolation

Als vierte Isolationsvariable wird der Abstand des Myons zum nächsten Jet untersucht, um so eine weitere Aussage über die Isolation bzgl. hadronischer Aktivität zu treffen. Dazu wird der Abstand aller Jet-Achsen zum betrachteten Myon in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene berechnet und davon das Minimum bestimmt:

$$\Delta R_{Jets} = \min \left( \sqrt{(\eta_{Jet} - \eta_\mu)^2 + (\phi_{Jet} - \phi_\mu)^2} \right) \quad (4.5)$$

Um den Einfluss von Untergrundeffekten zu reduzieren, werden nur Jets berücksichtigt, die einen Transversalimpuls von  $p_{T,Jet} > 20 \text{ GeV}$  haben. Somit tragen niederenergetische Jets nicht zur Berechnung bei. Eine Variation dieses Wertes wird in Kap. 4.9.1 diskutiert. In den hier analysierten Simulationsdaten sind die Jets mit dem Cone-Algorithmus bei einem Radius von 0.7 rekonstruiert worden (siehe Kap. 3.3.4).

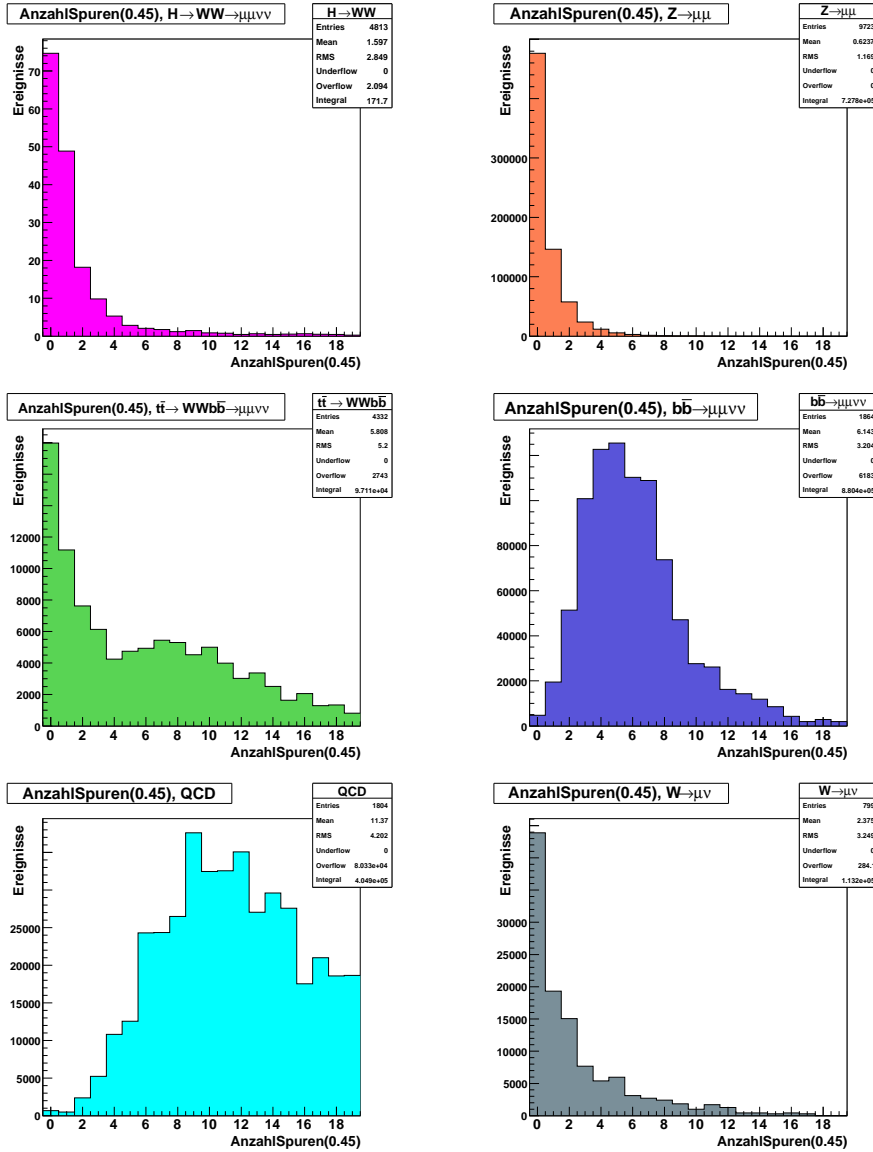


Abbildung 4.11: Verteilungen der Anzahl der Spuren im Inneren Detektor in einem Kegel vom Radius  $dR = 0.45$  um das erste Myon. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen.

Bei der Rekonstruktion von Ereignissen besteht die Gefahr, ein Elektron als Jet zu identifizieren. Dieses Objekt wird dann sowohl als Jet als auch als Elektron in den Daten des Ereignisses gespeichert. Um zu vermeiden, dass der Abstand zum nächsten Elektron anstatt zum nächsten Jet berechnet wird, wird hier eine zusätzliche Einschränkung gemacht: Befindet sich ein Elektron in der Nähe des Jets, der dem ersten Myon am nächsten ist, wird das Ereignis verworfen, da es hier sein kann, dass es sich bei dem als Jet identifizierten Objekt eigentlich um ein Elektron handelt. Als Grenze hierfür wird ein Abstand von  $dR = 0.2$  zwischen Jet und Elektron gewählt. Um hierbei möglichst nur echte Elektronen zu berücksichtigen, wird außerdem die in den AODs gespeicherte Variable `isEM` abgefragt. Diese markiert Objekte dahingehend, ob verschiedene Kriterien erfüllt sind, die auf ein wirkliches Elektron hinweisen [34].

Befinden sich in einem Ereignis keine Jets oder nur solche, die den geforderten Mindestwert von  $p_{T,Jet} > 20 \text{ GeV}$  nicht erfüllen, so wird die Variable  $\Delta R_{Jets}$  auf den Wert 11 gesetzt, da dies zum Ausdruck bringt, dass das Myon bzgl. Jets isoliert ist.

In Abb. 4.12 sind die Verteilungen des Abstandes des ersten Myons zum nächsten Jet zu sehen. Für isolierte Myonen ist der Abstand zum nächsten Jet größer als für Myonen, die von hadronischer Aktivität umgeben sind. Auch hier wird deutlich, dass die Myonisation bei den betrachteten Zerfällen des Higgs- und des Z-Bosons höher ist als bei den untersuchten Untergründen aus  $t\bar{t}$ -,  $b\bar{b}$ - und QCD-Zerfällen. Auch in der Jet-Isolation zeigt sich die Isolation des ersten Myons aus dem W-Zerfall des W+Jets-Untergrund. Die Ereignisse des Signal- und des Kalibrationsprozesses, für die die Variable  $\Delta R_{Jets}$  sehr kleine Werte hat, zeichnen sich durch eine deutlich höhere Jet-Aktivität aus.

Vor allem der Vergleich des Signal- und des Kalibrationsprozesses mit dem Untergrund aus  $b\bar{b}$ - und QCD-Produktion zeigt einen deutlichen Unterschied in den Verteilungen der analysierten Isolationsvariablen. Es bietet sich daher die Möglichkeit, durch geeignete Schnitte auf diese Größen den Beitrag dieser Untergrundprozesse zu reduzieren. In den folgenden Kapiteln wird die Optimierung der Isolationskriterien analysiert.

## 4.6 Optimierung auf Effizienzen

Um zu bestimmen, wie gut die analysierten Untergründe durch Schnitte auf die hier untersuchten Isolationsvariablen unterdrückt werden können, wird zunächst die Effizienz verschiedener Schnitte für die betrachteten Prozesse bestimmt. Diese ist dabei folgendermaßen definiert:

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse mit Schnitt}}{\text{Anzahl der Ereignisse ohne Schnitt}} \quad (4.6)$$

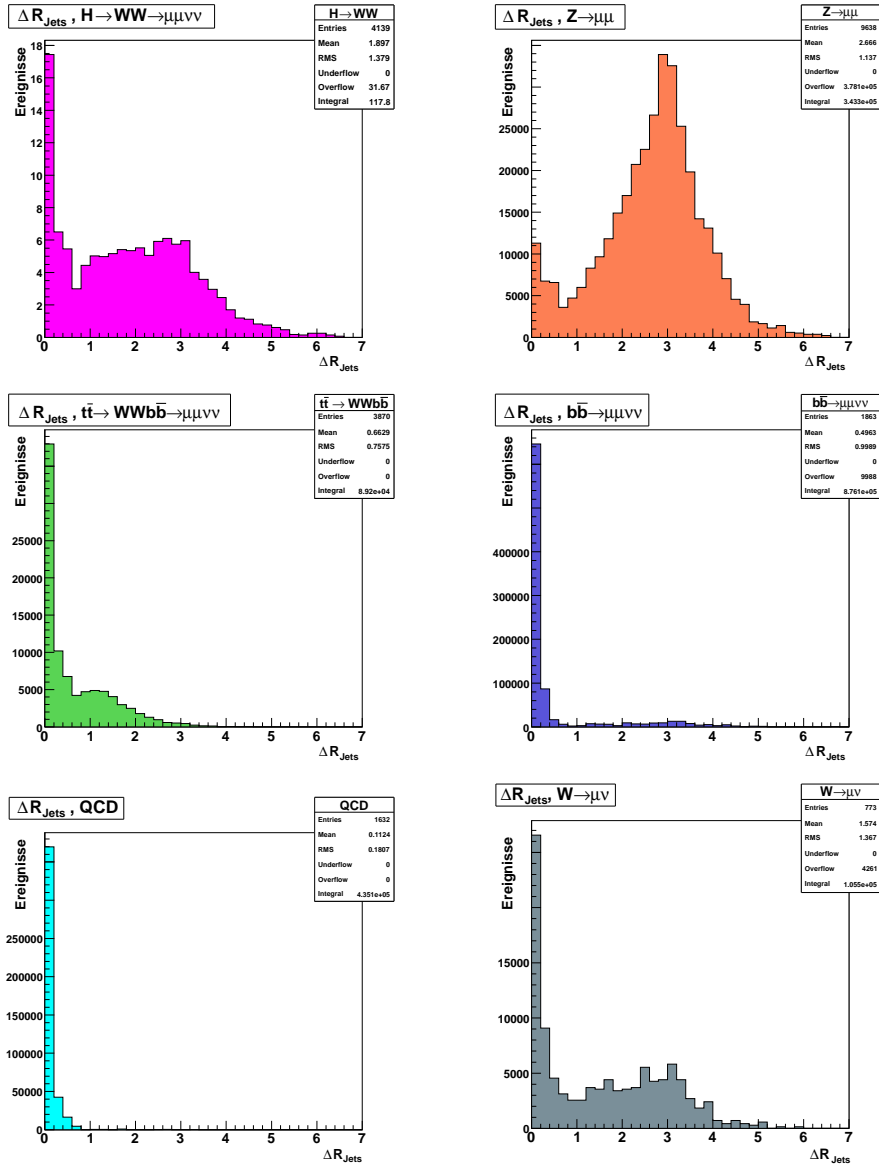


Abbildung 4.12: Verteilungen des  $\eta$ - $\phi$ -Abstandes des ersten Myons zum nächsten Jet. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen und in denen sich kein Elektron näher als  $dR = 0.2$  an dem betrachteten Jet befindet.

In der Anzahl der Ereignisse ohne Schnitt werden hier alle Ereignisse berücksichtigt, die die Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen. Ohne Schnitt auf eine der Isolationsvariablen ergibt sich somit eine Effizienz von 1.

Abb. 4.13 zeigt den Verlauf der Effizienzen der betrachteten Prozesse in Abhängigkeit der Schnittgrenze auf die vier untersuchten Isolationsvariablen, als Kegelradius wurde hier exemplarisch  $dR = 0.45$  gewählt. Um nur Ereignisse mit isolierten Myonen zu selektieren, werden für die Variablen der Kalorimeter- bzw. der Spur-Isolation Obergrenzen gefordert. Werden beispielsweise nur Ereignisse selektiert, für die  $KaloEnergie(0.45) < 20 \text{ GeV}$  ist, so bleiben für den Z-Zerfall noch rund 99 % und für den Higgs-Zerfall ca. 80 % der Ereignisse übrig. Vom Untergrund aus W-Zerfällen erfüllen etwa 75 % der Ereignisse diese Forderung. Die drei übrigen Untergrundprozesse sind dagegen mit rund 50 % ( $b\bar{b}$ ), 45 % ( $t\bar{t}$ ) bzw. 1 % (QCD) verbleibender Ereignisse deutlich unterdrückt. Mit sinkender Obergrenze der Variable  $SpurPt(0.45)$  zeigt sich ein sehr ähnlicher Verlauf der Effizienzen der betrachteten Prozesse. Für  $AnzahlSpuren(0.45) < 6$  bleiben noch 85 % der W+Jets-Ereignisse und rund 50 % der  $b\bar{b}$ - und  $t\bar{t}$ - bzw. 5 % der QCD-Ereignisse.

Für die Variable  $\Delta R_{Jets}$  dagegen wird eine Untergrenze verlangt. Isolierte Myonen haben einen hohen Abstand zum nächsten Jet, somit sollen Ereignisse unterdrückt werden, für die diese Größe klein ist. So erfüllen 95 % der Z- und 75 % der Higgs-Ereignisse einen Schnitt von  $\Delta R_{Jets} > 1$ , aber nur rund 30 % der  $t\bar{t}$ -, 15 % der  $b\bar{b}$ - und knapp 1 % der QCD-Ereignisse. Für den Untergrund aus W+Jets-Zerfällen bleiben allerdings rund 60 %.

Es wird deutlich, dass die Effizienz des Signalprozesses einen ähnlichen Verlauf zeigt wie die des Kalibrationsprozess. Dies bestätigt die Annahme, dass das erste Myon in beiden Prozessen ähnlich isoliert ist. Die Kurve des Higgs-Zerfalls ist gegenüber der des Z-Zerfalls allerdings zu niedrigeren Effizienzen hin verschoben. Dies lässt sich durch die Tatsache erklären, dass die Produktion des Z-Bosons bei LHC über die Vernichtung eines Quark-Antiquark-Paares stattfindet (siehe Abb. 4.2). Für das Higgs-Boson dagegen gibt es mehrere Produktionsmechanismen (siehe Abb. 2.3), wobei in dem untersuchten Datensatz die Produktion über zwei Gluonen und über Vektorboson-Fusion enthalten sind. Im Gegensatz zur Gluon-Gluon-Fusion zeichnet sich der Prozess der Vektorboson-Fusion durch zwei verbleibende Quarks aus, deren Hadronisierung Aktivität im Kalorimeter hinterlässt. Daher wird für Myonen aus dem Zerfall eines Higgs-Bosons, das aus zwei Gluonen entstanden ist, eine höhere Isolation erwartet. Dies wird in Kap. 4.10 genauer untersucht.

Für den Untergrund aus  $t\bar{t}$ -Zerfällen zeigt die Effizienz ebenfalls einen ähnlichen Verlauf wie die des Signal- und des Kalibrationsprozesses. Allerdings sind hier die Werte im Vergleich zu denen des Higgs-Zerfalls deutlich niedriger. Diese Ähnlichkeit der Isolation ist auch in den Verteilungen der Isolationsvariablen (siehe Kap. 4.5) zu erkennen.

Für den  $W$ +Jets-Untergrund zeigt sich, dass eine Unterdrückung aufgrund der Isolation des ersten Myons nicht möglich ist, da diese mit der Isolation des ersten Myons aus dem Higgs-Zerfall vergleichbar ist. Allerdings wird erwartet, dass das zweite Myon dieses Untergrundprozesses deutlich weniger isoliert ist und dies somit eine Möglichkeit zur Unterdrückung bietet. Auf diesen Aspekt wird in Kap. 4.11 detaillierter eingegangen.

Um nun beurteilen zu können, auf welche Variable geschnitten werden muss, um das beste Verhältnis von Signal- zu Untergrundeffizienz zu erzielen, werden im Folgenden diese Werte gegeneinander angetragen. Dabei soll zunächst für die drei Variablen mit  $dR$ -Abhängigkeit der optimale Kegelradius bestimmt und anschließend diese optimalen Variablen und die der Jet-Isolation miteinander verglichen werden. Dabei werden die Ergebnisse für den Signal- und den Kalibrationsprozess gegenübergestellt.

