



Heiko Laier

---

Suche nach Multiobjektendzuständen  
mit dem ATLAS-Detektor

Diplomarbeit

HD-KIP-11-79



**Fakultät für Physik und Astronomie**  
**Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Heiko Laier**  
geboren in Heidelberg  
2011



Suche nach  
Multiobjektendzuständen  
mit dem  
ATLAS-Detektor

Die Diplomarbeit wurde von Heiko Laier  
ausgeführt am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon



## Zusammenfassung

Durch die Inbetriebnahme des LHC im März 2010 bei Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  wurden für pp-Kollisionen bisher unerforschte kinematische Bereiche zugänglich. Anhand erster Daten, die einer integrierten Luminosität von  $295 \text{ nb}^{-1}$  entsprechen, können Theorien neuer Physik wie das Modell großer, räumlicher Extradimensionen (ADD) überprüft werden. Durch die Extradimensionen wird die Gravitation bei kleinen Abständen mit den anderen fundamentalen Kräften vergleichbar stark. Diese Arbeit befasst sich mit der Suche nach gravitativen Phänomenen in der Nähe der fundamentalen Planck-Skala ( $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ ). Eine modellunabhängige Suche nach Multiobjektendzuständen wird überprüft und hinsichtlich eines inklusiveren Multiplizitätskriteriums variiert. Der Vergleich einer Monte-Carlo-basierten Untergrundabschätzung mit Daten zeigt keine Abweichungen vom Standardmodell. Für die ursprüngliche und die modifizierte Analyse wurden obere Grenzen auf das Produkt von Wirkungsquerschnitt und Akzeptanz gesetzt. Mit verschiedenen Modellen werden für beide Varianten Signalakzeptanzen abgeschätzt und Grenzen auf den Produktionswirkungsquerschnitt gesetzt. Die modifizierte Analyse ergibt für Modelle mit einem signifikanten Anteil von Dijet-Endzuständen bessere Ergebnisse. Dadurch können Modelle in einem größeren Parameterbereich getestet werden. Weiterhin wird die ABCD-Methode als alternativer Ansatz zur Untergrundabschätzung eingeführt. Die bisherige Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern mit dieser Methode wird vorgestellt und die dominanten systematischen Unsicherheiten überprüft. Basierend auf einer detaillierten Monte-Carlo-Studie der ABCD-Methode werden dann alternative Variablen evaluiert, welche die systematischen Unsicherheiten dieser Studie signifikant reduzieren.

## Abstract

In march 2010 the LHC has started operating with a centre-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , allowing the exploration of a yet unreached kinematic regime. Using first data, corresponding to an integrated luminosity of  $295 \text{ nb}^{-1}$ , theories of physics beyond the Standard Model can be investigated. In particular, the ADD model predicts the existence of large, spatial extradimensions. In this scenario, gravity becomes stronger at small distances and thus comparable to the other fundamental forces. This work focuses on the search for gravitational effects at the fundamental Planck scale ( $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ ). A model independent search for multiobject final states is presented and varied with regard to the multiplicity. The background estimation is based on Monte Carlo simulations. Since no deviations from the Standard Model are observed, limits on the production cross section times acceptance are set for both the original and the modified analysis. Using different models, the signal acceptances are estimated for both variants and limits on the production cross section are derived. The modified analysis achieves better limits for scenarios with a significant contribution of dijet-like final states, thus a broader range of models can be probed. The ABCD method as an alternative approach for estimating the background is introduced. The current search for microscopic black holes using this method is presented and revised. Based on a detailed Monte Carlo study of the ABCD method, alternative pairs of variables are evaluated. It is shown that the proposed pairs of variables reduce the systematic uncertainties of this study significantly.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider</b>	<b>3</b>
1.1 Der Large Hadron Collider . . . . .	3
1.2 Das ATLAS-Experiment . . . . .	5
1.3 Das ATLAS-Koordinatensystem . . . . .	7
<b>2 Physik am ATLAS-Experiment</b>	<b>17</b>
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	17
2.2 Physik jenseits des Standardmodells . . . . .	19
<b>3 Rekonstruktion und Simulation Physikalischer Prozesse</b>	<b>27</b>
3.1 Rekonstruktion . . . . .	27
3.2 Monte-Carlo-Simulationen . . . . .	28
3.3 Variablen-Definitionen . . . . .	29
<b>4 Suche nach gravitativen Phänomenen mit dem ATLAS-Detektor</b>	<b>31</b>
4.1 Datensatz . . . . .	32
4.2 Eigenschaften von Signal und Untergrund . . . . .	32
4.3 Ereignis-Selektion, Objekt-Rekonstruktion und Datenqualität . . . . .	33
4.4 Analyseverfahren . . . . .	34
4.5 Experimentelle Ergebnisse . . . . .	38
4.6 Untersuchung des Kriteriums der Multiplizität . . . . .	38
4.7 Zusammenfassung . . . . .	42
<b>5 Methoden der Untergrundabschätzung</b>	<b>45</b>
5.1 Die ABCD-Methode . . . . .	45
5.2 Mögliche Probleme der ABCD-Methode . . . . .	47
5.3 ABCD-Methode und Multiobjektendzustände . . . . .	47
5.4 Zusammenfassung . . . . .	53
<b>6 Multiobjekt-Suche mit der ABCD-Methode</b>	<b>55</b>
6.1 Datensätze und Objektselektion . . . . .	55
6.2 Eigenschaften der Signalregionen . . . . .	56
6.3 Eigenschaften des QCD-Untergrunds . . . . .	56
6.4 Systematische Unsicherheiten . . . . .	57
6.5 Alternative Variablen . . . . .	58

6.6	Ergebnisse . . . . .	62
6.7	Zusammenfassung . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>A</b>	<b>Anhang zu Kapitel 4</b>	<b>67</b>
A.1	Datensätze der ersten Analyse . . . . .	67
<b>B</b>	<b>Anhang zu Kapitel 5</b>	<b>72</b>
B.1	Signal vs. Untergrund . . . . .	72
B.2	Korrelation . . . . .	74
B.3	ABCD-Leistungsfähigkeit . . . . .	80
<b>C</b>	<b>Anhang zu Kapitel 6</b>	<b>84</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>89</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>93</b>

# Einleitung

„Dass ich erkenne, was die Welt  
im Innersten zusammenhält.“  
-*Johann W. v. Goethe*

Im wahrsten Sinne des Wortes befassen sich Teilchenphysiker mit genau dieser Fragestellung: Es gilt herausfinden, woraus unser Universum aufgebaut ist und wie es funktioniert. Dazu werden kleinste Teilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht. Durch Aufzeichnen und Analysieren der Kollisionsdaten mit Teilchendetektoren kann Aufschluss über die Grundbausteine der Materie und die Gesetze der Physik erhalten werden. Diese Suche nach neuen Erkenntnissen stößt immer wieder an experimentelle Grenzen, doch mit Inbetriebnahme des Large Hadron Colliders (LHC) am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) im März 2010 wurde eine neue Ära der Teilchenphysik eingeleitet. Bisher unerreichte Schwerpunktsenergien und Kollisionsraten erlauben immer tiefere Einblicke in die Welt der Teilchenphysik.

So können die Parameter des Standardmodells, das Mitte des 20. Jahrhunderts zur Beschreibung der bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen untereinander entwickelt wurde und sich seitdem immer wieder als konsistente Theorie bewährt hat, mit großer Genauigkeit vermessen werden. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, Physik jenseits des Standardmodells zu entdecken und Antworten auf Fragen zu finden, bei denen das Standardmodell an seine Grenzen gerät. Es ist zum Beispiel bisher nicht gelungen, die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, in das Standardmodell einzuarbeiten. Ihre relative Schwäche gegenüber den anderen fundamentalen Kräften, Hierarchieproblem genannt, wirkt unnatürlich und ist noch ungeklärt. Es gibt jedoch Theorien wie das ADD Modell [1], die das Hierarchieproblem durch die Einführung zusätzlicher kompakter Raumdimensionen lösen. Sie postulieren, dass Extradimensionen nur für die Gravitation zugänglich sind, was durch ein modifiziertes Gravitationsgesetz zu einem starken Anstieg der Schwerkraft bei kleinen Abständen führt. Dadurch wird Gravitation bei Größenskalen im Bereich der neuen Planck-Länge, die mit Beschleunigern wie dem LHC erreichbar sind, vergleichbar stark mit den anderen fundamentalen Kräften.

Eine faszinierende Konsequenz der Existenz von Extradimensionen ist die mögliche Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher. Diese könnten in Teilchenkollisionen immer dann entstehen, wenn der Abstand zwischen zwei Teilchen kleiner wird als der entsprechende Ereignishorizont. Aufgrund der durch die Extradimensionen erhöhten Stärke der Gravitation bei kleinen Abständen würde auch der erwartete Ereignishorizont größer und mikroskopische schwarze Löcher können mit einer großen Rate entstehen. Ihr Zerfall wird durch die Hawkingstrahlung dominiert und geschieht nahezu isotrop und unabhängig von der Teilchenart. Die Multiplizitäten der Zerfallsteilchen werden von der Anzahl der ihrer Freiheitsgrade bestimmt. Diese charakte-

ristische Signatur ermöglicht es, mikroskopische schwarze Löcher von anderen physikalischen Ereignissen wie QCD-Jets zu unterscheiden. Unter Verwendung von Monte-Carlo-Simulationen für die Produktion und den Zerfall schwarzer Löcher ist es möglich, deren Eigenschaften zu untersuchen und durch Vergleichen der Simulation mit Daten erste Anzeichen für die Existenz von Extradimensionen zu finden.