Da sich die Unterdrückung des  $W$ +Jets-Untergrundes anhand der Isolation des ersten Myons als unmöglich erwiesen hat, wird dieser Prozess in der folgenden Analyse nicht berücksichtigt.

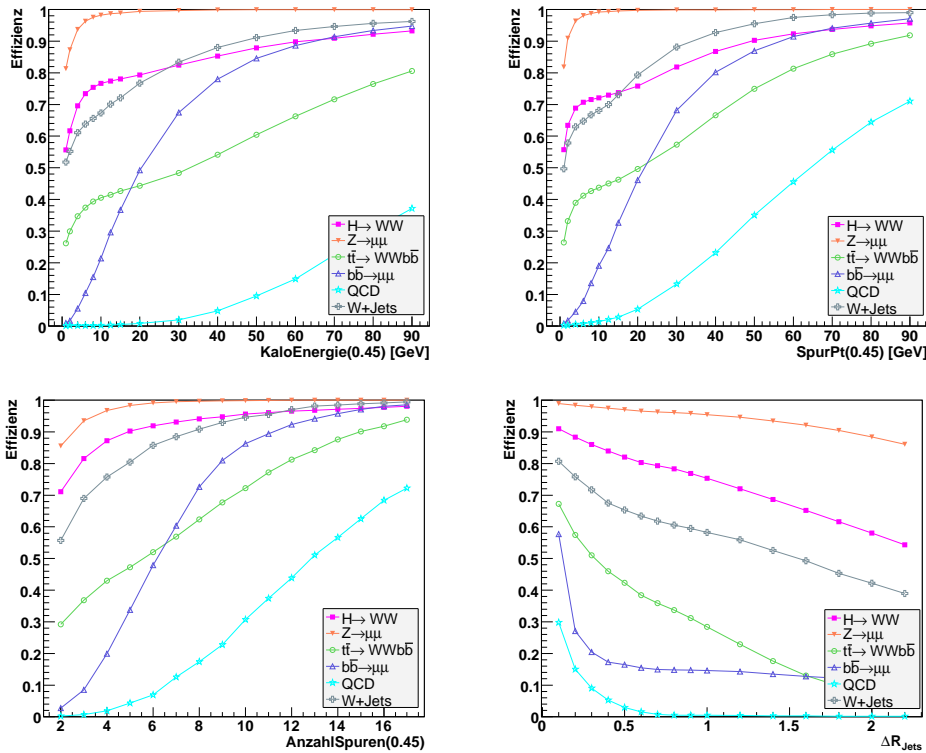


Abbildung 4.13: Verlauf der Effizienzen (nach Gl. (4.6)) in Abhängigkeit der Schnittgrenzen auf die vier analysierten Isolationvariablen für alle betrachteten Prozesse.

### 4.6.1 Kalorimeter-Isolation KaloEnergie(dR)

Um die optimale Kegelgröße  $dR$  für die Variable  $KaloEnergie(dR)$  zu bestimmen, werden für verschiedene Schnitte die Effizienzen des Signalprozesses jeweils gegen die der drei betrachteten Untergrundprozesse angetragen (Abb. 4.14, links), wobei hier der Kegelradius  $dR$  variiert worden ist. Die Punkte einer zu einem bestimmten  $dR$ -Wert gehörenden Linie ergeben sich durch verschiedene Schnitte auf die Variable mit dem jeweiligen Kegelradius. Um die Ergebnisse mit denen des  $Z$ -Zerfalls vergleichen zu können, zeigt Abb. 4.14 rechts die entsprechenden Diagramme für den Kalibrationsprozess. Der Schnitt auf  $KaloEnergie(dR)$  ist umso besser, je höher die Signaleffizienz bei möglichst niedriger Untergrundeffizienz ist. Das bedeutet, dass der Schnitt umso effizienter ist, je näher der entsprechende Punkt im hier gezeigten Diagramm bei  $(0;1)$  liegt, d.h. je weiter links oben er sich befindet.

Für den Untergrund aus QCD- und  $t\bar{t}$ -Prozessen sind die Unterschiede für verschiedene  $dR$ -Werte sehr gering. Für den  $b\bar{b}$ -Zerfall dagegen zeigen sich für kleine Werte von  $dR$  deutlich bessere Ergebnisse. Als optimale Kegelgröße wird daher  $dR = 0.3$  gewählt.

Der Vergleich der Ergebnisse des Signalprozesses mit denen des Kalibrationsprozesses zeigt die gleiche Tendenz für beide Zerfälle. Für den  $Z$ -Zerfall lässt sich allerdings mit Schnitten auf  $KaloEnergie(dR)$  für alle Untergründe ein besseres Verhältnis von Signal- zu Untergrundeffizienz erzielen als für den Higgs-Zerfall. Das bestätigt, dass Myonen aus dem Zerfall des  $Z$ -Bosons isolierter sind als solche aus dem betrachteten Higgs-Zerfall. Außerdem ist zu erkennen, dass sich der Untergrund aus QCD-Produktion mit Schnitten auf  $KaloEnergie(dR)$  besser unterdrücken lässt als der aus  $t\bar{t}$ - und  $b\bar{b}$ -Zerfällen.

### 4.6.2 Spur-Isolation SpurPt(dR)

Abb. 4.15 zeigt eine analoge Betrachtung für die Variable  $SpurPt(dR)$ . Hier sind die Unterschiede zwischen den Ergebnissen verschiedener Kegelradien größer. Für alle Untergründe ist das Ergebnis für den Signalprozess besser, je kleiner der gewählte Wert für  $dR$  ist. Als optimale Größe wird daher  $dR = 0.2$  gewählt.

Der vorgesehene Wertebereich für den Kegelradius  $dR$  enthält 0.1 als kleinstes Element, allerdings wird dieser Wert hier nicht berücksichtigt. Denn je kleiner der Radius ist, desto weniger Spuren tragen zur Summe der Transversalimpulse,  $SpurPt(dR)$ , bei. Damit steigt auch die Sensitivität auf Fehler in der Rekonstruktion. Je weniger Spuren beitragen, umso größer ist der Einfluss, wenn eine Spur davon falsch rekonstruiert wurde. Daher wird hier als kleinster Kegelradius  $dR = 0.2$  berücksichtigt.

Für  $SpurPt(dR)$  zeigen die Ergebnisse deutliche Unterschiede zwischen dem Signal- und dem Kalibrationsprozess.

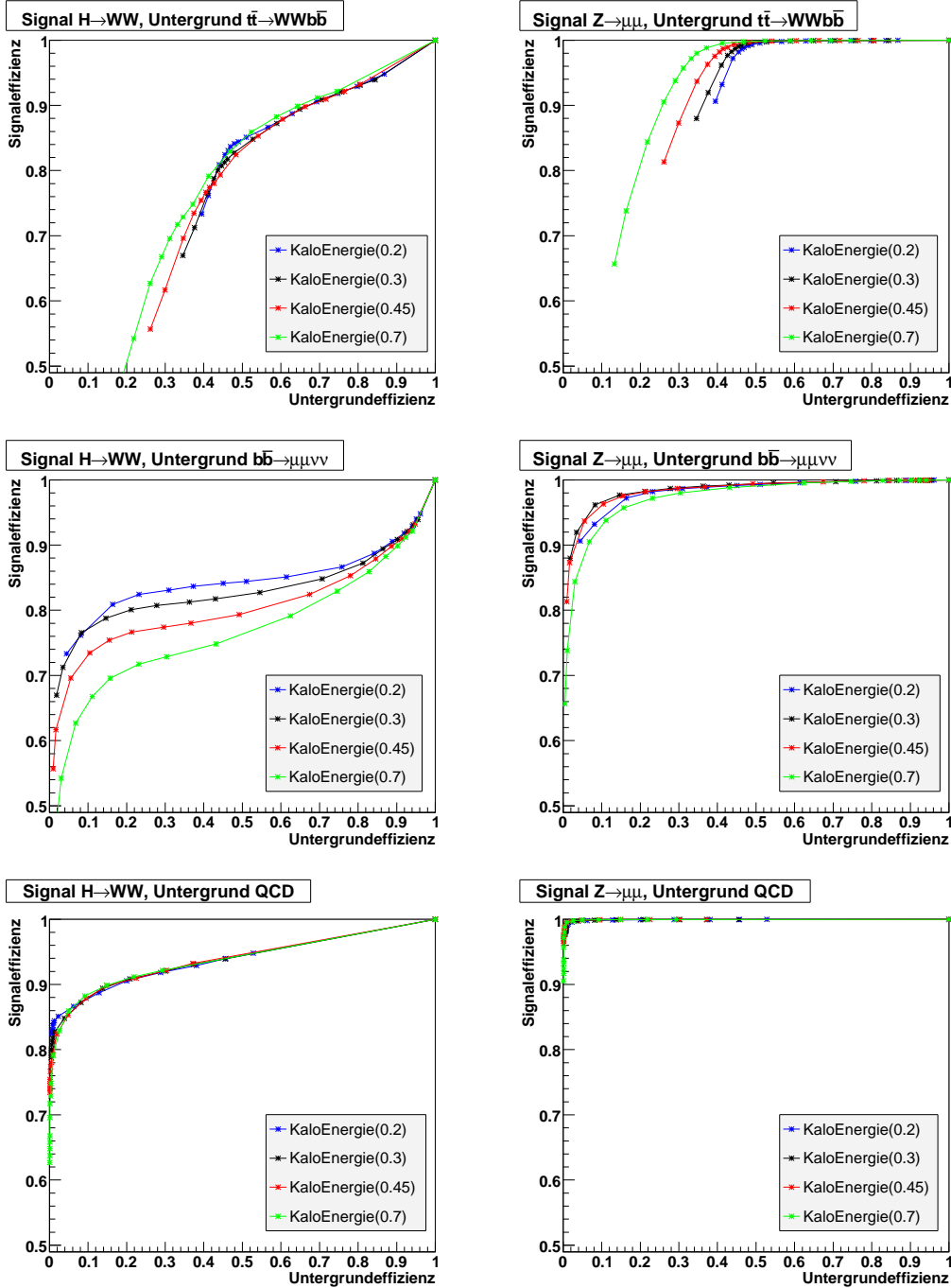


Abbildung 4.14: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeﬃzienz für den Signalprozess (links) und den Kalibrationsprozess (rechts) für die drei betrachteten Untergründe. Es werden verschiedene Kegelgrößen der Variable  $KaloEnergie(dR)$  verglichen.



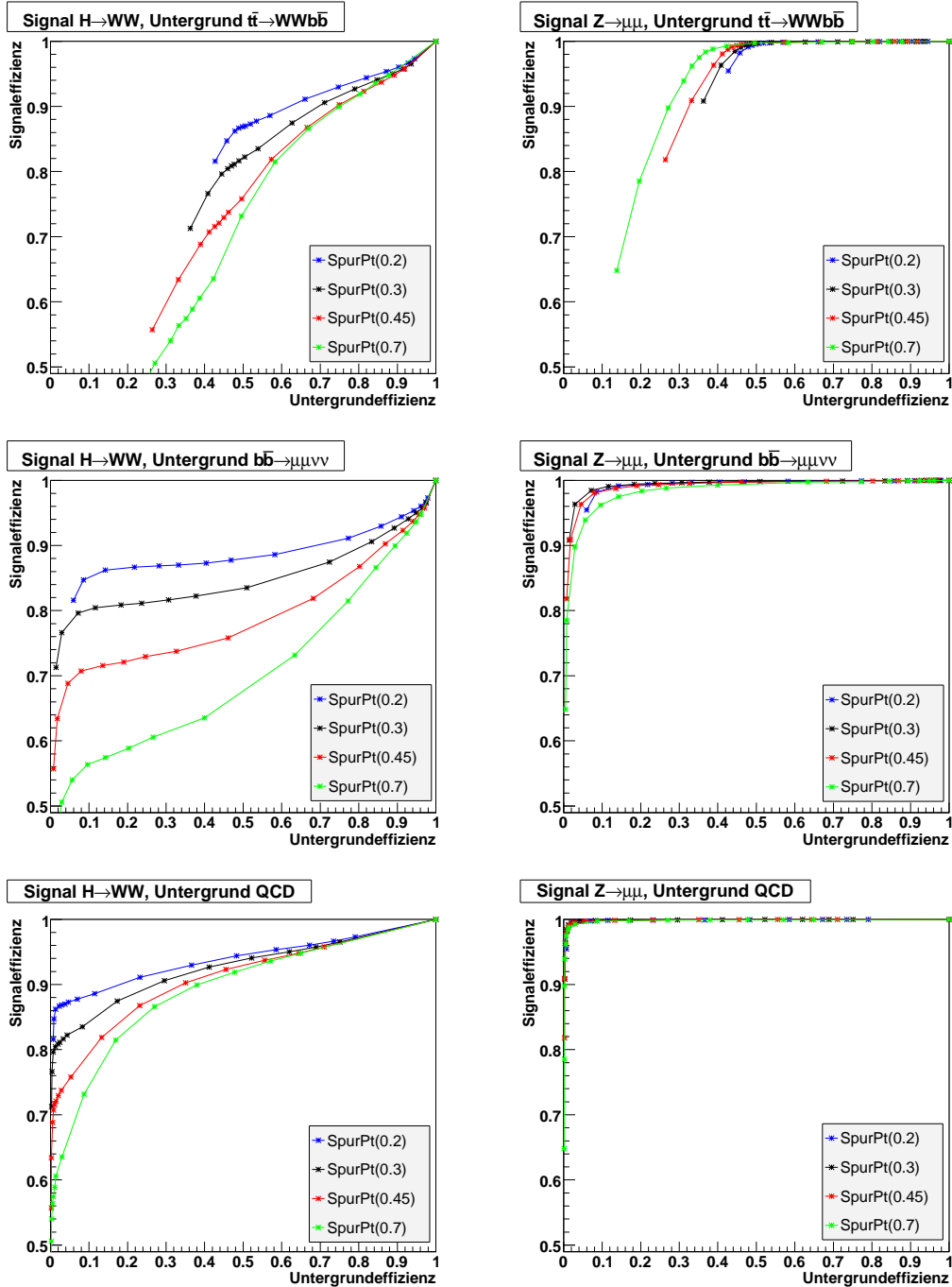


Abbildung 4.15: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeﬃzienz für den Signalprozess (links) und den Kalibrationsprozess (rechts) für die drei betrachteten Untergründe. Es werden verschiedene Kegelgrößen der Variable  $SpurPt(dR)$  verglichen.

### 4.6.3 Spur-Isolation AnzahlSpuren(dR)

Die Ergebnisse für die Variable  $AnzahlSpuren(dR)$  zeigt Abb. 4.16. Auch hier ergeben sich für kleinere dR-Werte die besten Ergebnisse, wobei die Unterschiede für den  $t\bar{t}$ - und den QCD-Untergrund sehr klein sind. Hier ist aber ebenfalls zu berücksichtigen, dass die Anzahl der Spuren innerhalb eines sehr kleinen Radius sehr sensitiv auf Fehler in der Rekonstruktion ist. Schon eine falsch rekonstruierte Spur beeinflusst das Ergebnis in hohem Maße. Als optimaler Kegelradius wird daher ein Wert von  $dR = 0.45$  gewählt, da die Ergebnisse auch für den Untergrund aus  $b\bar{b}$ -Zerfällen nicht sehr viel schlechter sind als für kleinere dR-Werte.

Der Verlauf der Kurven ist für den Signalprozess und den Kalibrationsprozess sehr ähnlich. Allerdings zeigt sich auch hier, dass ein Schnitt auf  $AnzahlSpuren(dR)$  für den Kalibrationsprozess bessere Ergebnisse erzielt.

### 4.6.4 Vergleich der Algorithmen

Nachdem für die Variablen der Kalorimeter- und der Spur-Isolation die Werte für dR bestimmt worden sind, mit denen die besten Ergebnisse im Hinblick auf das Verhältnis von Signal- zu Untergrundeffizienz erzielt werden, wird nun die Qualität der verwendeten Isolationsalgorithmen miteinander verglichen. Abb. 4.17 zeigt für Schnitte auf die vier Isolationsvariablen die Effizienz des Signalprozesses (links) bzw. des Kalibrationsprozesses (rechts) jeweils in Abhängigkeit von der Effizienz der drei Untergrundprozesse. Für die Kegelradien dR der Variablen  $KaloEnergie(dR)$ ,  $SpurPt(dR)$  und  $AnzahlSpuren(dR)$  sind die in den vorherigen Abschnitten bestimmten Optimalwerte gewählt worden. Die Variable  $\Delta R_{Jets}$  ist ebenfalls berücksichtigt.

Für den Signalprozess zeigt sich, dass mit Schnitten auf  $AnzahlSpuren(0.45)$  alle drei Untergrundprozesse am effizientesten unterdrückt werden können. Für den Kalibrationsprozess sind die Unterschiede zwischen den Variablen deutlich kleiner, bei gleicher Untergrundeffizienz ist allerdings die Z-Effizienz merklich höher. Der Verlauf der Kurven für den Signal- und den Kalibrationsprozess ist ähnlich.

### 4.6.5 Bestimmung der optimalen Schnitte

In den vorherigen Abschnitten sind die optimalen Kegelradien der dR-abhängigen Isolationsvariablen bestimmt und die verschiedenen Algorithmen schließlich verglichen worden. Um die jeweiligen Werte zu bestimmen, an denen idealerweise auf die Isolationsvariablen geschnitten wird, wird nochmals der Verlauf der Effizienzen in Abhängigkeit von den Schnittgrenzen dargestellt (siehe Abb. 4.18). Geeignete Schnitte sind durch vertikale Linien markiert.

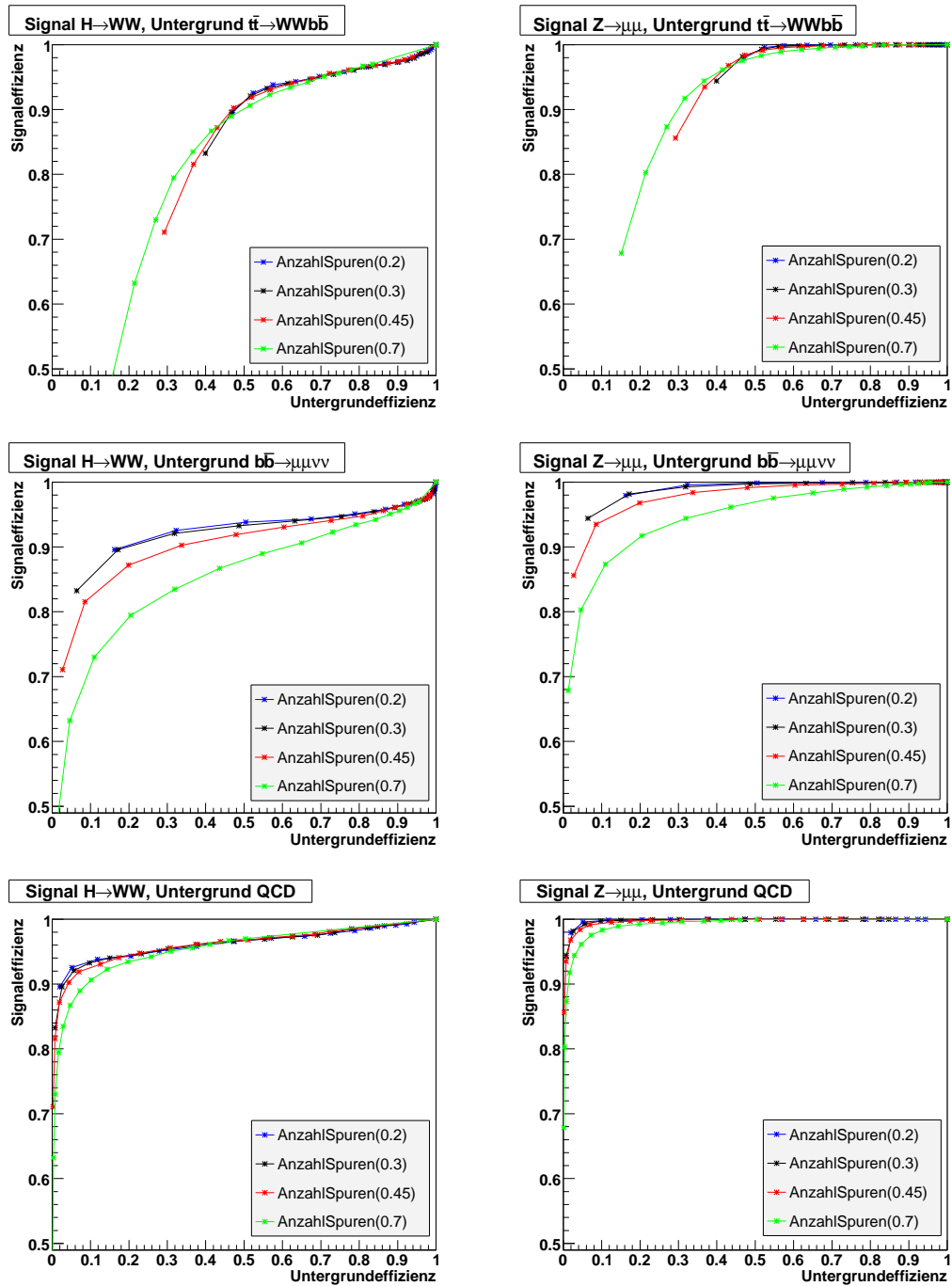


Abbildung 4.16: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeffizienz für den Signalprozess (links) und den Kalibrationsprozess (rechts) für die drei betrachteten Untergründe. Es werden verschiedene Kegelgrößen der Variable  $AnzahlSpuren(dR)$  verglichen.

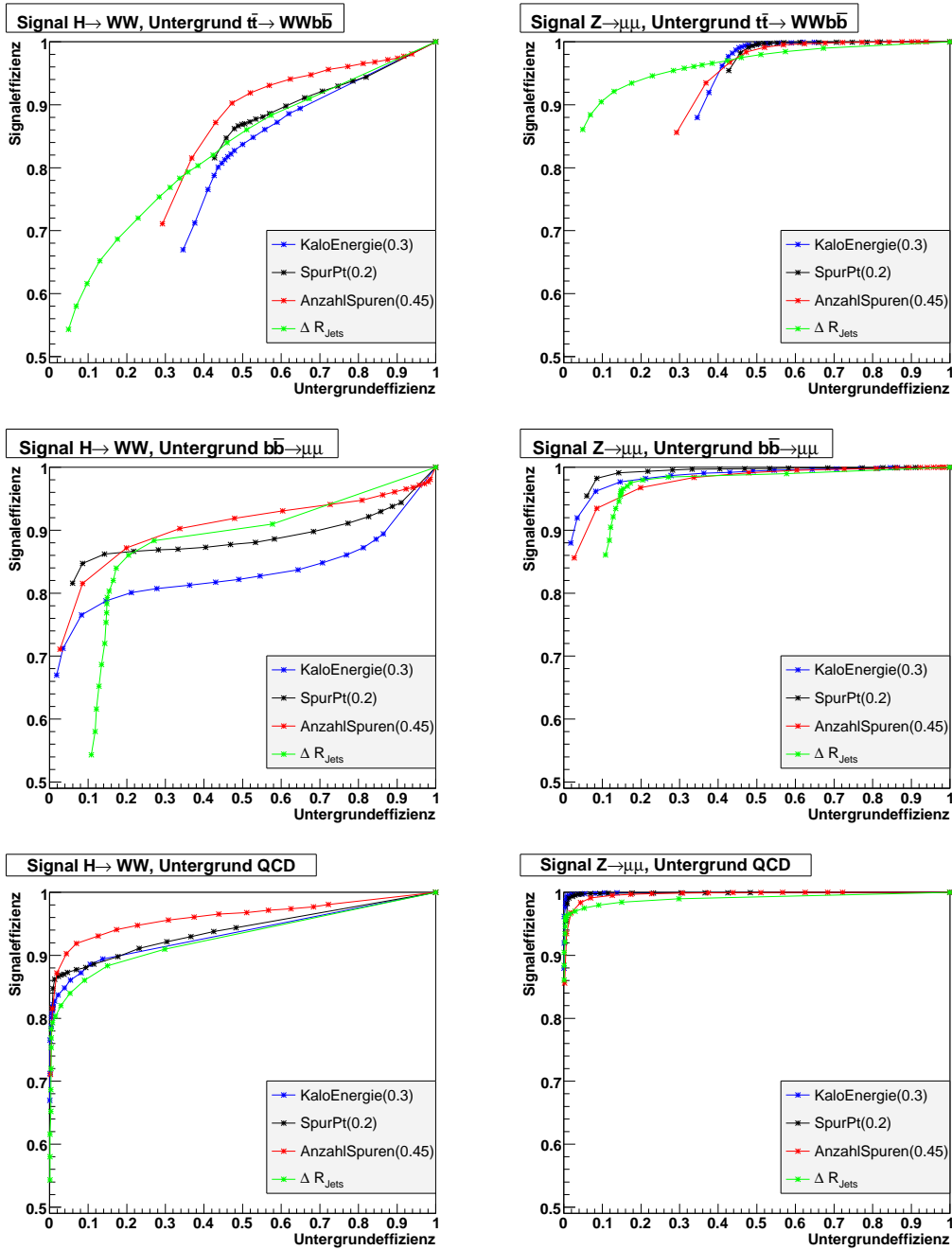


Abbildung 4.17: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeﬃzienz für den Signalprozess (links) und den Kalibrationsprozess (rechts) für die drei betrachteten Untergründe. Es werden die optimalen Isolationvariablen verglichen.

Nicht für alle Untergründe stimmen die hier bestimmten Werte mit den Punkten überein, die in den oben betrachteten Diagrammen dem Punkt (0;1) am nächsten sind. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass zu harte Schnitte, d.h. sehr wenig Energie bzw. Spuren innerhalb eines kleinen Kegels, sehr sensitiv auf Fehler in der Rekonstruktion sind. In Tabelle 4.3 sind die Effizienzen der Prozesse für die gewählten Schnittgrenzen zusammengefasst.

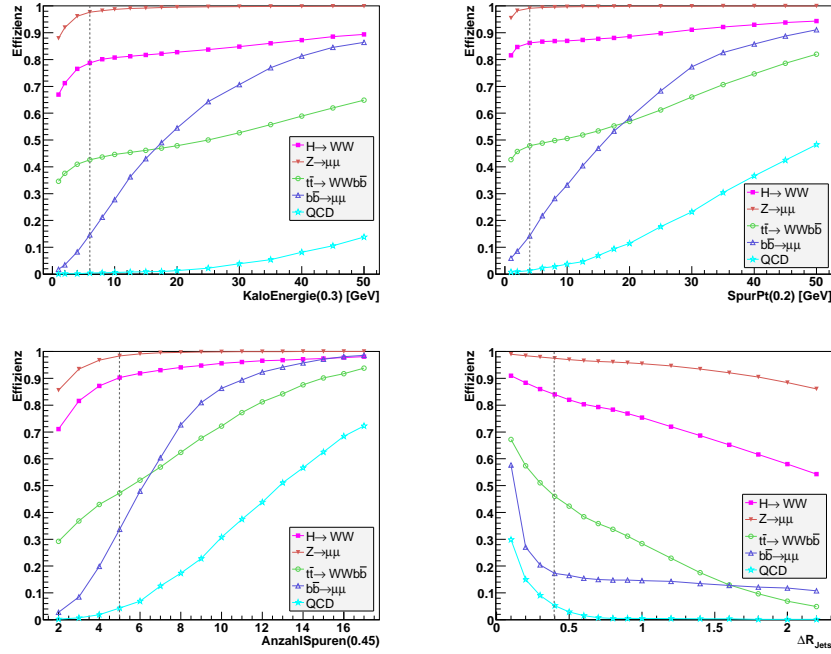


Abbildung 4.18: Effizienzen für die betrachteten Prozesse in Abhängigkeit der Schnittgrenzen, die vertikalen Linien markieren geeignete Schnittwerte.

Schnitt	$H \rightarrow WW$	$t\bar{t}$	$b\bar{b}$	QCD
$KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$	0.788	0.426	0.146	0.004
$SpurPt(0.2) < 4 \text{ GeV}$	0.862	0.479	0.142	0.013
$AnzahlSpuren(0.45) < 5$	0.903	0.472	0.337	0.043
$\Delta R_{Jets} > 0.4$	0.840	0.460	0.172	0.052

Tabelle 4.3: Effizienzen der Prozesse für die optimalen Schnitte.

## 4.7 Optimierung auf die Signifikanz

Bei der Suche nach neuen Elementarteilchen, wie beispielsweise dem Higgs-Boson, wird die Qualität und der erhoffte Erfolg schnittbasierter Analysen nach der Erhöhung der Signifikanz beurteilt, die folgendermaßen definiert ist:

$$\text{Signifikanz} = \frac{\text{Anzahl der Signalereignisse}}{\sqrt{\text{Anzahl der Untergrundereignisse}}} = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (4.7)$$

Je höher dieser Wert nach einem Schnitt ist, umso stärker wird der Untergrund damit unterdrückt. Analog zur Analyse im vorangegangenen Abschnitt wird untersucht, welche Kegelgrößen die höchste Signifikanz liefern. Da die Signaleffizienz aber durch die Schnitte nicht zu stark reduziert werden soll, wird die Signifikanz gegen diese angetragen, um beide Aspekte zu berücksichtigen. Im Anschluss daran werden die verschiedenen Isolationsalgorithmen im Hinblick auf die Signifikanz miteinander verglichen. Auch in diesem Abschnitt wird der Untergrund aus  $W$ +Jets-Ereignissen nicht berücksichtigt.

Der Absolutwert der Signifikanz ist abhängig von der integrierten Luminosität, da  $S$  und  $B$  linear mit dieser ansteigen. Für diese Studie ist der relative Vergleich der Signifikanz nach Schnitten auf verschiedene Variablen interessant, dieser ist unabhängig von der Luminosität. Die Monte-Carlo-Daten werden hier auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert.

### 4.7.1 Kalorimeter-Isolation KaloEnergie(dR)

Abb. 4.19 zeigt die Signifikanz in Abhängigkeit von der Signaleffizienz, links für den Signalprozess, rechts für den Kalibrationsprozess, jeweils für die drei betrachteten Untergrundprozesse. Es werden hier verschiedene Kegelgrößen verglichen.

Für den  $t\bar{t}$ -Untergrund sind die Unterschiede zwischen verschiedenen Kegelgrößen gering, da die  $y$ -Achse hier einen sehr kleinen Wertebereich darstellt. Für den Untergrund aus  $b\bar{b}$ -Zerfällen erzielen Kegelgrößen zwischen 0.3 und 0.45 die höchste Signifikanz bei gleichzeitig nicht zu geringer Signaleffizienz. Zur Unterdrückung der QCD-Ereignisse ergeben ebenfalls Kegelgrößen zwischen 0.3 und 0.45 die höchste Signifikanz, zu hohe dR-Werte führen zu einer geringeren Signaleffizienz. Als optimaler Wert wird daher  $dR = 0.3$  gewählt.

Für den Verlauf der Signifikanz ist für den Signalprozess und den Kalibrationsprozess eine große Ähnlichkeit zu erkennen.