Diese Arbeit befasst sich mit der Suche nach gravitativen Phänomenen mit dem ATLAS-Detektor. In Kapitel 1 werden zunächst die Eigenschaften des LHC und des ATLAS-Detektors vorgestellt. Das Standardmodell und Theorien zur Beschreibung von Extradimensionen und schwarzen Löchern werden in Kapitel 2 eingeführt. Die Rekonstruktion und Identifikation der in Kollisionen entstandenen Teilchen erfordert die Verwendung spezieller Algorithmen und Variablen. Über diese wird in Kapitel 3 ein kurzer Überblick gegeben.

Eine der ersten Suchen nach Phänomenen der Gravitation mit frühen LHC-Daten wird in Kapitel 4 vorgestellt. Die beschränkte Statistik setzt eine obere Grenze auf den Energiebereich, den man untersuchen kann. Da es keine verlässliche Theorie zur Beschreibung der Signalprozesse in diesem Energiebereich gibt, ist für die Analyse ein modellunabhängiger Ansatz gewählt. Bei der Definition der Signalregion wird mit Kriterien der Multiplizität, der invarianten Masse und der skalaren Summe der Transversalimpulse eine sehr inklusive Signatur gewählt. Die Anzahl der Ereignisse in der Signalregion kann mit einer Monte-Carlo-Vorhersage des Untergrunds verglichen und auf Abweichungen vom Standardmodell untersucht werden. Vorläufige Ergebnisse werden in dieser Arbeit überprüft. Darüber hinaus wird das Selektionskriterium der Multiplizität untersucht und seine Leistungsfähigkeit validiert.

Einer der wichtigsten Punkte bei Analysen dieser Art ist es, in der Signalregion eine gute Abschätzung für den Untergrund zu erhalten. In Kapitel 5 wird mit der ABCD-Methode eine Möglichkeit zur Untergrundbestimmung vorgestellt. Ein Satz von Variablen wird auf die notwendigen Eigenschaften zur Verwendung in der ABCD-Methode untersucht. Mit den Selektionskriterien aus Kapitel 4 werden anschließend verschiedene Variablenpaare evaluiert, die eine Untergrundabschätzung mit der ABCD-Methode bei der Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern ermöglichen.

Mit der in Kapitel 6 beschriebenen Analyse wird eine erste Anwendung der ABCD-Methode bei der Suche nach Phänomenen der Gravitation in frühen Daten vorgestellt. Die systematischen Unsicherheiten werden in dieser Arbeit erneut berechnet und mit alternativen Methoden überprüft. Die Analyse ist auf zwei Variablen beschränkt. Daher werden anschließend, basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 5, alternative Paare von Variablen bestimmt, mit denen die Unsicherheiten der Studie reduziert werden können.

Abschließend werden in Kapitel 7 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst sowie ein Ausblick auf Ideen zukünftiger Analysen präsentiert.

# Kapitel 1

## Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider

### CERN

Mit dem Large Hadron Collider (LHC) und dem ATLAS-Detektor beherbergt das CERN einige der größten und komplexesten Maschinen der Welt. Um den hohen Anforderungen, die höhere Schwerpunktsenergien mit sich bringen, zu entsprechen, wurden diese Werkzeuge der Forschung unter speziellen Kriterien entworfen und konstruiert. Über die Eigenschaften dieser Maschinen soll in diesem Kapitel ein Überblick gegeben werden. Mehr Details und eine umfassende Beschreibung ist in weiterführender Literatur zu finden (siehe [2], [3] und [4]).

### 1.1 Der Large Hadron Collider

In der Teilchenphysik werden immer höhere Schwerpunktsenergien benötigt, um immer kleinere Abstände aufzulösen und so neue Erkenntnisse zu erhalten. Die maximal mögliche Strahlenergie in einem Beschleunigerring hängt u.a. von der Größe des Rings ab. Mit einem Umfang von etwa 27 km ist der *Large Hadron Collider* (LHC) der größte Beschleunigerring am CERN und verläuft in einer Tiefe von durchschnittlich 100 m unter der Erdoberfläche. Um hohe Strahlungsverluste durch Synchrotronstrahlung zu vermeiden ist es von Vorteil schwere Teilchen zu verwenden. Daher wurde der LHC entwickelt, um zwei gegenläufige Teilchenstrahlen aus Hadronen zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Dies sind zum einen Protonen mit einer maximalen Energie von 7 TeV. In einer anderen Phase des Experiments ist es möglich, Schwerionen, insbesondere Bleiionen, mit einer maximalen Energie von 2,76 TeV pro Nukleus zu verwenden.

Die Teilchen werden durch Hintereinanderschaltung von Vorbeschleunigern immer weiter beschleunigt und zusätzlich in Pakete<sup>1</sup> von bis zu  $10^{11}$  Teilchen (für Protonen) aufgeteilt. Mit 450 GeV werden diese in den LHC injiziert und mit einem Radiofrequenzsystem aus 8 supraleitenden Hohlraumresonatoren pro Strahl auf die endgültige Energie von 7 TeV beschleunigt. Die Teilchenpakete bewegen sich in zwei parallel verlaufenden Strahlröhren, welche zur Vermeidung unerwünschter Kollisionen auf ein Ultrahochvakuum, d.h. einen Druck von  $10^{-13}$  bar, evakuiert sind [2].

---

<sup>1</sup>engl. Bunch

Für schwere Teilchen, wie Protonen oder Ionen, ist der limitierende Faktor für die maximale Strahlenergie die Magnetfeldstärke der Ablenkmagnete, die die Teilchen auf ihrer Kreisbahn halten. Hierfür werden insgesamt 1232 supraleitende Dipolmagnete verwendet, die ein maximales Magnetfeld von 8,33 T aufbringen können. Zusätzlich verfügt der LHC über 392 Quadrupolmagnete, die der Fokussierung der Strahlen dienen, und mehrere Tausend weitere Magnete, u.a. zu Korrektur- und Stabilisierungszwecken. Um diese starken Magnetfelder zu erhalten, sind große Ströme notwendig, die nur mittels Supraleitung zu verwirklichen sind. Daher wird der gesamte Strahlapparat auf Temperaturen von 4,5 K für die Beschleunigungskavitäten bis zu 1,9 K für das Magnetsystem abgekühlt.

Ist Injektion und Beschleunigung abgeschlossen, befinden sich bis zu 2808 Protonenpakete im Abstand von 7 m ( $\approx 25$  ns) im Ring<sup>2</sup>. Diese haben eine Länge von einigen Zentimetern und eine Dicke von wenigen Millimetern, werden aber in der Nähe von Kollisionspunkten auf einen Durchmesser von ca. 16  $\mu\text{m}$  verdichtet, um die Chancen einer Proton-Proton Kollision zu erhöhen. An diesen vier Kollisionspunkten befinden sich die vier Hauptexperimente des LHC:

- ATLAS<sup>3</sup> ist ein Mehrzweckdetektor, entwickelt um den größtmöglichen Teil der Physik am LHC abzudecken.
- CMS<sup>4</sup> ist ebenfalls ein Mehrzweckdetektor mit den gleichen physikalischen Zielen wie ATLAS, allerdings einer anderen technischen Umsetzung.
- ALICE<sup>5</sup> ist spezialisiert auf Blei-Ionen-Kollisionen und beschäftigt sich mit den Eigenschaften von Quark-Gluon-Plasma.
- LHCb<sup>6</sup> untersucht die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie in schwachen B-Zerfällen.

Da am LHC Hadronen kollidiert werden ist es besonders wichtig, eine hohe Ereignisrate zu haben. Der Wirkungsquerschnitt einer Kollision ist stark invers proportional zum Energieübertrag  $Q$ . Zusätzlich bestehen Protonen aus Konstituenten (Partonen), den sogenannten Quarks, die nur einen Bruchteil der Energie des Protons tragen. Hochenergetische Partonkollisionen sind also recht selten, jedoch sind gerade diese Ereignisse für die Entdeckung neuer Physik, also die Erzeugung schwerer Teilchen wie zum Beispiel des Higgs, besonders wichtig.

Der Kennwert für diese Leistung eines Beschleunigers ist die instantane Luminosität. Sie gibt den Teilchenfluss pro Zeit und Fläche an. Für Kreisbeschleuniger wie den LHC ist sie gegeben durch:

$$\mathcal{L}_{inst} = \frac{N_a \cdot N_b \cdot j \cdot v/U}{A}, \quad (1.1)$$

wobei  $j$  für die Anzahl der Teilchenpakete im Strahl steht, mit  $N_a$  bzw.  $N_b$  Teilchen der interagierenden Pakete  $a$  bzw.  $b$ . Diese bewegen sich mit der Geschwindigkeit  $v$  im Speicherring

<sup>2</sup>Aus technischen Gründen bei der Befüllung bzw. der Entsorgung des Strahls werden nicht alle der 3564 möglichen Plätze von Teilchenpaketen besetzt.