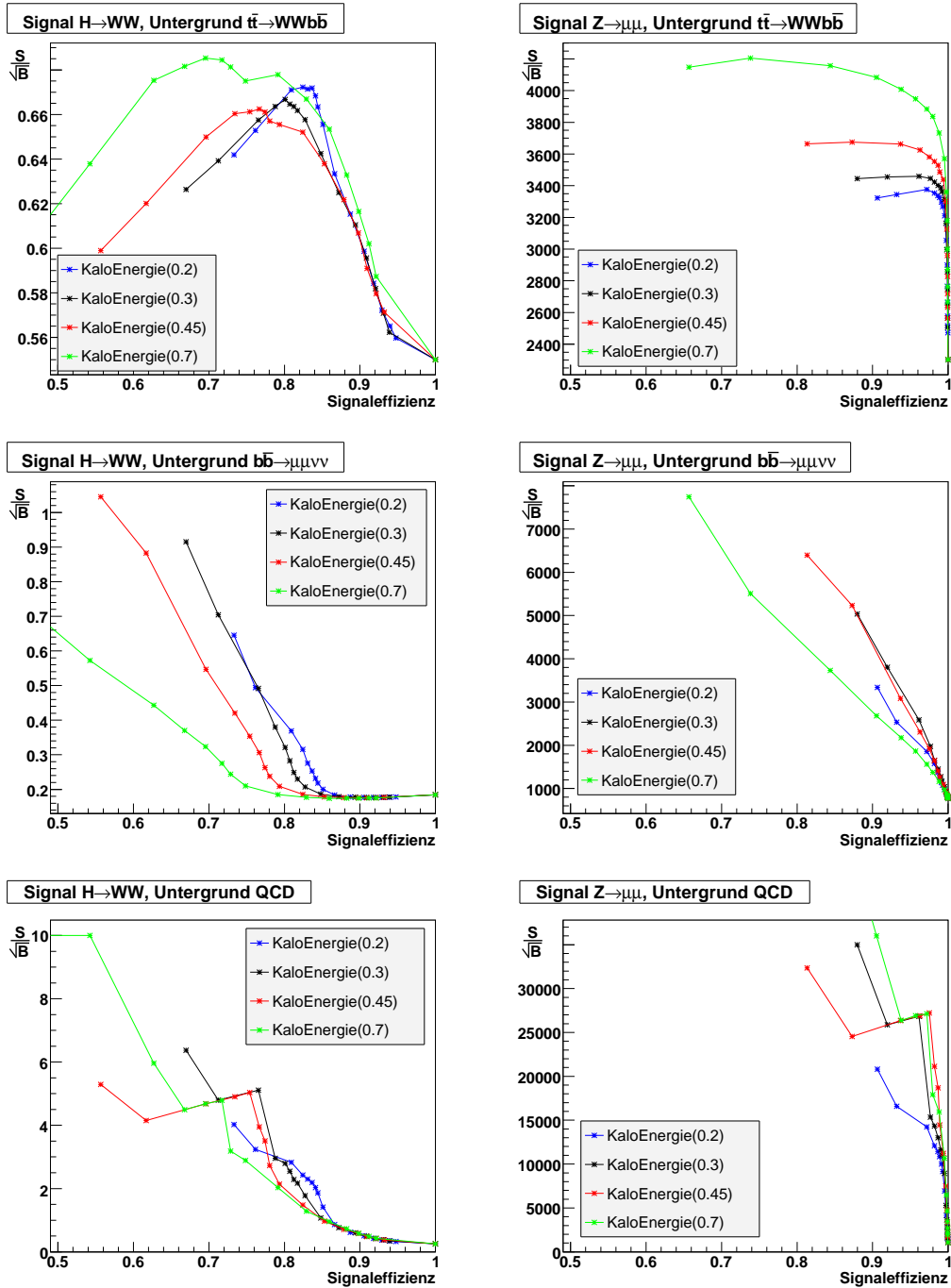


Abbildung 4.19: Signifikanz in Abhängigkeit der Signaleffizienz für Schnitte auf die Variable  $KaloEnergie(dR)$ , es werden verschiedene Kegelgrößen verglichen. Links ist der Signalprozess zu sehen, rechts der Kalibrationsprozess, jeweils für die drei untersuchten Untergründe.

### 4.7.2 Spur-Isolation $SpurPt(dR)$

In Abb. 4.20 sind analog die Ergebnisse für die Variable  $SpurPt(dR)$  zu sehen. Beim Vergleich der Wertebereiche der y-Achsen sind auch hier die Unterschiede der Signifikanzen verschiedener Kegelgrößen für den  $t\bar{t}$ -Untergrund am geringsten, die Ergebnisse sind für kleine Kegelgrößen leicht besser. Für den Untergrund aus  $b\bar{b}$ - und QCD-Zerfällen ergeben  $dR$ -Werte zwischen 0.3 und 0.45 die höchste Signifikanz, wobei größere Kegel die Signaleffizienz stärker reduzieren. Als optimaler Kegelradius wird daher  $dR = 0.3$  gewählt.

Wie schon bei der Optimierung auf Effizienzen sind auch hier für Schnitte auf die Variable  $SpurPt(dR)$  deutliche Unterschiede im Verlauf der Kurven für den Signalprozess und für den Kalibrationsprozess zu sehen.

### 4.7.3 Spur-Isolation AnzahlSpuren( $dR$ )

Für die Variable  $AnzahlSpuren(dR)$  zeigt die Signifikanz in Abhängigkeit von der Signaleffizienz einen sehr ähnlichen Verlauf für den Signal- und den Kalibrationsprozess (siehe Abb. 4.21). Für den  $t\bar{t}$ -Untergrund wird mit einem großen Kegelradius die höchste Signifikanz erreicht, allerdings sind auch für diese Variable die Unterschiede nicht sehr groß. Für den  $b\bar{b}$ - und den QCD-Untergrund zeigt sich ein sehr ähnlicher Verlauf. Für große  $dR$ -Werte wird die Signaleffizienz stark reduziert, kleine Kegelgrößen ergeben eine geringere Signifikanz. Als optimaler Kegelradius für  $AnzahlSpuren(dR)$  wird daher 0.45 gewählt.

Auch für Schnitte auf die Variable  $AnzahlSpuren(dR)$  ist der Verlauf der Signifikanz für den Signalprozess und den Kalibrationsprozess sehr ähnlich.

### 4.7.4 Vergleich der Algorithmen

Nachdem in den vorherigen Abschnitten die idealen Kegelradien in Bezug auf die Maximierung der Signifikanz bestimmt worden sind, werden die Ergebnisse für die verschiedenen Isolationsvariablen verglichen. Abb. 4.22 zeigt den Verlauf der Signifikanz in Abhängigkeit der Signaleffizienz für den betrachteten Signalprozess (links) und den Kalibrationsprozess (rechts) für die verschiedenen Untergründe. Für die Variablen  $KaloEnergie(dR)$ ,  $SpurPt(dR)$  und  $AnzahlSpuren(dR)$  ist dabei der jeweils optimale Kegelradius gewählt worden. Außerdem wird die Jet-Isolation  $\Delta R_{Jets}$  ebenfalls berücksichtigt.



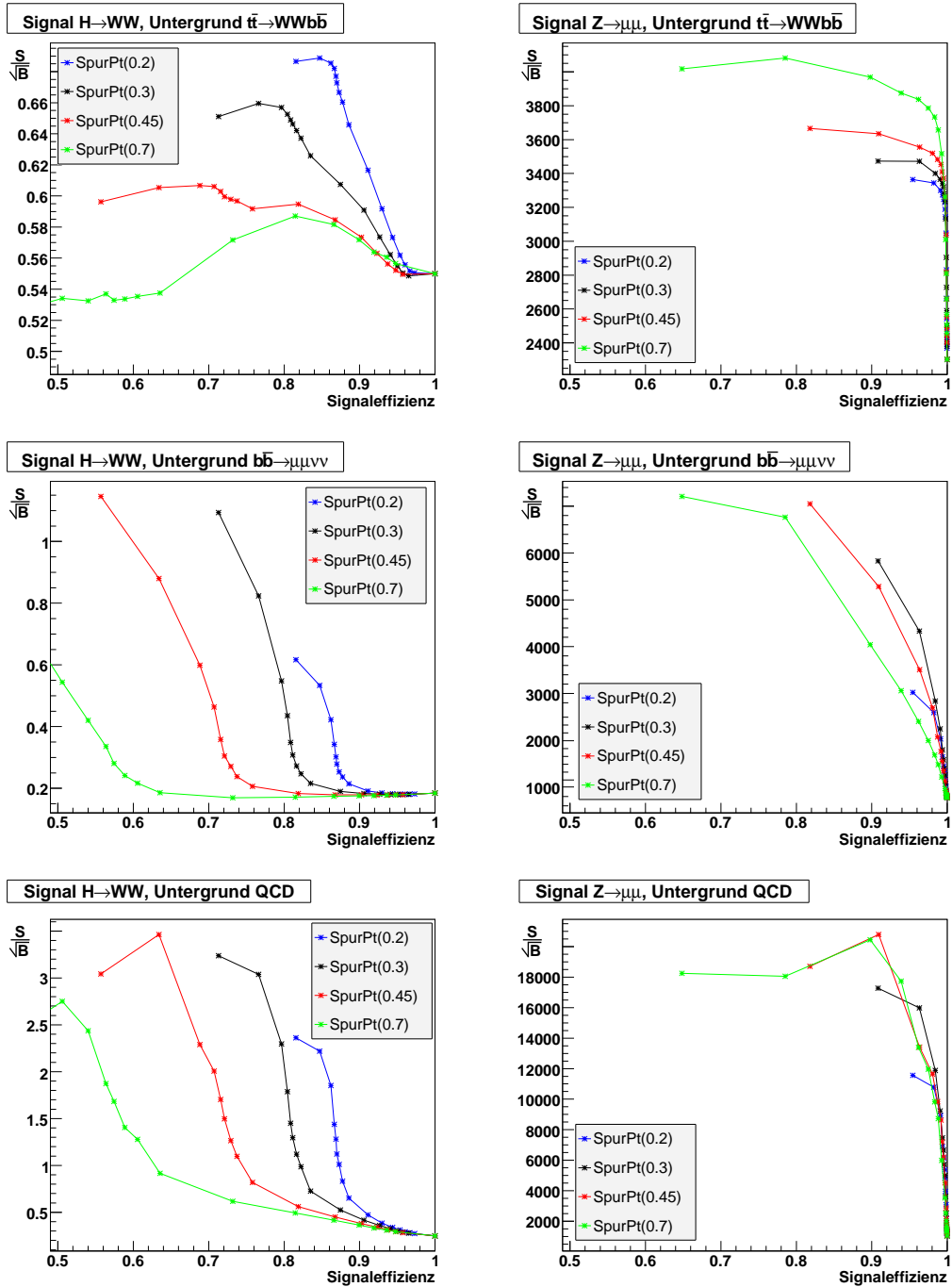


Abbildung 4.20: Signifikanz in Abhängigkeit der Signaleffizienz für Schnitte auf die Variable  $SpurPt(dR)$ , es werden verschiedene Kegelgrößen verglichen. Links ist der Signalprozess zu sehen, rechts der Kalibrationsprozess, jeweils für die drei untersuchten Untergründe.

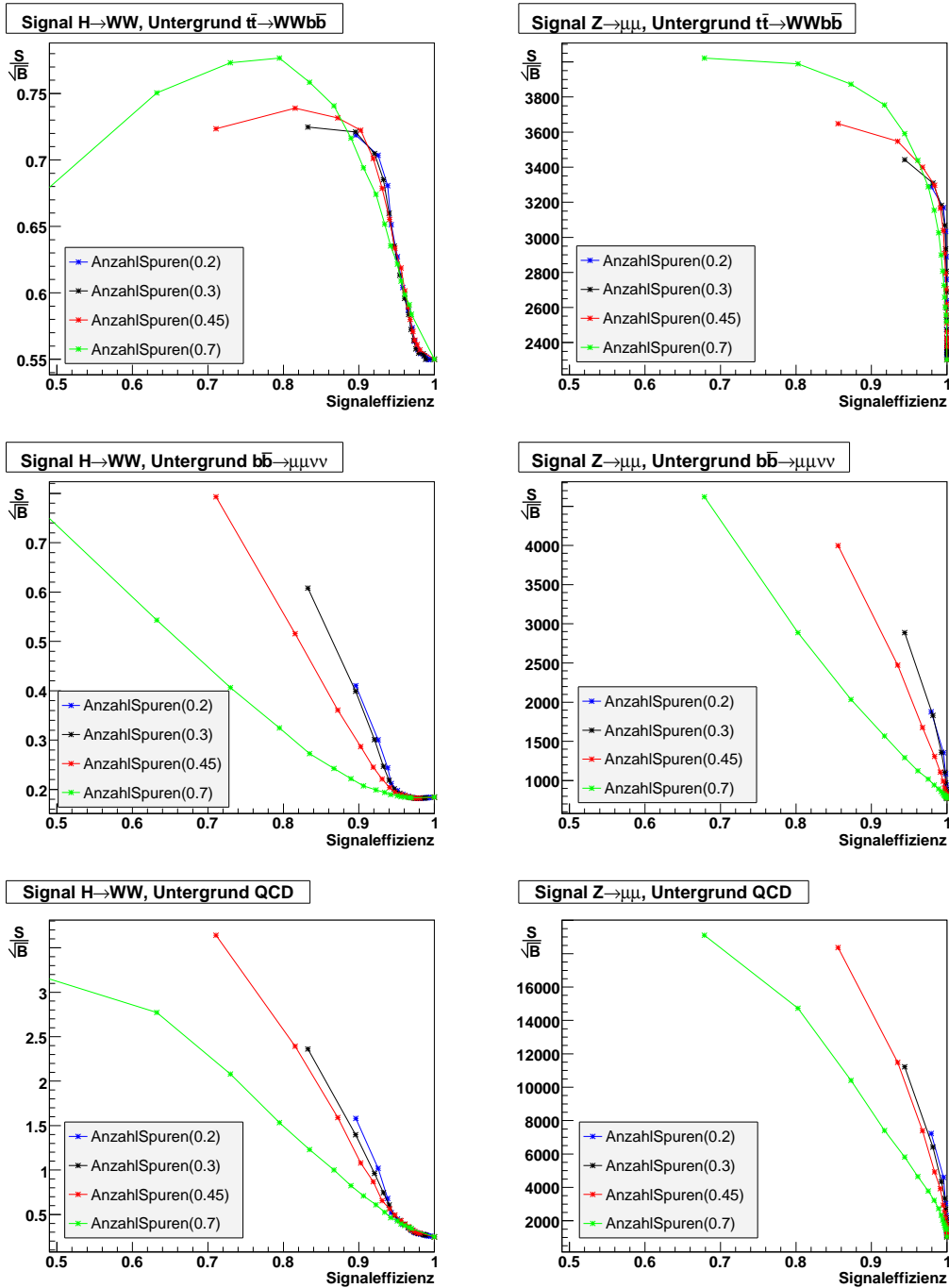


Abbildung 4.21: Signifikanz in Abhängigkeit der Signaleffizienz für Schnitte auf die Variable *AnzahlSpuren*(dR), es werden verschiedene Kegelgrößen verglichen. Links ist der Signalprozess zu sehen, rechts der Kalibrationsprozess, jeweils für die drei untersuchten Untergründe.