<sup>3</sup>A Toroidal LHC ApparatuS

<sup>4</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>5</sup>A Large Ion Collider Experiment

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

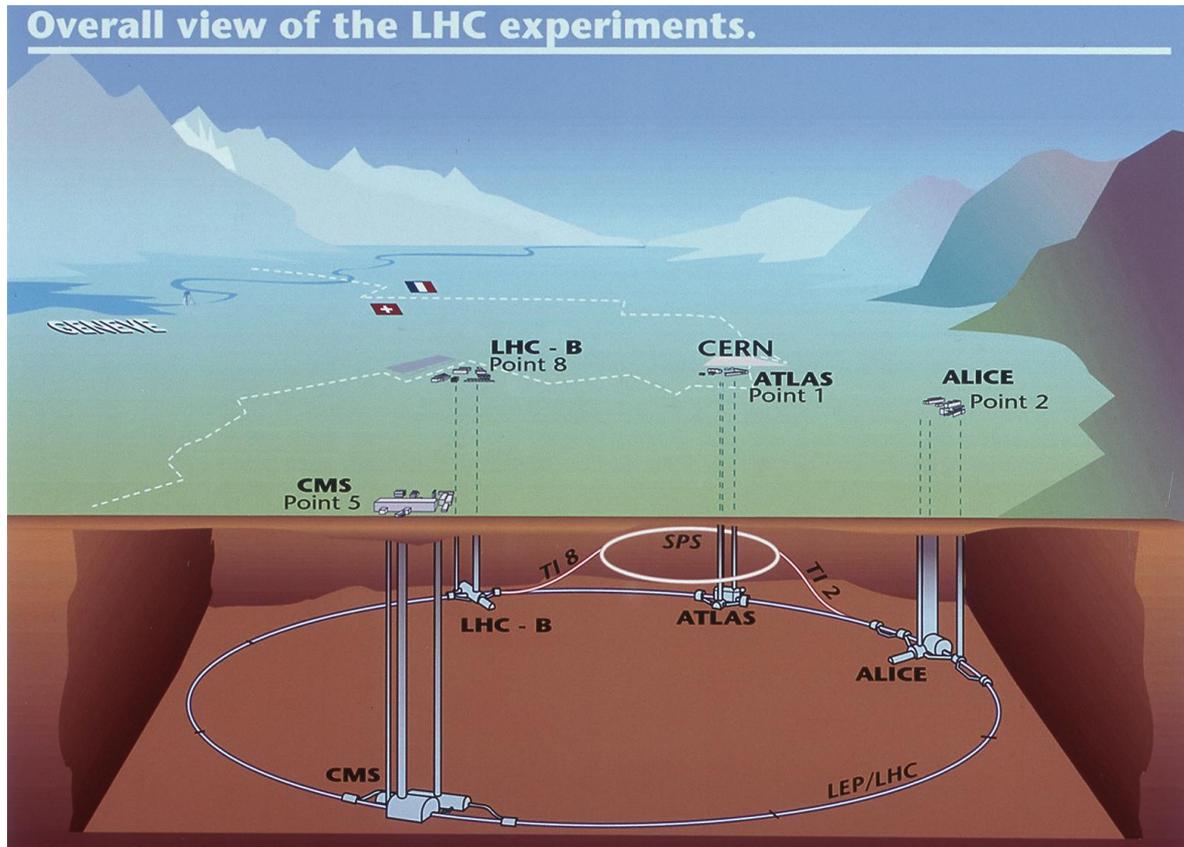


Abbildung 1.1: Übersicht über den LHC und seine vier Hauptexperimente [5].

mit Umfang  $U$  und kollidieren am Kollisionspunkt mit dem Strahlquerschnitt  $A$ . Zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  erhält man die Ereignisrate

$$R = \mathcal{L}_{inst} \cdot \sigma. \quad (1.2)$$

Mit 2808 Teilchenpaketen von je  $10^{11}$  Teilchen und einer Querschnittsfläche von  $16 \mu\text{m}$  am Wechselwirkungspunkt ergibt sich für den LHC eine Designluminosität von  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$  ( $1 \text{b} = 1 \text{barn} = 10^{-28} \text{m}^2$ ) und eine Ereignisrate von  $R \approx 6 \text{GHz}$  [3].

## 1.2 Das ATLAS-Experiment

Der LHC bietet mit bisher unerreichten Energien und Ereignisraten eine große Bandbreite an physikalischen Möglichkeiten, von Präzisionsmessungen bekannter Parameter des Standardmodells (siehe Kapitel 2) bis hin zur Suche nach bislang unbekanntem Phänomenen der Physik. Der ATLAS-Detektor wurde als Mehrzweckdetektor dazu entwickelt, einen Großteil der erwarteten Physik am LHC abzudecken. Dies sind insbesondere die Suche nach dem Higgsboson in einem großen Massenbereich als Vervollständigung des Standardmodells und Präzisionsmessungen bekannter Parameter. Darüber hinaus wird Physik jenseits des Standardmodells untersucht, von der möglichen Substruktur fundamentaler Teilchen, über die Zerfälle supersymmetrischer Teilchen, bis hin zu Anzeichen für die Existenz von Extradimensionen und

mikroskopischen schwarzen Löchern, um nur einige Beispiele zu nennen. Da all diese Prozesse sehr selten sind (siehe Abbildung 1.9), ist die enorme Luminosität des LHC und die daraus resultierende Ereignisrate von besonders hoher Bedeutung. Dies birgt jedoch auch die große experimentelle Herausforderung, die wenigen interessanten Ereignisse von der Vielzahl an Untergründereignissen herauszufiltern. Daher ist die präzise Identifizierung charakteristischer Signaturen der fraglichen Prozesse, wie zum Beispiel fehlender transversaler Energie  $E_T^{\text{miss}}$ <sup>7</sup> oder sekundärer Vertizes, unabdinglich. In diesem Kontext ergeben sich für den ATLAS-Detektor folgende allgemeine Anforderungen [4]:

- Hohe Teilchendichten erfordern schnelle, strahlungsresistente Elektronik und Sensorelemente. Um eine gute Auflösung zu garantieren und den Einfluss überlappender Ereignisse zu minimieren, wird eine hohe Granularität aller Detektorbauteile benötigt.
- Abdeckung des gesamten Raumwinkels um den Wechselwirkungspunkt.
- Hohe Impulsaufösungen sowie hohe Rekonstruktionseffizienzen für geladene Teilchen im Inneren Detektor sind maßgeblich für die gute Trennung verschiedener Vertizes.
- Akkurate Identifizierung und Vermessung von Elektronen und Photonen wie auch von Jets und  $E_T^{\text{miss}}$  sind für viele zu untersuchende Vorgänge grundlegend, daher ist ein sehr gutes elektromagnetisches Kalorimeter ergänzt von einem lückenlosen hadronischen Kalorimeter überaus wichtig.
- Weitere fundamentale Voraussetzungen sind gute Myonidentifikation und -impulsmessung über ein breites Impulsspektrum, sowie eindeutige Ladungsbestimmung von Myonen mit hohem Transversalimpuls.
- Zur Reduzierung der hohen Ereignisraten und Selektion interessanter Prozesse ist ein hocheffizientes Triggersystem entscheidend.

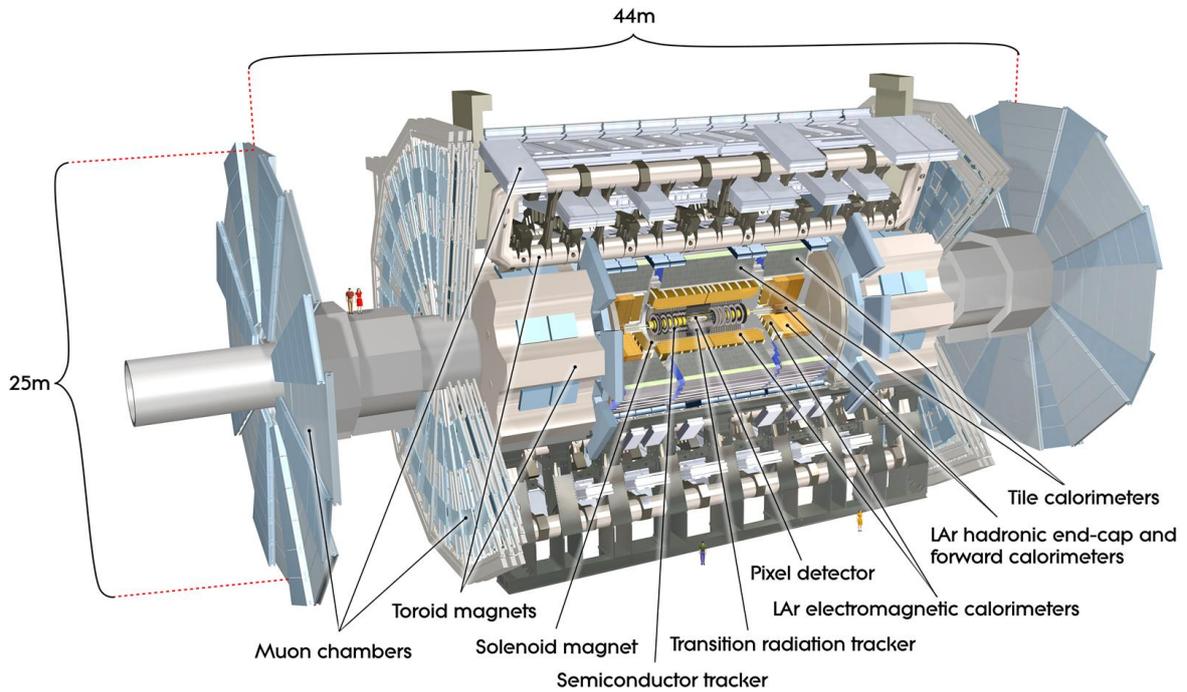
Um diese technischen Anforderungen umzusetzen, wurde mit der ATLAS-Kollaboration eine der größten wissenschaftlichen Gemeinschaften im Bereich der Physik ins Leben gerufen. Über 3000 Physiker und Techniker aus 38 Nationen und mehr als 174 Universitäten und Laboren haben bei der Planung und Konstruktion zusammengearbeitet. Das Ergebnis dieser Anstrengungen ist der ATLAS-Detektor, von dem eine Übersicht in Abbildung 1.2 zu sehen ist. Zum ATLAS-Koordinatensystem sei auf Anhang 1.3 verwiesen. Der Detektor ist nach dem Zwiebelchalenprinzip zylindersymmetrisch um den Interaktionspunkt aufgebaut, wobei man die Barrel-Region<sup>8</sup> und die Endkappen-Region<sup>9</sup> unterscheidet. Am nächsten zum Kollisionspunkt liegt der innere Detektor für Vertexerkennung und Spurrekonstruktion<sup>10</sup>. Dieser wird umgeben vom hochgranularen elektromagnetischen (Flüssig-Argon-)Kalorimeter, gefolgt vom hadronischen Kalorimeter. Die Kalorimeter werden schließlich vom Myonspektrometer umspannt, welchem ATLAS wegen der riesigen Magnettoroiden seine Größe verdankt. Im Weiteren wird auf die einzelnen Bestandteile von innen nach außen genauer eingegangen.