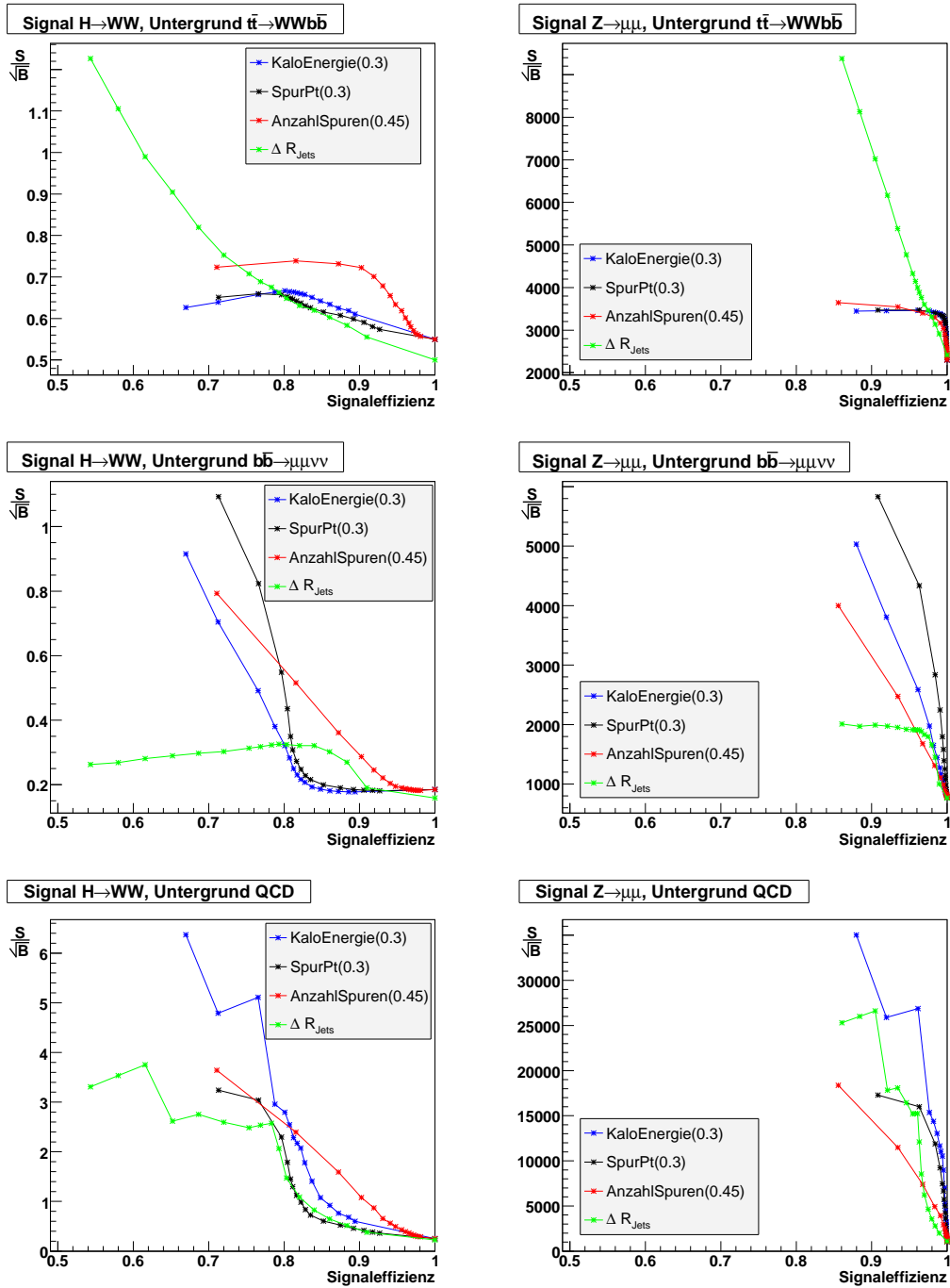


Abbildung 4.22: Signifikanz in Abhängigkeit der Signaleffizienz für Schnitte auf die vier analysierten Isolationvariablen. Links für den Signalprozess, rechts für den Kalibrationsprozess, jeweils für die drei untersuchten Untergründe.

Für den  $t\bar{t}$ -Untergrund wird für den Signalprozess bei hohen Signaleffizienzen die Signifikanz durch Schnitte auf die Variable  $AnzahlSpuren(0.45)$  maximiert, für Signaleffizienzen unter 0.7 erzielen Schnitte auf  $\Delta R_{Jets}$  das beste Ergebnis.

Auch der Untergrund aus  $b\bar{b}$ -Zerfällen lässt sich im Hinblick auf die Signifikanz bei gleichzeitig hoher Signaleffizienz durch Schnitte auf  $AnzahlSpuren(0.45)$  am besten unterdrücken. Allerdings ist hier zu beachten, dass die Punkte bei (0.8;0.5) und (0.7;0.8) Schnitten von  $AnzahlSpuren(0.45) < 3$  bzw.  $< 2$  entsprechen. Wie bereits dargelegt, ist diese Forderung sehr fehleranfällig, da schon die falsche Rekonstruktion von einer Spur erhebliche Auswirkungen hat. Bleiben diese Punkte unbeachtet, so ergibt sich für Schnitte auf  $SpurPt(0.3)$  eine höhere Signifikanz, allerdings ist hier die Signaleffizienz geringer.

Für den Untergrund aus QCD-Produktion lässt sich die Signifikanz für hohe Signaleffizienzen am besten mit Schnitten auf  $AnzahlSpuren(0.45)$  erhöhen. Für Signaleffizienzen unter 0.8 erzielen Schnitte auf  $KaloEnergie(0.3)$  deutlich höhere Werte der Signifikanz. Auch hier werden die letzten Punkte der Kurve von  $AnzahlSpuren(0.3)$  nicht berücksichtigt.

Für den Kalibrationsprozess zeigt die Signifikanz für alle Untergrundprozesse einen ähnlichen Verlauf, allerdings sind die Kurven zu höheren Z-Effizienzen hin verschoben.

#### 4.7.5 Bestimmung der optimalen Schnitte

Abb 4.23 zeigt den Verlauf der Signifikanz verschiedener Schnitte auf die vier optimalen Isolationsvariablen für den Signalprozess bzgl. der Untergrundprozesse. Die Signifikanz steigt mit kleineren Schnittwerten für die Kalorimeter- und die Spur-Isolation bzw. größeren Schnittwerten für die Jet-Isolation. Besonders die Werte für den QCD-Untergrund zeigen einen erheblichen Anstieg. Für den Untergrund aus  $t\bar{t}$ -Zerfällen ändert sich die Signifikanz dagegen kaum. Auch die Änderungen für den  $b\bar{b}$ -Prozess sind deutlich kleiner. Die geeigneten Schnittgrenzen sind hier als vertikale Linien eingezeichnet. Es wurde auch hier berücksichtigt, dass zu harte Schnitte, v.a. die Forderung nach nur wenigen Spuren nahe des Myons, fehleranfälliger sind. Außerdem soll die Signaleffizienz nicht zu stark reduziert werden.

In Tabelle 4.4 sind die Werte der Signifikanz für die bestimmten Schnittgrenzen zusammengefasst. Hierbei ist der Vergleich mit den Werten ohne Schnitte wichtig. Bei der Berechnung der Variable  $\Delta R_{Jets}$  ist ein weiterer Schnitt in der Vorselektion gemacht worden. Der Anteil der Ereignisse, die verworfen werden, unterscheidet sich für die einzelnen Prozesse. Daher wird auch die Signifikanz durch diese Vorselektion beeinflusst. Die Signifikanz nach dem Schnitt auf  $\Delta R_{Jets}$  ist daher mit diesen Werten zu vergleichen, um die Qualität des Schnittes zu beurteilen.

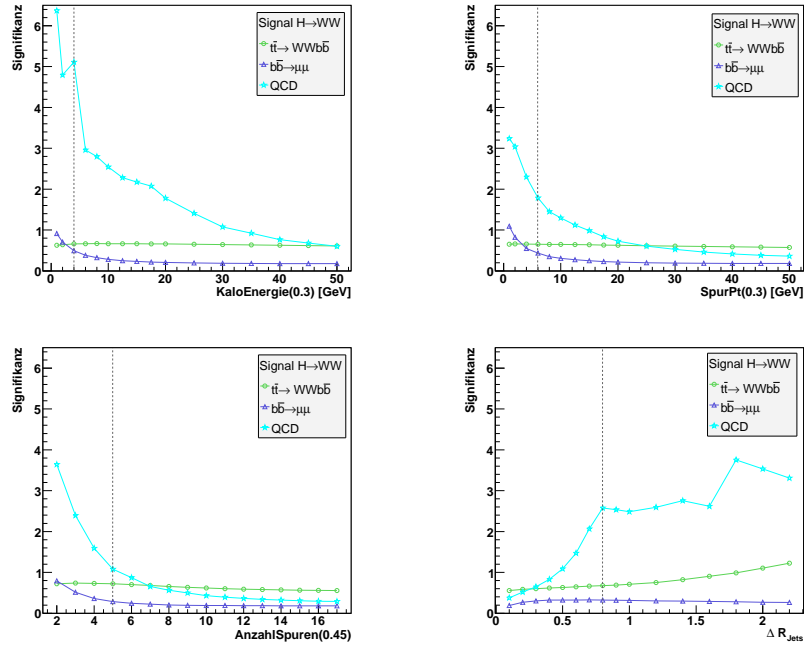


Abbildung 4.23: Signifikanz des Signalprozesses für die betrachteten Untergrundprozesse in Abhängigkeit der Schnittgrenzen, die vertikalen Linien markieren geeignete Schnittwerte.

Schnitt	$t\bar{t}$	$b\bar{b}$	QCD
ohne Isolationsschnitt	0.55	0.18	0.25
$KaloEnergie(0.3) < 4 \text{ GeV}$	0.66	0.49	5.11
$SpurPt(0.3) < 6 \text{ GeV}$	0.65	0.43	1.79
$AnzahlSpuren(0.45) < 5$	0.72	0.29	1.08
kein $e^-$ näher als $dR = 0.2$ am Jet	0.50	0.16	0.23
$\Delta R_{Jets} > 0.8$	0.67	0.32	2.57

Tabelle 4.4: Signifikanz des Signalprozesses bzgl. der drei Untergrundprozesse für die optimalen Schnitte.

## 4.8 Statistische Fehler auf die Effizienzen

Für den statistischen Fehler auf die Effizienz  $\epsilon$  eines Schnittes nach (4.6) ergibt sich:

$$\delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}} \quad (4.8)$$

wobei für  $N$  die Anzahl der Ereignisse nach der Vorselektion, also ohne Schnitt auf die Isolation, einzusetzen ist (siehe Tabelle 4.2, S. 36).

Dieser binomiale Fehler verschwindet für  $\epsilon = 0$  oder  $1$  und ist maximal für  $\epsilon = 0.5$ . Sein Wert für  $\epsilon$  und  $(1 - \epsilon)$  ist gleich. Tabelle 4.5 gibt die statistischen Fehler der Effizienzen bei  $\epsilon = 0.5$  an, um einen Anhaltspunkt für die maximalen Werte zu geben. Außerdem sind die Werte für eine Effizienz von  $0.25$  bzw.  $0.75$  enthalten. Es zeigt sich, dass auch für die Prozesse, für die nach der Vorselektion nur wenige Ereignisse vorhanden sind, der statistische Fehler klein ist.

Prozess	Anzahl ohne Schnitt ( $N$ )	$\delta\epsilon$ bei $\epsilon = 0.5$	$\delta\epsilon$ bei $\epsilon = 0.75$ bzw. $0.25$
$H \rightarrow WW$	4813	0.0072	0.0027
$Z \rightarrow \mu\mu$	9723	0.0050	0.0019
$t\bar{t}$	4332	0.0076	0.0028
$QCD$	1804	0.0118	0.0044
$b\bar{b}$	1864	0.0116	0.0043
$W \rightarrow \mu\nu$	799	0.0177	0.0066

Tabelle 4.5: Statistische Fehler auf die Effizienzen bei einer Effizienz von  $0.5$  und  $0.25$  bzw.  $0.75$  für die betrachteten Prozesse.

## 4.9 Systematische Fehler

Neben den statistischen Fehlern aufgrund der begrenzten Datenmenge, die im vorangegangenen Abschnitt bestimmt worden sind, können eine Reihe systematischer Fehler die Ergebnisse beeinflussen. Werden beispielsweise Transversalimpulse bei der Rekonstruktion über- oder unterschätzt, können sich für die Isolation abweichende Resultate ergeben. Um diesen Einfluss abschätzen zu können, wird die bei der Berechnung der Jet-Isolation gewählte Untergrenze für den Jet-Transversalimpuls variiert. Eine analoge Betrachtung wird für die Untergrenze der Spur-Transversalimpulse

gemacht. Auch Einflüsse aufgrund der Beschleuniger- und Detektor-Architektur werden diskutiert.

### 4.9.1 Variation der Untergrenze des Jet-Transversalimpulses

Bei der Berechnung des Abstandes des ersten Myons zum nächsten Jet,  $\Delta R_{Jets}$ , werden nur Jets berücksichtigt, deren Transversalimpuls  $p_{T,Jet}$  mindestens 20 GeV beträgt (siehe Kap. 4.5.3). Die Wahl dieser Untergrenze kann die Qualität der Schnitte auf  $\Delta R_{Jets}$  beeinflussen. Um dies zu untersuchen, wird die Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeffizienz verschiedener  $\Delta R_{Jets}$ -Schnitte für mehrere  $p_{T,Jet}$ -Untergrenzen verglichen. Abb. 4.24 zeigt dies für den Signal- und den Kalibrationsprozess, jeweils für die drei betrachteten Untergründe.

Es ist zu erkennen, dass die Schnittqualität auf  $\Delta R_{Jets}$  für die Untergründe aus  $t\bar{t}$ - und QCD-Zerfällen für  $p_{T,Jet} > 30$  GeV am höchsten ist, die Unterschiede sind allerdings viel kleiner als für den  $b\bar{b}$ -Untergrund. Dieser lässt sich für kleinere Werte von  $p_{T,Jet}$  deutlich besser unterdrücken. Die gewählte Untergrenze von  $p_{T,Jet} > 20$  GeV stellt somit einen guten Kompromiss dar. Der Einfluss der Variation der  $p_{T,Jet}$ -Untergrenze ist für den Signal- und den Kalibrationsprozess sehr ähnlich.

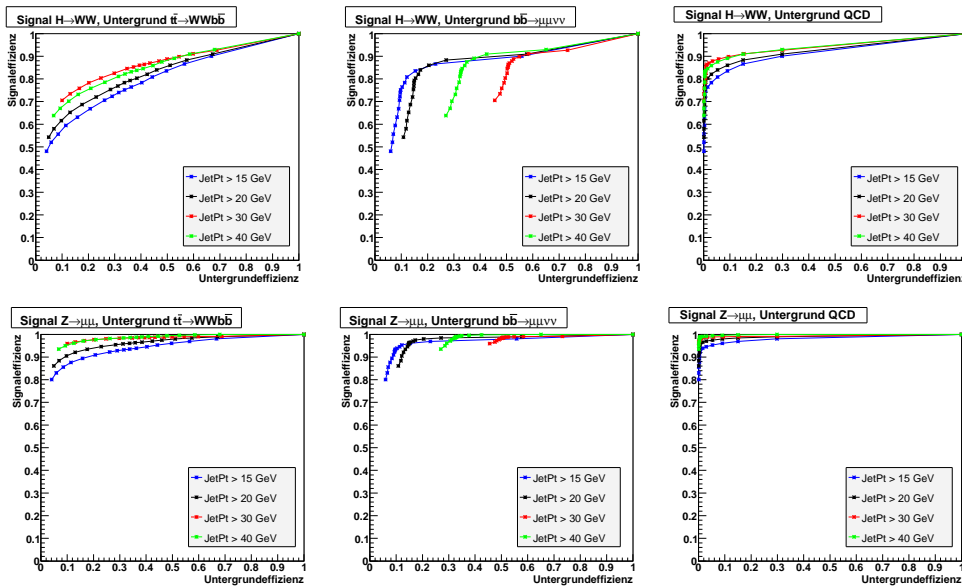


Abbildung 4.24: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeffizienz für Schnitte auf die Variable  $\Delta R_{Jets}$ , jeweils für verschiedene Werte der verlangten Untergrenze des Jet-Transversalimpulses. Oben ist der Verlauf für den Signalprozess zu sehen, unten für den Kalibrationsprozess.

## 4.9.2 Variation der Untergrenze des Spur-Transversalimpulses

Bei der Berechnung der Variablen der Spur-Isolation wird eine Untergrenze auf den Transversalimpuls der Spuren verlangt. Es werden nur Spuren berücksichtigt, die einen Transversalimpuls von  $p_{T,Spur} > 0.4 \text{ GeV}$  haben (siehe Kap. 4.5.2). Analog zur Betrachtung im vorangegangenen Abschnitt wird hier der Einfluss der Variation der  $p_{T,Spur}$ -Untergrenze auf die Qualität der Schnitte auf die beiden Variablen  $AnzahlSpuren(0.45)$  und  $SpurPt(0.45)$  untersucht. Wie Abb. 4.25 zeigt, ist die Qualität der Schnitte auf die Variable  $SpurPt(0.45)$  weitgehend unabhängig von der geforderten Untergrenze von  $p_{T,Spur}$ , der Verlauf der Kurven ist fast identisch. Für Schnitte auf die Variable  $AnzahlSpuren(0.45)$  zeigen sich für den Untergrund aus  $b\bar{b}$ -Prozessen leichte Unterschiede (siehe Abb. 4.26). Für höhere  $p_{T,Spur}$ -Untergrenzen ergeben sich höhere Signaleffizienzen. Allerdings muss hier, wie schon zuvor, berücksichtigt werden, dass die Punkte am linken Ende der Kurven zu sehr harten und damit fehleranfälligen Schnitten gehören. Werden diese Punkte nicht berücksichtigt, ergibt sich für  $p_{T,Spur} > 0.4 \text{ GeV}$  die beste Schnittqualität. Für Untergrenzen kleiner  $0.4 \text{ GeV}$  ergeben sich dieselben Resultate wie für den Wert  $0.4 \text{ GeV}$ . Dieser Wert ist durch die untere Grenze der Detektoraufösung gegeben, daher enthalten die Simulationsdaten keine Spuren mit kleinerem Transversalimpuls. Auch für den Einfluss der Variation der  $p_{T,Spur}$ -Untergrenze ist für den Signal- und den Kalibrationsprozess eine große Ähnlichkeit zu erkennen.

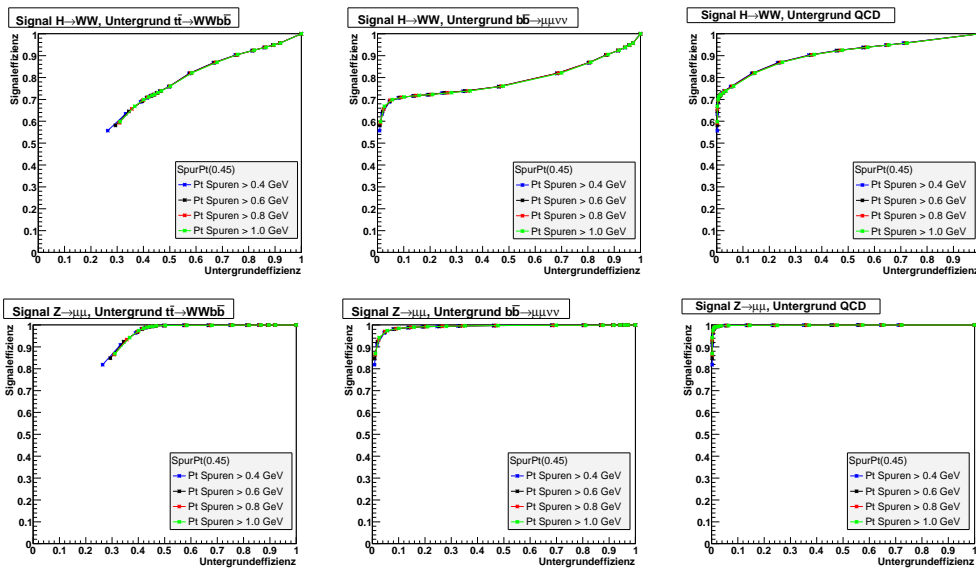


Abbildung 4.25: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeffizienz für Schnitte auf die Variable  $SpurPt(0.45)$  für verschiedene Werte der verlangten Untergrenze des Spur-Transversalimpulses, oben für den Signal-, unten für den Kalibrationsprozess.



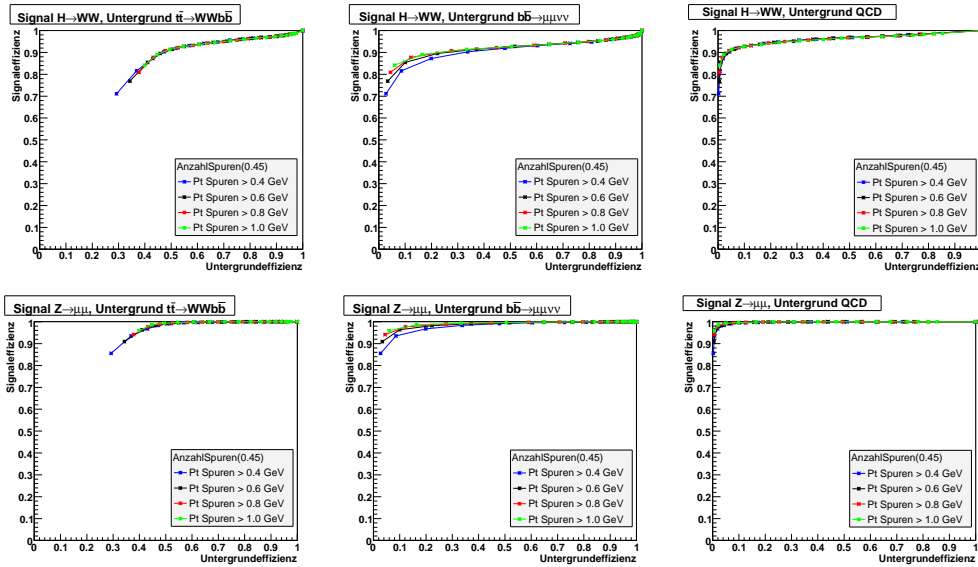


Abbildung 4.26: Signaleffizienz in Abhängigkeit der Untergrundeffizienz für Schnitte auf die Variable  $AnzahlSpuren(0.45)$  für verschiedene Werte der verlangten Untergrenze von  $p_{T,spur}$ , oben für den Signalprozess, unten für den Kalibrationsprozess.

### 4.9.3 Einfluss von Pile-Up und Cavern Background

Bei ATLAS sind unter dem Begriff „Pile-Up“ zwei Effekte zusammengefasst [35]:

- Bei der LHC-Designluminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (siehe Kap. 3.1) finden bei jeder Kollision der Teilchenpakete, dem sog. Bunch-Crossing, im Durchschnitt 23 Proton-Proton-Wechselwirkungen statt. Ereignet sich eine physikalisch interessante Wechselwirkung, die den Trigger auslöst (siehe Kap. 3.2.5), so enthalten die abgespeicherten Daten auch die Endprodukte der übrigen Proton-Proton-Kollisionen. Die durchschnittliche Anzahl der Wechselwirkungen pro Bunch-Crossing skaliert linear mit der Luminosität.
- Bei einer Taktrate von 40 MHz werden die Teilchenpakete alle 25 ns zur Kollision gebracht. Wenn ein Ereignis als relevant identifiziert und die Detektordaten des entsprechenden Bunch-Crossings ausgelesen werden, befinden sich in den ATLAS Subdetektoren zusätzlich Einträge der vorhergehenden und nachfolgenden Bunch-Crossings.

Neben dem Pile-Up muss auch der sog. „Cavern Background“ berücksichtigt werden. Er beinhaltet Neutronen, die bei der Kollision der Protonenstrahlen entstehen und durch Lücken zwischen den Kalorimetern aus dem inneren Teil des Detektors entweichen können, da sich an diesen Stellen kein Absorbermaterial befindet. Diese Neutronen verursachen Einträge im Myonspektrometer oder werden an den Wänden

der Detektorhalle reflektiert und durchdringen weitere Detektorkomponenten.

Zum Zeitpunkt dieser Studie liegen nur wenige Pile-Up-Datensätze vor. Von den in dieser Analyse untersuchten Prozessen sind nur Daten des Kalibrationsprozesses  $Z \rightarrow \mu\mu$  und des  $t\bar{t}$ -Untergrundes  $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow \ell\nu + X$  verfügbar. Daher wird der Einfluss der beschriebenen Effekte anhand dieser beiden Prozesse untersucht.

Abb. 4.27 zeigt, exemplarisch für den Kalibrationsprozess, den Unterschied in der Anzahl der Jets pro Ereignis, in der Summe  $H_T$  der Transversalimpulse der Jets, in der Anzahl der Spuren und in der fehlenden transversalen Energie  $\cancel{E}_T$  ohne Pile-Up (links) und mit Pile-Up<sup>3</sup> (rechts). Es wird deutlich, dass die Anzahl der Jets und der Spuren im Ereignis zunimmt. Dies entspricht den Erwartungen, da sich mehr Teilchen im Ereignis befinden. Die Summe der Transversalimpulse der Jets,  $H_T$ , nimmt daher ebenfalls zu. Da die Jet-Aktivität und die Anzahl der Spuren höher sind, müssen im Detektor mehr Einträge erfasst und richtig rekonstruiert werden. Dadurch kommt es verstärkt zu Fehlmessungen, was sich in der erhöhten fehlenden transversalen Energie  $\cancel{E}_T$  bemerkbar macht.

Aufgrund der höheren Anzahl an Spuren und Jets im Ereignis wird eine schlechtere Isolation des ersten Myons erwartet. Abb 4.28 zeigt den Verlauf der Effizienzen des Kalibrationsprozesses und des  $t\bar{t}$ -Untergrundes in Abhängigkeit von den Schnittgrenzen auf die vier Isolationsvariablen, exemplarisch für  $dR = 0.45$ . Für beide Prozesse ist jeweils die Kurve ohne Pile-Up und mit Pile-Up zu sehen. Es wird deutlich, dass die Effizienzen für beide Prozesse abnehmen, wenn der Effekt von Pile-Up berücksichtigt wird. Wie erwartet ist das erste Myon mit Pile-Up schlechter isoliert.

Um beurteilen zu können, ob Pile-Up die Qualität der Schnitte auf die verschiedenen Isolationsvariablen beeinflusst, wird wieder für verschiedene Schnitte die Effizienz des Kalibrationsprozesses gegen die des Untergrundes angetragen (siehe Abb. 4.29). Es zeigt sich, dass die Qualität der Schnitte auf die Variablen  $KaloEnergie(0.45)$  und  $AnzahlSpuren(0.45)$  durch Pile-Up kaum beeinflusst wird. Für Schnitte auf die Variable  $SpurPt(0.45)$  ergeben sich sogar minimal bessere Ergebnisse aufgrund statistischer Schwankungen. Die Qualität von Schnitten auf die Variable  $\Delta R_{Jets}$  nimmt dagegen unter dem Einfluss von Pile-Up ab.

Die Berücksichtigung von Effekten wie Pile-Up und Cavern Background ist notwendig, um die Monte-Carlo-Daten der realen Situation anzupassen. Die Simulation von Pile-Up ist sehr komplex, im laufenden Experiment werden deshalb echte Daten dafür verwendet. Die Analyse solcher Monte-Carlo-Daten gibt aber einen Anhaltspunkt dafür, wie die Eigenschaften der Teilchen, z.B. die Isolation des ersten Myons, in echten Daten aussehen werden. Die Tatsache, dass die Qualität der Schnitte auf die Isolation durch die Berücksichtigung von Pile-Up nur wenig beeinflusst wird, lässt darauf schließen, dass die Myonisation auch in echten Daten die Separation einiger Prozesse ermöglicht.

---

<sup>3</sup>Im Folgenden ist in der Bezeichnung „Pile-Up“ auch der Cavern Background mit einbezogen.

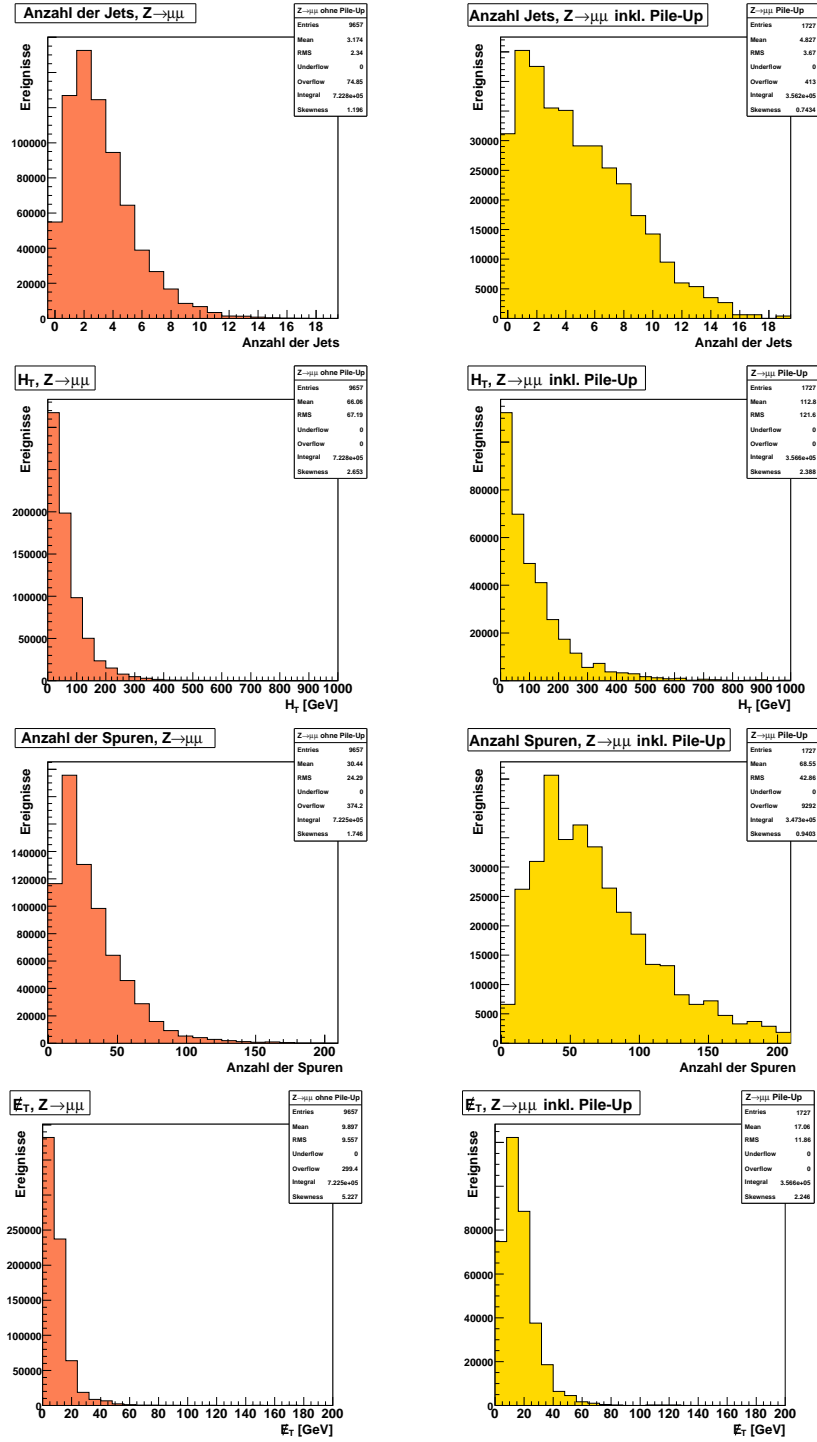


Abbildung 4.27: Verteilungen der Jet-Anzahl, der Summe der Transversalimpulse der Jets,  $H_T = (\sum p_{T, \text{Jets}})$ , der Anzahl der Spuren und der fehlenden transversalen Energie  $E_T$  (von oben nach unten) für den Kalibrationsprozess, links ohne den Einfluss von Pile-Up und Cavern Background, rechts mit. Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen.

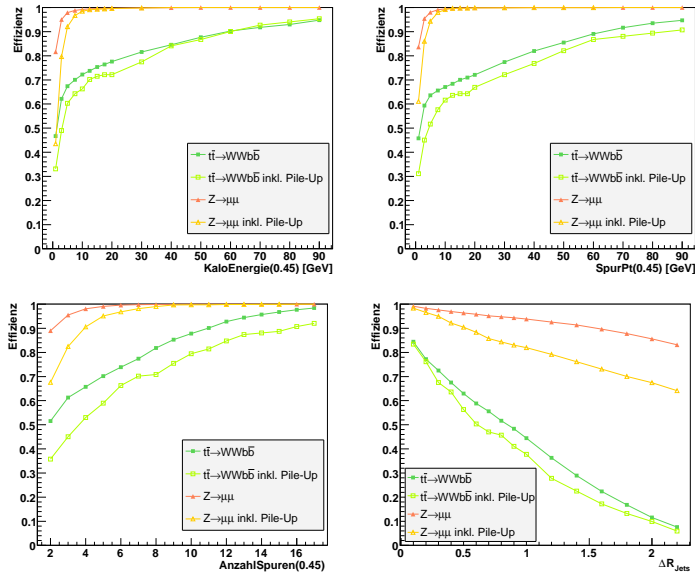


Abbildung 4.28: Verlauf der Effizienzen (nach Gl. (4.6)) in Abhängigkeit der Schnittgrenzen auf die vier Isolationsvariablen für den Kalibrationsprozess und den  $t\bar{t}$ -Untergrund, mit und ohne Pile-Up und Cavern Background

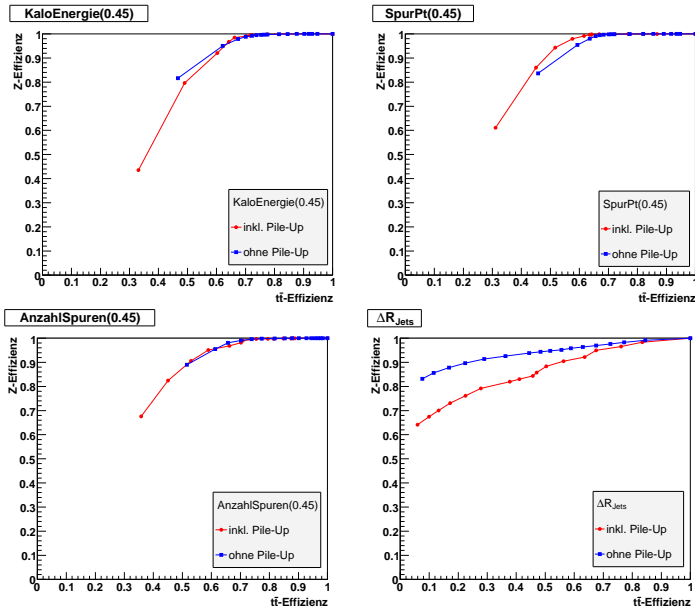


Abbildung 4.29: Effizienz des Kalibrationsprozesses in Abhängigkeit von der Effizienz des  $t\bar{t}$ -Untergrundes für Schnitte auf die vier Isolationsvariablen, mit Pile-Up (rot) und ohne Pile-Up (blau).