<sup>7</sup>  $E_T^{\text{miss}}$  bezeichnet die Energie von Teilchen, die im Detektor nicht gemessen werden. Dies können Neutrinos sein, aber auch bisher unbekannte Teilchen und somit Anzeichen neuer Physik.

<sup>8</sup> Als *Barrel-Region* bezeichnet man den zylindersymmetrischen Bereich parallel zur Strahlachse. (Barrel = engl. für Faß)

<sup>9</sup> Die *Endkappen* bilden in Form von Kreisscheiben den Abschluß des Barrels in positiver und negativer z-Richtung.

<sup>10</sup> engl. Tracking



**Abbildung 1.2:** Übersicht über den ATLAS-Detektor. Mit einer Länge von 44 m, einer Höhe von 25 m und einem Gewicht von ca. 7000 t ist der ATLAS-Detektor das größte Experiment am LHC [4].

### 1.3 Das ATLAS-Koordinatensystem

Der ATLAS-Detektor besitzt eine spezielle Geometrie (siehe Abbildung 1.3). Da alle Subsysteme eben dieser Geometrie unterliegen, soll diese zum besseren Verständnis kurz erläutert werden. Das ATLAS-Koordinatensystem ist wie folgt definiert: Der nominelle Interaktionspunkt definiert den Ursprung des Koordinatensystems, wobei die  $z$ -Achse in Strahlrichtung verläuft und die  $x - y$ -Ebene senkrecht ist. Die positive  $y$ -Achse zeigt dabei nach oben und die positive  $x$ -Achse zum Zentrum des LHC-Rings. Der Azimutwinkel  $\phi$  wird um die Strahlachse gemessen, liegt also in der  $x - y$ -Ebene, und reicht von 0 bis  $2\pi$ . Der Polarwinkel  $\theta$  ist der Winkel zur Strahlachse und reicht von 0 bis  $\pi$ . Oft wird statt des Polarwinkels die sog. Pseudorapidität  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$  (für massive Objekte, so wie Jets, wird stattdessen die Rapidität  $y = 1/2\ln[(E + p_z)(E - p_z)]$  verwendet, welche für hohe Energien unter Vernachlässigung der Ruhemasse in die Pseudorapidität übergeht). Die Pseudorapidität ist insofern nützlich, als dass sie näherungsweise additiv unter Lorentz-Transformationen (boost) ist, also sind die Abstände  $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$  lorentzinvariant. Der Abstand im  $\eta - \phi$ -Raum ist gegeben durch  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ .

An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass oft verwendeten Größen wie der Transversalimpuls  $p_t$  oder die transversale Energie  $E_t$  ( $E_t = E \cdot \cos\theta$ ) Projektionen auf die  $x - y$ -Ebene sind. Die transversalen Impulse aller Teilchen eines Ereignisses addieren sich aufgrund der Impulserhaltung zu Null.

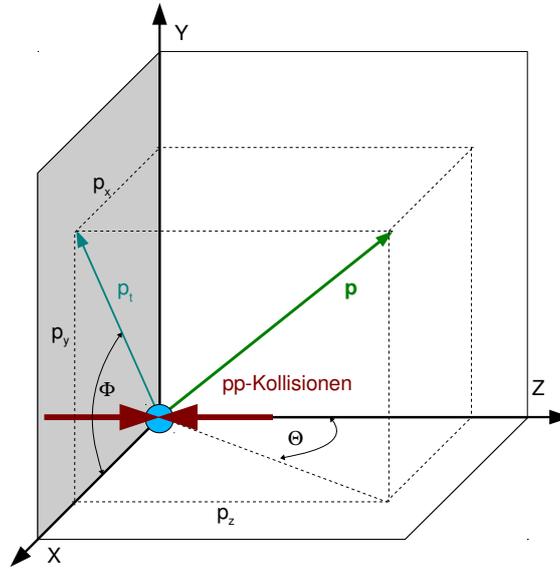


Abbildung 1.3: Das ATLAS Koordinatensystem

### 1.3.1 Der innere Detektor

Bei Designluminosität gehen alle 25 ns ungefähr 1000 Teilchen aus dem Wechselwirkungspunkt hervor, was eine sehr hohe Spurdichte im Detektor zur Folge hat. Um den hohen Anforderungen an die Impuls- und Ortsauflösung gerecht zu werden, wird ein sehr strahlungsresistenter und feingranularer Detektor benötigt. Dies ist im Inneren Detektor (ID) durch die Kombination von drei unabhängigen, komplementären Subsystemen — einem *Pixeldetektor*, einem *Silizium-Streifendetektor* (SCT<sup>11</sup>) und dem *Übergangsstrahlungsdetektor* (TRT<sup>12</sup>) —, verwirklicht. Umgeben vom zentralen Solenoiden mit einer Magnetfeldstärke von 2 T misst der ID anhand der Krümmung der Teilchenspuren deren Impulse, wie auch die Positionen der primären und sekundären Vertizes. Mit einer Länge von 6,2 m und einem Durchmesser von 2,1 m deckt er einen zylindersymmetrischen Bereich von  $-2.5 < \eta < 2.5$  um den Wechselwirkungspunkt ab. Eine Übersicht des inneren Detektors ist in Abbildung 1.4 gezeigt.

#### Der Pixeldetektor

Als innerstes Detektorsystem weist der Pixeldetektor die höchste Granularität auf. Er besteht aus drei konzentrisch angeordneten, in  $R - \phi$  und  $Z$ -Richtung gegliederten Lagen in der Barrel-Region und je drei Kreisscheiben in den Endkappen-Regionen. Mit insgesamt 1744 Pixelmodulen und einer Pixelgröße in  $R - \phi \times z$  von  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  werden die durchschnittlich drei Pixeltreffer pro Spur mit einer intrinsischen Genauigkeit von  $10 \mu\text{m}$  ( $R - \phi$ ) und  $115 \mu\text{m}$  ( $z$  bzw.  $R$ ) gemessen.

<sup>11</sup>SemiConductor Tracker

<sup>12</sup>Transition Radiation Tracker

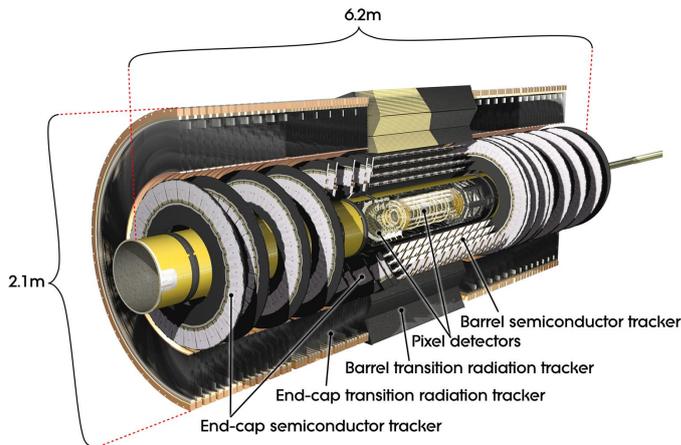


Abbildung 1.4: Übersicht über den inneren Detektor [4].

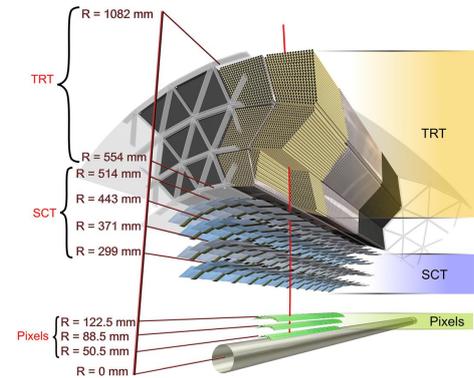


Abbildung 1.5: Der ID im Detail [4].

### Der Silizium-Streifendetektor

Als nächstes folgt der Silizium-Streifendetektor (SCT), welcher aus vier zylindrischen Lagen (Barrel) und zwei mal neun Kreisscheiben (Endkappen) besteht. Jede Lage besteht aus zwei Sets von Streifen der Länge  $6,4\text{ cm}$  im Abstand von  $80\ \mu\text{m}$ . Eine Gruppe verläuft parallel zur Strahlachse (Barrel) bzw. radial (Endkappen) und eine zweite Gruppe ist um einen kleinen Winkel ( $\mathcal{O}(40\text{ mrad})$ ) dazu verkippt. Dadurch werden die typischerweise vier Durchgangspunkte pro Spur in beiden Koordinaten in der  $R-\phi$ -Ebene mit einer Genauigkeit von  $17\ \mu\text{m}$  ( $R-\phi$ ) und  $580\ \mu\text{m}$  ( $z$  bzw.  $R$ ) gemessen.

### Der Übergangstrahlungsdetektor

Abschließend folgt der Übergangstrahlungsdetektor (TRT). Im Barrel besteht dieser aus 73 Lagen Driftröhren parallel zur Strahlachse mit einer Länge von  $144\text{ cm}$  und einem Durchmesser von  $4\text{ mm}$  pro Röhre. In den Endkappen-Regionen sind die  $37\text{ cm}$  langen Röhren radial in Rädern angeordnet. Die TRT liefert mit typischerweise 36 Treffern pro Spur nur Informationen in der  $R-\phi$ -Ebene mit einer intrinsischen Genauigkeit von  $130\ \mu\text{m}$ . Neben der Spur-Rekonstruktion liefert der TRT weitere Informationen zur Teilchenidentifizierung, vor allem zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen. Besonders Elektronen strahlen beim Übergang zwischen verschiedenen Detektormaterialien niederenergetische Photonen ab, wodurch Elektronen ein stärkeres Signal als minimal ionisierende, geladene Teilchen liefern.

## 1.3.2 Das Kalorimetersystem

Die Aufgabe des ATLAS Kalorimetersystems ist die genaue Energiemessung durchlaufender Teilchen, welche hier durch Interaktion mit dem Detektormaterial in Form von Schauer- und Sekundärteilchenbildung ihre Energie deponieren. Dabei ist es wichtig, dass die Teilchen möglichst ihre gesamte Energie verlieren und gestoppt werden, was unter anderem von der Dicke des Kalorimeters abhängt. Man unterscheidet zwischen dem elektromagnetischen Kalorime-

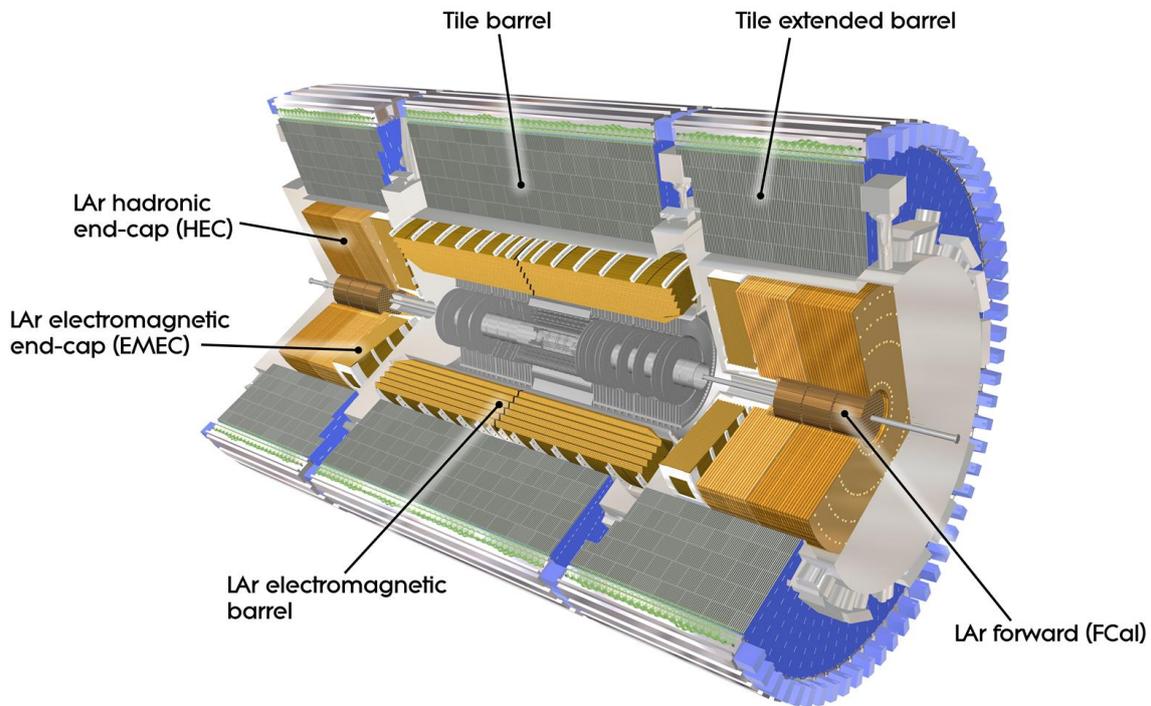


Abbildung 1.6: Übersicht über das ATLAS Kalorimetersystem [4].

ter (EM), mit einer Dicke von mehr als 22 Strahlungslängen  $X_0$ <sup>13</sup> und dem hadronischen Kalorimeter (HAD) mit ungefähr 10 Wechselwirkungslängen  $\lambda$ <sup>14</sup>. Die beiden Teile bestehen wiederum aus mehreren Komponenten, die insgesamt einen großen  $\eta$ -Bereich ( $|\eta| < 4,9$ ) abdecken. Dies sichert zusammen mit der Dicke der Kalorimeter eine gute  $E_T^{\text{miss}}$ -Messung, was für viele Physiksignaturen, wie Suchen nach SUSY-Teilchen oder mikroskopischen schwarzen Löchern, von entscheidender Bedeutung ist.

### Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECal) besteht aus einem Zylinderförmigen Teil (EMB) im Barrel ( $|\eta| < 1,475$ ) und zwei Endkappen (EMEC,  $1,375 < \eta < 3,2$ ). Beide Komponenten benutzen Blei als Absorbermaterial und flüssiges Argon (LAr) als Ionisationsmaterial, da Blei gute Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarbildung aufweist und flüssiges Argon eine intrinsische Linearität der Energiedeposition und zeitlich stabiles Verhalten zeigt. Die Absorberplatten sind akkordeonförmig (siehe Abbildung 1.7 (links)) angeordnet, was eine lückenlose  $\phi$ -Abdeckung ermöglicht. Die Ionisationsschauer werden mit Kupferelektroden vermessen, welche in den 2,1 mm breiten Zwischenräumen der Absorber verlaufen, in denen auch das flüssige Argon zirkuliert. Die Dicken der Bleiabsorber sind als Funktion von  $\eta$  im

<sup>13</sup>Eine *Strahlungslänge*  $X_0$  ist definiert als die typische Länge, innerhalb derer hochenergetische Elektronen ihre Energie durch Bremsstrahlung um den Faktor  $1/e$  reduzieren.

<sup>14</sup>Eine *Wechselwirkungslänge*  $\lambda$  ist die mittlere Strecke, auf der hochenergetische Hadronen ihre Energie durch hadronische Wechselwirkungen um den Faktor  $1/e$  reduzieren.

Sinne der Energieauflösung optimiert. Dies führt zu Segmentierung des Barrels in drei Teile der Dicken  $4,3 X_0$ ,  $16 X_0$  und  $2 X_0$  mit einer Granularität von bis zu  $0,025 \times 0,025$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ . In positiver und negativer  $z$ -Richtung schließen Endkappen das Barrel ab, die je in zwei Räder geteilt sind. Das äußere Rad ist bei gleicher Granularität wie das Barrel in drei Segmente gegliedert, das innere Rad mit zwei Segmenten etwas gröber ( $0,1 \times 0,1$  in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ).

Teilchen wechselwirken schon mit dem Detektor bevor sie das EM Kalorimeter erreichen können. Um diesen Energieverlust durch sogenanntes totes Material<sup>15</sup> zu minimieren, teilen sich der zentrale Solenoid und das EM Kalorimeter eine Vakuumschleife. Abgeschätzt wird er durch den Presampler, der sich direkt zwischen ID und EMB befindet.

Insgesamt erreicht das EM Kalorimeter eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\%. \quad (1.3)$$

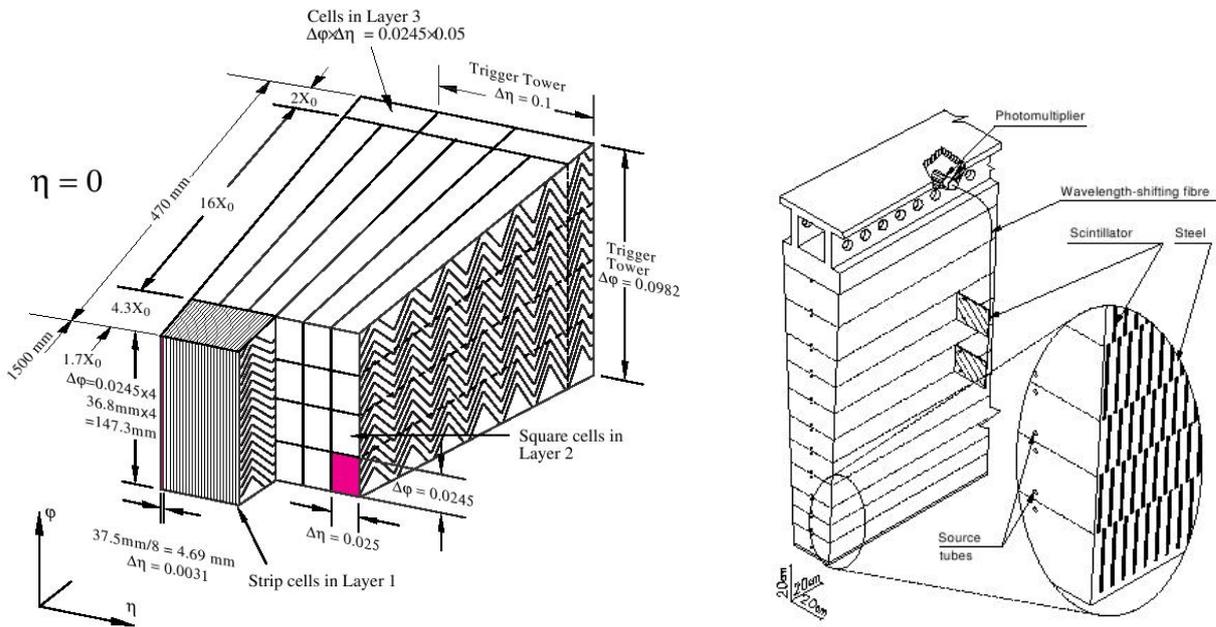


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung der Akkordeonstruktur des EMB (*links*) und eines TileCal Moduls (*rechts*) [4].

## Das hadronische Kalorimeter

Direkt im Anschluss befindet sich das hadronische **Tile-Kalorimeter** (TileCal), das sich in Barrel ( $|\eta| < 1$ ) und erweitertes Barrel ( $0,8 < |\eta| < 1,7$ ) aufteilt. Wie das ECal ist es ein Samplingkalorimeter, bestehend aus Stahlabsorbern und Silizium-Szintillatorkacheln als aktivem Material. Senkrecht zur Strahlachse ist das TileCal in 64 Module unterteilt, radial in 3 Segmente der Dicken  $1,5 \lambda$ ,  $4,1 \lambda$  und  $1,8 \lambda$  im Barrel und  $1,5 \lambda$ ,  $2,6 \lambda$  und  $3,3 \lambda$  im erweiterten Barrel (siehe Abbildung 1.7 (rechts)). Dies resultiert in einer Granularität in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  von

<sup>15</sup> Als *totes Material* bezeichnet man Komponenten des Detektors, welche zwar zum Energieverlust passierender Teilchen beitragen, aber nicht zur Messung.

0,1 × 0,1. Das Szintillationslicht wird über Glasfaserkabel an Photomultiplier weitergeleitet, in denen der Lichtblitz in ein elektrisches Signal umgewandelt und schließlich ausgelesen wird.

Das hadronische **Endkappen-Kalorimeter** (HEC) liegt ebenfalls direkt im Anschluss an die EMEC und teilt sich mit diesem und dem Vorwärtskalorimeter (siehe Abschnitt 1.3.2) einen LAr-Kryostaten. Es verwendet 25 mm(innen) bzw. 50 mm(außen) dicke Kupferplatten als Absorber und flüssiges Argon als aktives Material in den Zwischenräumen, die zusätzlich mit jeweils drei Elektroden bestückt sind. Jede Endkappe besteht aus zwei zylindrischen Rädern, die ihrerseits in 32 kuchenstückförmige Module unterteilt sind. Zusammen erreichen HEC und TileCal für hadronische Objekte eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (1.4)$$

### Das Vorwärtskalorimeter

Komplettiert wird das Kalorimetersystem durch das Vorwärtskalorimeter (FCal), welches sich, integriert in das Kühlsystem der Endkappen, am nächsten an der Strahlachse befindet und somit sehr kleine Streuwinkel von  $3,1 < |\eta| < 4,9$  abdeckt. Das FCal ist etwa  $10 \lambda$  tief und in drei Module pro Endkappe gegliedert, die wie HEC und EMEC auf der Flüssig-Argon-Technologie beruhen. Die Absorber bestehen aus Kupfer im ersten Rad für elektromagnetische Messungen und aus Wolfram im zweiten und dritten Rad, die im Wesentlichen Energien hadronisch wechselwirkender Teilchen messen. Wegen hoher Teilchendichten und -energien muss das FCal besonders robust sein. Daher besteht jedes Modul aus einer Metallmatrix mit longitudinalen Kanälen in regelmäßigem Abstand, welche mit Kupferröhren und Kupfer- bzw. Wolframstäben in deren Mitte bestückt sind. Zwischen Röhre und Stab befindet sich das flüssige Argon. Es erreicht eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (1.5)$$

### 1.3.3 Das Magnetsystem

Das Magnetsystem von ATLAS besteht aus zwei Komponenten mit insgesamt vier supraleitenden Magneten — ein Solenoid, zwei Endkappen-Toroiden und ein Barrel-Toroid — zusammen, die zwei unterschiedlich orientierte Magnetfelder erzeugen.

Der innere Detektor wird vom dünnen, zentralen Solenoid umgeben, welcher ein homogenes, zur Strahlachse paralleles Magnetfeld mit einer Magnetfeldstärke von 2 T erzeugt. Die Stahlabsorber des hadronischen Kalorimeters werden hierbei als Rückflussjoch benutzt. Der Barrel-Toroid und die Endkappen-Toroiden bestehen jeweils aus acht unabhängigen Luftkern-Magnetspulen für das Myonsystem. Diese sind zylindersymmetrisch zur Strahlachse angebracht und erzeugen ein kreisförmiges Magnetfeld mit Magnetfeldstärken von 0,5 T (Barrel) bzw. 1 T (Endkappen).

### 1.3.4 Das Myonsystem

Abschließend befindet sich hinter den Kalorimetern das in das Toroid-Magnetsystem eingebettete Myonsystem. Dies ist notwendig, da Myonen minimal ionisierende Teilchen sind und nicht wie die anderen Leptonen und Jets in den Kalorimetern gestoppt werden. Da sie für

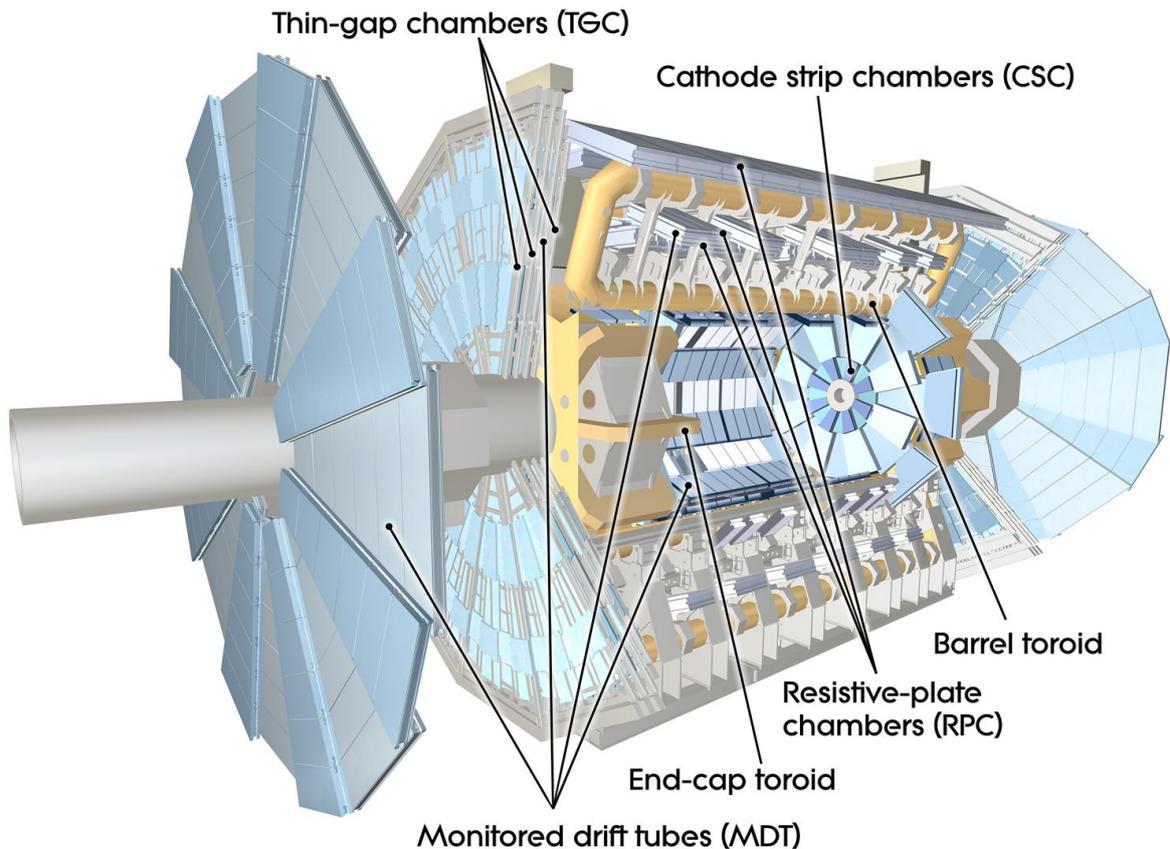


Abbildung 1.8: Übersicht über das ATLAS Myonsystem [4].

viele Kernprozesse neuer Physik wichtig sind, hat man sich entschlossen, ein separates, unabhängiges Myonsystem einzurichten. In Abbildung 1.8 ist eine Übersicht über das Myonsystem mit seinen Magneten dargestellt. Das Myonsystem besteht aus drei Lagen Myonenkammern, die im Barrel konzentrisch zur Strahlachse und in den Endkappen in Rädern senkrecht zum Strahl angeordnet sind. Dabei sind vier verschiedene Detektortechnologien eingesetzt, um jeweils speziellen Aufgaben gerecht zu werden.

Die **Driftröhrenkammern** (MDT<sup>16</sup>) werden im Bereich von  $|\eta| < 2,7$  zur präzisen Vermessung der Spurkoordinaten (und damit der Impulse) eingesetzt. Das einfache und robuste Design der MTDs basiert auf etwa 300 gasgefüllten Aluminiumröhren mit einem Durchmesser von ca. 30 mm. In deren Mitte befindet sich jeweils ein  $50 \mu\text{m}$  dicker Draht, der die Ionisationselektronen ableitet. Die einzelnen Röhren verfügen über eine Auflösung von  $80 \mu\text{m}$ , was für eine Kammer eine Auflösung von  $35 \mu\text{m}$  ergibt.

Für die höheren Teilchen- und Hintergrundraten werden im Vorwärtsbereich ( $2 < |\eta| < 2,7$ ) wegen ihrer höheren Granularität **Kathodenstreifenkammern** (CSC<sup>17</sup>) verwendet. Dies sind Mehrdrahtproportionalkammern mit in Streifen segmentierten Kathoden. Die präzise Positionierung der MDTs und CSCs zueinander ist für die Auflösung von besonderer Bedeu-

<sup>16</sup> von engl. **M**onitored **D**rift **T**ubes

<sup>17</sup> von engl. **C**athode **S**trip **C**hambers

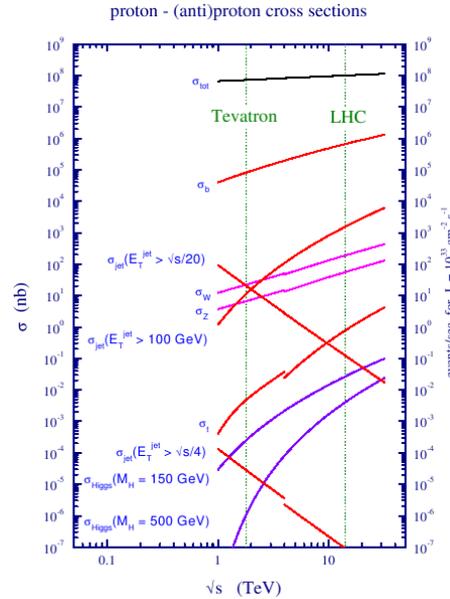


Abbildung 1.9: Einige Wirkungsquerschnitte der Standardmodells [6].

tung, daher ist ein optisches Vermessungssystem zwischen wie auch innerhalb der Kammern installiert, das deren genaue Lage überprüft.

Das Myontriggersystem deckt mit **Widerstandsplattenkammern** (RPC<sup>18</sup>) im Barrel und **Hohlraumkammern** (TGC<sup>19</sup>) in den Endkappen einen Bereich von  $|\eta| < 2,4$  ab. Die RPCs bestehen aus parallelen Elektrodenplatten mit einem kleinen, gasgefüllten Zwischenraum von ca. 2 mm, wohingegen die TGC ebenfalls eine Mehrdrahtproportionalkammer ist.

### 1.3.5 Das Triggersystem

Prozesse neuer Physik wie zum Beispiel die Higgsproduktion sind im Gegensatz zu schon bekannten Prozessen des Standardmodells sehr selten (siehe Abbildung 1.9), was am LHC durch die sehr hohe Luminosität ausgeglichen wird. Dies bringt jedoch mit sich, dass jeder interessante Prozess (Signal) aus einer Vielzahl bereits bekannter Prozesse (Untergrund) selektiert werden muss. Bei Designluminosität erwartet man für Protonenpakete eine Kollisionsrate von 40 MHz, wobei von den je  $10^{11}$  Protonen pro Paket ungefähr 25 inelastisch miteinander wechselwirken. Dies ergibt eine riesige Ereignisrate im GHz-Bereich. Beachtet man zusätzlich die vielen Subsysteme des ATLAS-Detektors erhält man eine immense Datenrate, von der aufgrund begrenzter Bandbreite aber nur ein Bruchteil ausgelesen und gespeichert werden kann. Um die gewünschte Ereignisrate von etwa 200 Hz zu erreichen ist also eine *Online*-Reduktion der Ereignisrate um fünf Größenordnungen notwendig. Indem es interessante Ereignisse selektiert und uninteressante Ereignisse verwirft, ist dies die Aufgabe des Triggersystems, welches bei ATLAS aus drei Stufen besteht: L1, L2 und Eventfilter. Jede Triggerstufe verfeinert die Entscheidungen der vorangegangenen Stufe und fügt, falls nötig, neue Selektionskriterien hinzu.

<sup>18</sup> von engl. **R**esistive **P**late **C**hambers

<sup>19</sup> von engl. **T**hin **G**ap **C**hambers

Die erste Stufe des Triggersystems bildet der hardwarebasierte Level-1 Trigger (L1). Die maximale Ausleserate ist beschränkt, daher muss die Ereignisrate auf ca. 75 kHz reduziert werden. Es muss also innerhalb von 25  $\mu\text{s}$  eine Entscheidung getroffen werden. Für diese verwendet L1 Daten aus den Kalorimetern und dem Myontriggersystem mit reduzierter Granularität, also nur einen Bruchteil der gesamten Detektorinformationen. Bis die Entscheidung gefallen ist, werden die vollständigen Daten in Pipeline-Speichern zwischengespeichert. Die akzeptierten Daten werden schließlich in die Auslesespeicher (engl. Readout Buffer, ROB) übergeben.

Hier bleiben die Daten bis die Entscheidung der nächsten Stufe, dem softwarebasierten Level-2 Trigger (L2), gefallen ist. Dafür stehen dem L2 zwar die gesamten Detektorinformationen mit voller Granularität zur Verfügung, er verwendet jedoch ebenfalls nur einen Bruchteil ( $\approx 2\%$ ) der Ereignisdaten, da er auf die vom L1 als interessant markierten Bereiche zurückgreift. Somit werden die Daten innerhalb von 40 ms auf eine Rate von 3,5 kHz reduziert.

Die letzte Stufe des Triggersystems bildet der Eventfilter (EF), welcher wie L2 softwarebasiert ist und zusammen mit diesem den sogenannten *High Level Trigger* (HLT) bildet. Der Eventfilter selektiert, rekonstruiert und klassifiziert die Ereignisse mit einer mittleren Verarbeitungszeit von 4 s pro Ereignis. Dabei stehen ihm die gesamten Detektorinformationen zur Verfügung. Anschließend werden die akzeptierten Ereignisse mit einer Rate von 200 Hz und einer Größe von etwa 1,3 MByte abgelesen und permanent gespeichert, so dass sie für weitere Offlineanalysen zur Verfügung stehen.



## Kapitel 2

# Physik am ATLAS-Experiment

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den elementaren Bausteinen unseres Universums und den Kräften, mit denen diese wechselwirken. Als Grundlage der modernen Teilchenphysik gilt das sogenannte Standardmodell der Teilchenphysik (SM), das als Zusammenfassung verschiedener Theorien die derzeitigen Erkenntnisse in sich vereinigt. Es beinhaltet drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen, nämlich die schwache, die elektromagnetische und die starke Kraft. Die Gravitation als vierte fundamentale Kraft ist nicht im Standardmodell enthalten, was einer der Gründe für zahlreiche Bemühungen ist, das SM zu erweitern oder gar zu ersetzen. Im folgenden Kapitel soll ein Überblick über die Physik des Standardmodells und einiger Theorien darüber hinaus gegeben werden, detaillierte Zusammenhänge findet man in weiterführender Literatur: für das Standardmodell [7][8] und für Extradimensionen und mikroskopische schwarze Löcher [9][1][10].

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die in den 60er Jahren entwickelt wurde und sich seitdem als sehr erfolgreich herausgestellt hat, da beobachtete Phänomene der Teilchenphysik stimmig erklärt und Vorhersagen des Standardmodells mit großer Genauigkeit experimentell bestätigt wurden. Es beschreibt die Eigenschaften und Wechselwirkungen punktförmiger Teilchen mit halbzahligem Spin<sup>1</sup>, den sogenannten *Fermionen*<sup>2</sup>, sowie von Teilchen mit ganzzahligem Spin, den *Bosonen*<sup>3</sup>. In beiden Kategorien gibt es neben den elementaren auch (aus Quarks) zusammengesetzte Teilchen, die *Hadronen*. Zusätzlich existiert zu jedem Teilchen ein Antiteilchen, wobei manche Eigenschaften identisch bleiben (z.B. Masse, Spin), andere sich jedoch ändern können (z.B. Ladung, Leptonenzahl). Für neutrale Teilchen kann das bedeuten, dass sie ihr eigenes Antiteilchen sind.

Das Standardmodell unterscheidet zwei verschiedene Arten von **Fermionen**, *Leptonen* und *Quarks*, die aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften weiter in je drei Gruppen<sup>4</sup> aufsteigender Massen unterteilt sind. Die uns umgebende, bekannte Materie besteht im wesentlichen

<sup>1</sup>Der *Spin* ist eine quantenmechanische Eigenschaft aller Teilchen und beschreibt den intrinsischen Drehimpuls.

<sup>2</sup>Fermionen unterliegen der *Fermi-Dirac-Statistik*, welche besagt, dass zwei Fermionen eines abgeschlossenen Systems niemals im gleichen Quantenzustand sein können.

<sup>3</sup>Die *Bose-Einstein-Statistik* beschreibt die mittlere Besetzungszahl eines Quantenzustandes für identische *Bosonen*, analog zur Fermi-Dirac-Statistik für Fermionen.

<sup>4</sup>auch genannt *Familien* oder *Generationen*

aus Mitgliedern der jeweils ersten Familie.

*Leptonen* tragen eine ganzzahlige elektrische Ladung  $q^5$  und unterliegen der elektrischen und der schwachen Wechselwirkung. Hierzu gehören die drei massiven, geladenen ( $-1q$ ) Teilchen *Elektron* ( $e$ ), *Myon* ( $\mu$ ) und *Tau* ( $\tau$ ) und die dazugehörigen elektrisch neutralen, fast masselosen *Neutrinos* ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

Die *Quarks* hingegen tragen eine drittelzahlige elektrische Ladung und zusätzlich eine Farbladung<sup>6</sup>, sie unterliegen also auch noch der starken Wechselwirkung. Es existieren sechs verschiedene Arten von Quarks, die sogenannten Flavours. Man nennt sie *Up* ( $u$ ), *Charm* ( $c$ ) und *Top* ( $t$ ) mit elektrischer Ladung ( $+2/3q$ ) zum Einen und *Down* ( $d$ ), *Strange* ( $s$ ) und *Bottom* ( $b$ ) mit der elektrischen Ladung  $-1/3q$  zum Anderen. In Tabelle 2.1 sind die Eigenschaften der Fermionen zusammengefasst.

Fermionen	Familie			Ladung		Spin	Wechselwirkung
	I	II	III	elektrisch [ $e$ ]	Farbe		
Quarks	$u$	$c$	$t$	$+2/3$	r, g, b	$1/2$	elektromagn., schwach, stark
	$d$	$s$	$b$	$-1/3$			
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	-	$1/2$	schwach elektromagn., schwach
	$e$	$\mu$	$\tau$	$-1$			

**Tabelle 2.1:** Organisation der Fermionen im Standardmodell. Es ist zu beachten, dass zu jedem Teilchen noch ein Antiteilchen entgegengesetzter Ladung existiert.

Die elementaren **Eichbosonen** dienen als Übermittler der fundamentalen Kräfte. Reichweite und Stärke der Kräfte hängen unter anderem von der Masse ihres Austauschteilchens ab. Das masselose *Photon* ( $\gamma$ ) koppelt an elektromagnetische Ladung, was durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben wird. Es ist das Austauschteilchen der *elektromagnetischen Kraft*, deshalb hat diese unendliche Reichweite und die Stärke ist invers proportional zum Quadrat des Abstandes ( $\propto r^{-2}$ ). In Atomen bindet die elektromagnetische Kraft Elektronen an die Kerne, verbindet Atome zu Molekülen und gibt Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen ihre Eigenschaften.

Radioaktivität und Kernfusion basieren auf der *schwachen Kraft*. Ihre Übermittler sind die massiven *W-* und *Z-Bosonen*, die an die schwache Ladung koppeln, welche von allen Fermionen getragen wird. Aufgrund der hohen Masse ihrer Austauschteilchen ( $m_W \approx 80 \text{ GeV}$  und  $m_Z \approx 91 \text{ GeV}$ ) sind Reichweite ( $\approx 10^{-3} \text{ fm}$ ) und Stärke der schwachen Kraft viel geringer als die der elektromagnetischen Wechselwirkung. Zusammen mit dieser ist sie bei Energien der elektroschwachen Skala ( $\mathcal{O}(250 \text{ GeV})$ ) in der elektroschwachen Theorie (EW) vereinheitlicht.

Die spontane Symmetriebrechung zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung und die nicht-verschwindende Masse der *W-* und *Z - Bosonen* werden durch den *Higgs-Mechanismus* erklärt. Das zugehörige *Higgs-Boson* ( $H$ ) soll den Elementarteilchen ihre Masse verleihen und ist als das einzige bisher noch nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells eine der Hauptmotivationen für den Bau des LHC.

<sup>5</sup>Im Allgemeinen gilt  $q = e$ , wobei die *Elementarladung*  $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$  die Ladung des elementaren Elektrons ist [8].

<sup>6</sup>Die Farbladung ist als intuitive Analogie zur Dreifarbttheorie (rgb) zu sehen. Es gibt drei additive Farben *Rot* (r), *Grün* (g) und *Blau* (b) sowie deren Antifarben *Antirrot* ( $\bar{r}$ ), *Antigrün* ( $\bar{g}$ ) und *Antiblau* ( $\bar{b}$ ). Dies bedeutet, dass sich ein Zustand bestehend aus allen drei (Anti-) Farben ( $rgb, \overline{rgb}$ ) bzw. Farbe-Antifarbe ( $r\bar{r}, g\bar{g}, b\bar{b}$ ) zu Weiß (bzw. Farbneutral) addieren.

Die *starke Kraft* ist verantwortlich für die Entstehung von aus Quarks zusammengesetzten *Hadronen*, welche in *Mesonen* ( $q\bar{q}$ ) und *Baryonen*<sup>7</sup> (qqq) unterteilt sind, und bindet Protonen und Neutronen zu Atomkernen zusammen. Sie wird nach der Quantenchromodynamik (QCD) durch Austausch sogenannter *Gluonen* ( $g$ ) beschrieben, welche an Farbladung koppeln und selbst mit einer Farbe und einer Antifarbe geladen sind. Es gibt acht verschiedene Sorten von Gluonen mit der Eigenschaft der *Selbstkopplung*, welche für die starke Wechselwirkung charakteristisch ist. Dies führt dazu, dass die Anziehungskraft zwischen zwei Quarks mit steigender Entfernung zunimmt. Bei kleinen Abständen (innerhalb von Hadronen) können Quarks und Gluonen also als quasi-freie Teilchen betrachtet werden (*asymptotische Freiheit*), einzeln vorkommende, farbgeladene Teilchen sind jedoch nicht möglich (*Confinement*). Werden Quarks oder Gluonen weit genug voneinander entfernt, führt der starke Anstieg der Bindungsenergie zur Entstehung neuer Quark-Antiquark-Paare, was die Reichweite der starken Wechselwirkung auf die Größe eines Protons begrenzt ( $\approx 1$  fm). Bei sehr energiereichen Teilchen, zum Beispiel in hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen, kann sich dieser Prozess sehr oft wiederholen. Bis schließlich die gesamte Anfangsenergie umgewandelt ist, haben sich aus der Vielzahl der entstandenen Quarks viele neue Hadronen, also Materie, gebildet. Daher ist dieser Prozess als *Hadronisierung* bekannt. Die Flugrichtung dieser Teilchen ist durch die der ursprünglichen Teilchen bestimmt, sie bewegen sich also in Form eines sich aufweitenden Kegels, einem sogenannten *Jet*.

Die vierte fundamentale Kraft, die *Gravitation*, ist nicht im Standardmodell enthalten, da es bisher noch nicht gelungen ist, eine konsistente Theorie der Quantengravitation aufzustellen. Der hypothetische Übermittler der Gravitation ist das *Graviton* ( $G$ ). Da die Schwerkraft wie die elektromagnetische Kraft eine unendliche Reichweite hat und, soweit bekannt, proportional zum Abstand ( $\propto r^{-2}$ ) ist, geht man davon aus, dass das Graviton masselos sein muss. In Tabelle 2.2 sind die Eigenschaften der Eichbosonen und der fundamentalen Wechselwirkungen zusammengefasst.

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	Masse [GeV]	eff. Kopplungskonstante $\alpha$	Reichweite
stark	Farbe	Gluonen ( $g$ )	0	1	$\approx 1$ fm
elektromagn.	el. Ladung	Photon ( $\gamma$ )	0	$1/137$	$\infty$
schwach	schw. Ladung	W-Bosonen ( $W^\pm$ ) Z-Boson ( $Z^0$ )	$\approx 80$ $\approx 91$	$\approx 10^{-6}$	$\approx 10^{-3}$ fm
Gravitation	Masse	Graviton ( $G$ )	0	$\approx 10^{-39}$	$\infty$

**Tabelle 2.2:** Überblick der fundamentalen Kräfte und ihrer Austauschteilchen. Die Stärke der WW wird durch die effektive Kopplungskonstante  $\alpha$  beschrieben [7].

## 2.2 Physik jenseits des Standardmodells

Das Standardmodell kann fast alle bisher beobachteten Phänomene der Teilchenphysik erklären, dennoch ist es unvollständig. Zum einen enthält das Standardmodell 18 freie Parameter,

<sup>7</sup>Die bekanntesten Baryonen sind Protonen (uud) und Neutronen (udd).

die durch die Theorie nicht festgelegt sind und welche experimentell bestimmt werden müssen. Zum anderen bleiben viele offene Fragen der Teilchenphysik unbeantwortet. Gibt es das Higgs-Boson wirklich? Warum gibt es genau drei Fermionfamilien? Kann eine allgemeinere Theorie die freien Parameter vorhersagen? Lassen sich alle fundamentalen Kräfte, ähnlich wie die elektromagnetische und die schwache Kraft, vereinigen? Warum haben die Kräfte so unterschiedliche Kopplungsstärken und warum ist die Gravitation relativ zu den anderen Wechselwirkungen so schwach (Hierarchieproblem)? Diese und weitere Fragen liefern die Grundlagen für zahlreiche neue Theorien, die das Standardmodell ergänzen sollen. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf den letzten beiden Fragen und auf diese soll im Weiteren näher eingegangen werden.

### 2.2.1 Extradimensionen (ED)

Geht man davon aus, dass wir in einer (3+1)-dimensionalen<sup>8</sup> Welt leben, kann man mit dem Gaußschen Satz das Gravitationspotential

$$V(r) \propto -G_N \frac{m_1 m_2}{r} \quad (2.1)$$

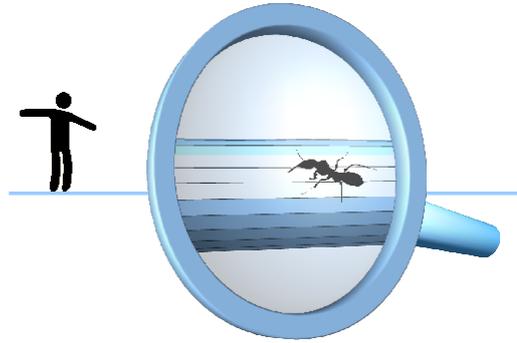
zweier Testmassen  $m_1$  und  $m_2$  im Abstand  $r$  berechnen, wobei  $G_N$  für Newtons Gravitationskonstante steht. Dies ist äquivalent zum Newtonschen Gravitationsgesetz, welches als effektive Theorie zwar die Wirkung beschreibt, jedoch keine Aussagen über Ursachen der Gravitation macht. Zusätzlich ist ihre Richtigkeit bei kleinen Abständen im Submillimeter-Bereich nur sehr schwer experimentell zu bestätigen. Weiterhin stellt sich mit dem Hierarchieproblem die Frage, warum die schwache Kraft als schwächste Kraft im Standardmodell so viel stärker ist als die Gravitation (um  $\mathcal{O}(10^{32})$ ). Die elektroschwache Energieskala ( $\mathcal{O}(250 \text{