#### 4.9.4 Zusammenfassung der systematischen Fehler

In der Analyse systematischer Fehler ist untersucht worden, wie groß die Einflüsse verschiedener Unsicherheiten auf die Ergebnisse der hier durchgeführten Isolationsstudien sind. Es hat sich gezeigt, dass eine Variation des Mindesttransversalimpulses der Jets, die für die Berechnung der Variable  $\Delta R_{Jets}$  berücksichtigt werden, die Ergebnisse v.a. für die Unterdrückung des  $b\bar{b}$ -Untergrundes deutlich beeinflusst. Eine analoge Betrachtung des Transversalimpulses der Spuren, die in die Variablen der Spur-Isolation einfließen, ergibt dagegen eine hohe Stabilität der erzielten Ergebnisse gegenüber der Variation dieser Untergrenze.

Auch für „Pile-Up“ und „Cavern-Background“ konnte gezeigt werden, dass diese Effekte nur die Resultate für die Variable  $\Delta R_{Jets}$  deutlich beeinflussen, für die anderen Isolationsvariablen ergeben sich auch hier keine großen Abweichungen der Schnittqualität.

### 4.10 Einfluss des Higgs-Produktionsmechanismus

Wie bereits früher erwähnt, wird für die Isolation der Myonen aus dem Higgs-Zerfall ein Unterschied erwartet, abhängig davon, aus welchem Produktionsmechanismus das Higgs-Boson hervorgegangen ist. Der in dieser Studie untersuchte Datensatz beinhaltet Higgs-Bosonen aus Gluon-Gluon-Fusion und aus Vektorboson-Fusion (VBF). Wie in Abb. 2.2 (a) und (b) zu erkennen ist, zeichnet sich die Produktion über Vektorbosonen im Gegensatz zur Gluon-Gluon-Fusion durch zwei verbleibende Quarks aus. Daraus resultiert eine höhere hadronische Aktivität im Ereignis, wodurch die Myonen aus dem Higgs-Zerfall weniger isoliert auftreten.

In Monte-Carlo-Daten ist neben den Teilcheneigenschaften, die aus der simulierten Detektormessung rekonstruiert werden, auch die wahre Information über jedes Ereignis gespeichert, die aus der Ereignisgenerierung stammt. Es lässt sich also in den Datensätzen sehen, welcher Prozess generiert wurde. Zu jedem Teilchen eines Ereignisses ist gespeichert, aus welchem Zerfall es kommt, d.h. welches sein sog. Mutterteilchen ist. Auf diese Weise lassen sich die Ereignisse des hier verwendeten Datensatzes für den Higgs-Zerfall dahingehend unterscheiden, ob das Higgs-Boson aus Gluon-Gluon- oder Vektorboson-Fusion entstanden ist. So kann die Isolation der Myonen für diese beiden Produktionsmechanismen getrennt voneinander betrachtet werden.

Abb. 4.30 zeigt die Verteilungen der verschiedenen Isolationsvariablen für das erste Myon aus dem betrachteten Higgs-Zerfall, links für Higgs-Bosonen aus Gluon-Gluon-Fusion, rechts für solche aus Vektorboson-Fusion. Das erste Myon aus Zerfällen von Higgs-Bosonen, die aus Vektorbosonen entstanden sind, ist leicht weniger isoliert.

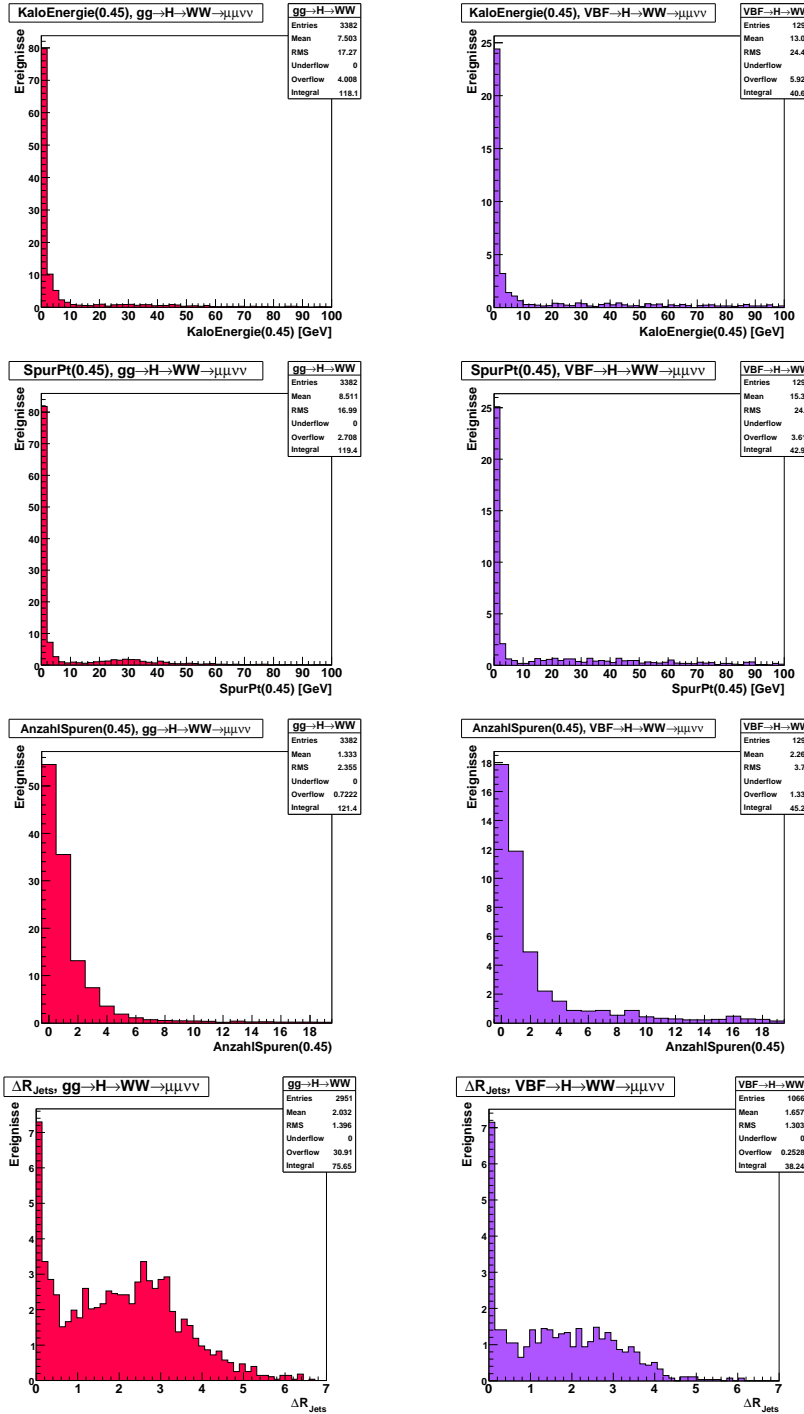


Abbildung 4.30: Verteilungen der untersuchten Isolationsvariablen mit Kegelradius  $dR = 0.45$  für die betrachteten Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons: Gluon-Gluon-Fusion (links) und Vektorboson-Fusion (rechts). Die Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$  normiert und enthalten alle Ereignisse, die die Kriterien der Vorselektion (siehe Kap. 4.4) erfüllen.

Es gibt mehr Ereignisse, in denen für die Kalorimeterenergie nahe des Myons höhere Werte gemessen werden. Gleiches gilt für die Anzahl und den Transversalimpuls nahegelegener Spuren. Für die Verteilung der Jet-Isolation ist der Unterschied am deutlichsten. Der Anteil der Ereignisse, in denen der Abstand des ersten Myons zum nächsten Jet groß ist, ist im Zerfall von Higgs-Bosonen aus Vektorboson-Fusion geringer.

Um den Unterschied in der Schnitteffizienz auf die Isolation für diese beiden Produktionsmechanismen zu analysieren, werden wie in Kap. 4.6 für verschiedene Schnitte die Signaleffizienz gegen die Untergrundeffizienz angetragen. Abb 4.31 zeigt dies exemplarisch für die Variable  $KaloEnergie(0.45)$  und den Untergrund aus  $t\bar{t}$ -Zerfällen. Es ist deutlich zu sehen, dass sich für den Prozess  $gg \rightarrow H$  bei jeweils gleicher Untergrundeffizienz eine höhere Signaleffizienz ergibt als für  $VBF \rightarrow H$ . Das bedeutet, dass Schnitte auf  $KaloEnergie(0.45)$  den Prozess  $gg \rightarrow H$  besser vom  $t\bar{t}$ -Untergrund separieren, als den Prozess  $VBF \rightarrow H$ .

Dieses Ergebnis ergibt sich für alle Untergründe und für alle betrachteten Isolationsvariablen. Es bestätigt die Erwartung, dass das erste Myon aus dem Zerfall des Higgs-Bosons isolierter ist, wenn dieses aus Gluon-Gluon-Fusion entstanden ist.

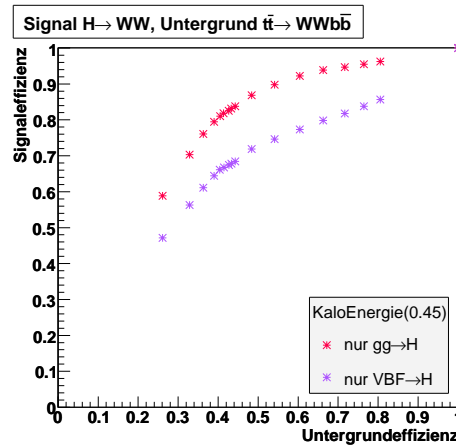


Abbildung 4.31: Effizienz des Signalprozesses in Abhängigkeit der Effizienz des  $t\bar{t}$ -Untergrundes für verschiedene Schnitte auf die Variable  $KaloEnergie(0.45)$  für das erste Myon. Für den Signalprozess wird zwischen Gluon-Gluon-Fusion und Vektorboson-Fusion unterschieden.

## 4.11 Untergrund W+Jets

In Kap. 4.5 und 4.6 ist deutlich geworden, dass sich der betrachtete Untergrund aus W+Jets-Ereignissen nicht durch Schnitte auf die Isolation des ersten Myons unterdrücken lässt. Dieses Myon stammt aus dem Zerfall des W-Bosons,  $W \rightarrow \mu\nu$ , und ist daher ähnlich isoliert wie das erste Myon aus dem Signalprozess  $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\mu\nu\nu$ . Treten allerdings weitere Myonen in diesem Untergrundprozess auf, handelt es sich dabei um Produkte aus Sekundärprozessen. Diese Myonen entstehen in Jets, daher wird erwartet, dass sie deutlich weniger isoliert sind.

Wie in Tabelle 4.2 zu sehen ist, erfüllen nur rund 10% der W+Jets-Ereignisse die Forderung nach mindestens zwei Myonen. Wiederum in einem Drittel dieser Ereignisse haben die ersten beiden Myonen den geforderten Mindestwert des Transversalimpulses. Trotz dieses kleinen Prozentsatzes ist dieser Untergrund nicht vernachlässigbar, da sein Wirkungsquerschnitt um einen Faktor von  $10^4$  größer ist als der des Signalprozesses (siehe Tabelle 4.1).

Inwieweit sich der Untergrund aus W+Jets-Ereignissen anhand der Isolation des zweiten Myons unterdrücken lässt, wird hier exemplarisch für die Kalorimeter-Isolation untersucht. Abb. 4.32 zeigt die Effizienz von Schnitten auf die Variable  $KaloEnergie(0.3)$  für das zweite Myon der untersuchten Prozesse. Dabei ist hier bereits die Forderung enthalten, dass für das erste Myon  $KaloEnergie(0.3) < 6$  GeV gilt. Dieser Schnitt wurde in Kap. 4.6 als geeigneter Wert für die Kalorimeter-Isolation des ersten Myons bestimmt. Es werden also nur Ereignisse betrachtet, in denen das erste Myon isoliert ist. Deshalb ist die Effizienz der Untergrundprozesse bereits für sehr hohe Obergrenzen auf  $KaloEnergie(0.3)$  des zweiten Myons deutlich kleiner 1.

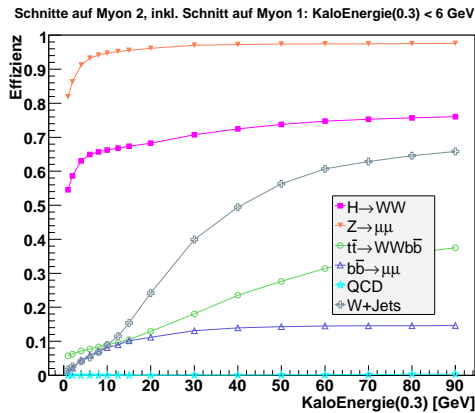


Abbildung 4.32: Verlauf der Effizienzen in Abhängigkeit der Schnittgrenzen auf die Variable  $KaloEnergie(0.3)$  für das zweite Myon der betrachteten Prozesse. Es ist außerdem der Schnitt  $KaloEnergie(0.3) < 6$  GeV für das erste Myons enthalten.



Es ist deutlich zu sehen, dass sich der W+Jets-Untergrund durch Schnitte auf die Isolation des zweiten Myons sehr gut unterdrücken lässt. Auch die Effizienzen der zuvor untersuchten Untergrundprozesse können so weiter reduziert werden. Ein Schnitt von  $KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$  für das erste Myon und gleichzeitig ein Schnitt von  $KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$  für das zweite Myon erhält ca. 95 % des Kalibrationsprozesses und 65 % des Higgs-Zerfalls, allerdings nur rund 7 % der Untergründe aus  $t\bar{t}$ -,  $b\bar{b}$ - und W+Jets-Prozessen und weniger als 1 % der QCD-Ereignisse.

Tabelle 4.6 zeigt die Verbesserung der Signifikanz durch Schnitte auf die Kalorimeter-Isolation der ersten beiden Myonen für den Signalprozess bzgl. der betrachteten Untergrundprozesse. Es wird deutlich, dass ein Schnitt auf die Isolation des ersten Myons von  $KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$  für den W+Jets-Untergrund keine Verbesserung der Signifikanz bringt. Wird zusätzlich auf die Kalorimeter-Isolation des zweiten Myons geschnitten, hier ebenfalls  $KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$ , kann eine deutliche Erhöhung der Signifikanz für diesen Untergrund erzielt werden. Auch für die zuvor untersuchten Untergründe wird die Signifikanz durch diesen zusätzlichen Schnitt erhöht. Für den QCD-Untergrund sind aufgrund der kleinen Statistik nach diesen beiden Schnitten keine Ereignisse mehr vorhanden ( $B = 0$ ), daher wird die Signifikanz  $S/\sqrt{B}$  unendlich.

Schnitt	$t\bar{t}$	$b\bar{b}$	QCD	W+Jets
ohne Isolationsschnitt	0.55	0.18	0.25	0.52
nur Myon 1 isoliert: $KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$	0.66	0.38	2.96	0.49
auch Myon 2 isoliert: $KaloEnergie(0.3) < 6 \text{ GeV}$	1.29	0.49	$(\rightarrow \infty)$	1.46

Tabelle 4.6: Signifikanz des Signalprozesses bzgl. der betrachteten Untergrundprozesse für Schnitte auf die Kalorimeter-Isolation des ersten und des zweiten Myons.



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Der Nachweis des Higgs-Bosons stellt eines der großen Ziele des ATLAS Experiments am LHC dar. Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Studie des Zerfalls  $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  bei einer Higgs-Masse von  $m_H = 170 \text{ GeV}$  anhand von Monte-Carlo-Simulationsdaten im Rahmen des ATLAS Experiments. Für diesen Zerfall des Higgs-Bosons wird erwartet, dass die Myonen isoliert von hadronischer Aktivität auftreten. In der Studie wurde untersucht, wie effizient sich Untergründe aus  $t\bar{t}$ -,  $b\bar{b}$ - und QCD-Zerfällen aufgrund der Isolation des Myons mit höchstem Transversalimpuls unterdrücken lassen. Die Studie wurde analog für den leptonicen Zerfall des Z-Bosons,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ , durchgeführt, da in diesem Prozess stark isolierte Myonen auftreten.

Es wurden vier verschiedene Isolationskriterien analysiert: die Energie in den Kalorimeterzellen innerhalb eines Kegels mit Radius  $dR$  um das Myon,  $KaloEnergie(dR)$ , die Anzahl der Spuren innerhalb  $dR$ ,  $AnzahlSpuren(dR)$ , die Summe der Transversalimpulse der Spuren innerhalb  $dR$ ,  $SpurPt(dR)$ , und der Abstand des Myons zum nächsten Jet,  $\Delta R_{Jets}$ . Es hat sich gezeigt, dass das erste Myon aus dem Higgs-Zerfall weniger stark isoliert ist als das aus dem Z-Zerfall, dieses Kriterium aber trotzdem geeignet ist, um die betrachteten Untergründe gegenüber dem Higgs-Signal z.T. stark zu unterdrücken.

Es wurde das Verhältnis von Signal- zu Untergrundeffizienz bei Schnitten auf die verschiedenen Isolationsvariablen betrachtet. Dabei wurden zuerst jeweils geeignete Werte für den Radius  $dR$  bestimmt. Es zeigte sich, dass für die Variablen  $KaloEnergie(dR)$  und  $SpurPt(dR)$  kleinere  $dR$ -Werte (0.3 bzw. 0.2) bessere Ergebnisse liefern, für  $AnzahlSpuren(dR)$  sind mittlere Kegelgrößen (0.45) geeigneter. Der anschließende Vergleich der Variablen einschließlich  $\Delta R_{Jets}$  ergab, dass Schnitte auf die Variable  $AnzahlSpuren(0.45)$  alle betrachteten Untergründe am stärksten unterdrücken. Außerdem zeigte sich in den Ergebnissen eine große Ähnlichkeit zwischen dem Signal- und dem Untergrundprozess, v.a. für die Variable  $AnzahlSpuren(dR)$ . Lediglich die Resultate für  $SpurPt(dR)$  unterscheiden sich deutlich.

Als ein weiterer Aspekt wurde die Schnittqualität auf die verschiedenen Isolationsvariablen anhand der Erhöhung der Signifikanz  $S/\sqrt{B}$  untersucht. Bei der Bestimmung der optimalen  $dR$ -Werte wurde zusätzlich berücksichtigt, dass die Signaleffizienz nicht zu stark reduziert werden soll. Dabei ergab sich für die Variable  $AnzahlSpuren(dR)$  ein mittlerer Kegelradius (0.45) als bester Wert, für die Variablen  $KaloEnergie(dR)$  und  $SpurPt(dR)$  waren die Ergebnisse für kleine  $dR$ -Werte (0.3)

besser. Der Vergleich der Isolationsvariablen ergab, dass keine der Variablen gleichzeitig für alle Untergründe die höchste Signifikanz erzielt. Für hohe Signaleffizienzen sind auch hier Schnitte auf die Variable  $AnzahlSpuren(0.45)$  am geeignetsten. Für niedrigere Signaleffizienzen ergibt sich für Schnitte auf die Variable  $\Delta R_{Jets}$  für  $t\bar{t}$ ,  $SpurPt(0.3)$  für  $b\bar{b}$  bzw.  $KaloEnergie(0.3)$  für QCD die höchste Signifikanz. Auch hier zeigten die Ergebnisse für den Higgs- und den Z-Zerfall große Ähnlichkeit.

Neben den statistischen Fehlern auf die Effizienzen, die sich als sehr klein erwiesen haben, wurden auch systematische Einflüsse diskutiert. Es hat sich gezeigt, dass die Wahl des Transversalimpulses, den Jets mindestens haben müssen, um bei der Bestimmung des Abstandes des Myons zum nächsten Jet,  $\Delta R_{Jets}$ , berücksichtigt zu werden, die Ergebnisse z.T. deutlich beeinflusst. Analog dazu wurde die Untergrenze des Spur-Transversalimpulses bei der Berechnung der Variablen  $AnzahlSpuren(dR)$  und  $SpurPt(dR)$  variiert. Hier zeigte sich, dass der Einfluss auf die Ergebnisse sehr gering ist.

Als weitere systematische Studie wurde der Einfluss von Effekten wie „Pile-Up“ und „Cavern Background“ untersucht. Da die zentrale Produktion der Monte-Carlo-Daten, die diese Effekte beinhalten, noch nicht abgeschlossen ist, konnte dies nur für den Zerfall des Z-Bosons und den Untergrund aus  $t\bar{t}$ -Ereignissen untersucht werden. Aufgrund der höheren hadronischen Aktivität ergeben sich für Schnitte auf die Isolation kleinere Effizienzen für beide Prozesse. Das Verhältnis von Z- zu  $t\bar{t}$ -Effizienz wird dagegen kaum von diesen Effekten beeinflusst. Lediglich für Schnitte auf die Variable  $\Delta R_{Jets}$  ergeben sich deutlich schlechtere Ergebnisse.

Des Weiteren wurde der Einfluss des Produktionsmechanismus des Higgs-Bosons untersucht. Der dominante Prozess bei LHC ist dabei die Gluon-Gluon-Fusion. Aber auch die Produktion aus Vektorbosonen trägt zur Erzeugung bei. Es wurde daher untersucht, ob die Isolation der Myonen aus dem Zerfall des Higgs-Bosons von dessen Produktion abhängt. Dabei hat sich gezeigt, dass Myonen aus dem Zerfall eines über Vektorbosonen produzierten Higgs-Bosons weniger isoliert sind als solche, die aus einem Higgs-Boson stammen, das über Gluon-Gluon-Fusion erzeugt worden ist.

Als ein weiterer Untergrund des Higgs-Signals wurden W+Jets-Ereignisse untersucht, bei denen durch Fehlmessung mindestens ein weiteres Myon identifiziert worden ist. Das hochenergetische Myon aus dem W-Zerfall ist dabei ähnlich isoliert wie das aus dem Higgs-Zerfall, daher lässt sich dieser Untergrund nicht aufgrund der Isolation des ersten Myons unterdrücken. Als abschließender Aspekt dieser Arbeit konnte aber gezeigt werden, dass ein zusätzlicher Schnitt auf die Isolation des zweiten Myons diese Untergrundereignisse stark reduziert. Auch die bereits zuvor betrachteten Untergründe lassen sich so noch weiter unterdrücken.

Eine weiterführende Studie, die Schnitte auf die hier betrachteten Isolationsvariablen miteinander kombiniert und die Kombinationen optimiert, ist denkbar. Auf diese Weise können die Untergründe möglicherweise noch besser unterdrückt wer-

---

den. Auch eine analoge Betrachtung für weitere Prozesse, für die isolierte Myonen zu erwarten sind, könnte an die in dieser Arbeit dargestellten Studie anknüpfen. Für die Suche nach supersymmetrischen Teilchen wie Charginos oder Neutralinos kann eine Anpassung der hier vorgestellten Ergebnisse eine effizientere Unterdrückung der Untergründe bewirken.



# A Verwendete Datensätze

Für die Studie in dieser Arbeit wurden folgende Datensätze verwendet:

- csc11.005320.PythiaH170wll
- csc11.005145.PythiaZmumu
- csc11.005200.T1\_McAtNlo\_Jimmy
- csc11.005061.Alpge\_JimmyQCD3ExclJets
- csc11.005062.Alpge\_JimmyQCD4ExclJets
- csc11.005063.Alpge\_JimmyQCD5ExclJets
- csc11.005064.Alpge\_JimmyQCD6InclJets
- csc11.005105.PythiaWmumu
- vorläufiges Test-Sample des offiziellen Samples  
mc12.005714.PythiaB\_bbmu5mu15X

Die Pile-Up-Studien wurden anhand folgender Datensätze durchgeführt:

- trig1\_misal1\_csc11.005145.PythiaZmumu
- trig1\_misal1\_mc12.005200.T1\_McAtNlo\_Jimmy
- trig1\_pile1sf05\_misal1\_csc11.005145.PythiaZmumu
- trig1\_pile1sf05\_misal1\_csc11.005200.T1\_McAtNlo\_Jimmy





# Literaturverzeichnis

- [1] GRIFFITHS, D. J.: *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons Ltd, 1987.
- [2] HIGGS, P. W. , Phys. Lett. 12 (1964) 132, Phys. Lett. 13 (1964) 508, Phys. Rev. 145 (1966) 1156.
- [3] THE LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP: *offizielle Website*. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>.
- [4] MARTIN, B. R. ; SHAW, G.: *Particle Physics, 2nd Edition*. John Wiley & Sons Ltd, 1997.
- [5] ALIANI, P. ; ANTONELLI V. ; PICARIELLO, M. ; TORRENTE-LUJAN, E.: *Neutrino mass parameters from Kamland, SNO and other solar evidence*. Physical Review D, 69:013005, 2004.
- [6] WEBBER, B. R.: *Fragmentation and Hadronization*. hep-ph/9912292v1.
- [7] DJOUADI, A.: *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model*. hep-ph/0503172, 2005.
- [8] YAO, W.-M. ET AL.: *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G, 33:1+, 2006.
- [9] *Offizielle LHC-Website*. <http://lhc.web.cern.ch/lhc>.
- [10] GLADYSHEV, A. V. ; KAZAKOV, D. I.: *Supersymmetry and LHC*. hep-ph/0606288, 2006.
- [11] QUIROS, M.: *Introduction to extra dimensions*. hep-ph/0606153, 2006.
- [12] *LHC Design Report, Volume I*. <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [13] THE ATLAS COLLABORATION: *Detector and Physics Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC 99-14/15, 1999.

- [14] *Offizielle ATLAS-Website*. <http://atlas.ch>.
- [15] LAMPRECHT, M.: *Studien zu Effizienz und Akzeptanz des ATLAS-Myontriggers mit simulierten Messdaten*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [16] THE ATLAS COLLABORATION: *Calorimeter Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC 96-40, 1997.
- [17] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Muon Spectrometer, Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-22, 1997.
- [18] ELSING, M. ; SCHOERNER-SADENIUS, T.: *Configuration of the ATLAS Trigger System*. physics/0306046, 2003.
- [19] SJÖSTRAND, T. ; MRENNNA, S. ; SKANDS, P.: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. JHEP, 0605:026, 2006.
- [20] FRIXIONE, S. ; WEBBER, B. R.: *The MC@NLO 3.3 Event Generator*. hep-ph/0612272, 2006.
- [21] MANGANO, M. L. ; MORETTI, M. ; PICCININI, F. ET AL.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. JHEP, 0307:001, 2003.
- [22] CORCELLA, G. ; KNOWLES, I. G. ; MARCHESINI, G. ET AL.: *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*. JHEP, 0101:010, 2001.
- [23] *Offizielle GEANT4-Website*. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [24] ATLAS COMPUTING GROUP: *ATLAS Computing, Technical Design Report*. 2005.
- [25] ARNAULT, C ; ASSAMAGAN, K. ; BANSAL, V. ET AL.: *The ATLAS Computing Workbook*, 2007.
- [26] ATLAS INNER DETEKTOR COMMUNITY: *Inner Detector Technical Design Report*. 1997.
- [27] FORMICA, A.: *Design, implementation and deployment of the Saclay muon reconstruction algorithms (Muonbox/y) in the Athena software framework of the ATLAS experiment*. cs/0306105, 2003.
- [28] ADAMS, D. ; ASSAMAGAN, K. ET AL.: *Track Reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer with MOORE*. ATL-COM-MUON-2003-012, 2003.

- [29] ADAMS, D. ; ASSAMAGAN, K. ET AL.: *Muon identification and combined reconstruction for the ATLAS detector at CERN-LHC*, 2003.
- [30] GUPTA, A.: *Jet Algorithms in Athena*. ATLAS Physics Workshop, 2003.
- [31] BLAZEY, G. C. ; DITTMANN, J. R. ; ELLIS, S. D. ET AL: *Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*. hep-ex/0005012, 2000.
- [32] BUTTERWORTH, J. M. ; COUCHMAN, J. P. ; BOX, B. E. ; WAUGH, B. M.: *KtJet: A C++ Implementation of the  $K_T$  clustering algorithm*. 2002. MAN/HEP/2002/02.
- [33] ELMSHEUSER, J.: *Search for Higgs Boson in  $H \rightarrow WW$  Decays at the  $D\bar{O}$  Experiment and Precise Muon Tracking*. Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2004.
- [34] *LXR Cross-Referencer ATLAS Software*. <http://alxr.usatlas.bnl.gov>.
- [35] ASSAMAGAN, K.: *Pile-Up Status and Plans*. ATLAS Trigger & Physics Week, CERN, Juni 2007.
- [36] WHITESON, D. ; KADO, M.: *Muon Isolation Studies*. D0 Note 4070, 2003.



# Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bedanken bei:

- Prof. Dr. Dorothee Schaile für die Ermöglichung meiner Diplomarbeit an ihrem Lehrstuhl, für das mir entgegengebrachte Vertrauen und für die Erstellung des Erstgutachtens.
- Prof. Dr. Martin Faessler für die Erstellung des Zweitgutachtens.
- Dr. Johannes Elmsheuser für die Betreuung dieser Arbeit.
- Dr. Johannes Elmsheuser, Raphael Mameghani, Martin Lamprecht und Marcus Lichtnecker für die angenehme Atmosphäre in unseren jeweiligen Büros und die vielen Tips und aufbauenden Worte.
- Dr. Johannes Elmsheuser und Raphael Mameghani für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Raphael Mameghani für die geduldige Beantwortung all meiner programmier-technischen Fragen.
- Marion Lambacher für den Zuspruch und die vielen netten Gespräche vor allem in den letzten Wochen.
- Allen Mitarbeitern, die ich in diesem Jahr am Lehrstuhl für Elementarteilchenphysik kennenlernen durfte und in deren Reihen ich mich sehr wohl gefühlt habe: Otmar Biebel, Philippe Calfayan, Julien de Graat, Günter Duceck, Johannes Elmsheuser, Albert Engl, Frank Fiedler, Herta Franz, Alexander Grohsjean, Petra Haefner, Ralf Hertenberger, John Kennedy, Gernot Kroboth, Christian Kummer, Peter Lang, Marion Lambacher, Martin Lamprecht, Markus Lichtnecker, Tariq Mahmoud, Raphael Mameghani, Doris Merkl, Alexander Mlynek, Thomas Müller, Thomas Nunnemann, Felix Rauscher, Martina Reithmeier, Benjamin Ruckert, Dorothee Schaile, Matthias Schott, Cedric Serfon, Raimund Ströhmer, Britta Tiller und Attila Varga.

- Meinen Kollegen bei Link-M, die mich mein ganzes Studium begleitet und mir auch in stressigen Zeiten einen Nebenjob ermöglicht haben. Ein besonderer Dank geht dabei an meinen Kollegen Nicki für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Meinen Eltern für ihre Unterstützung während meines Studiums und dafür, dass sie immer hinter mir stehen.
- Meinem Freund Michael für die Unterstützung, den Zuspruch und sein Verständnis in den letzten Jahren und nicht zuletzt für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

## **Selbstständigkeitserklärung**

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Gabriele Reiter

München, den 20.07.07

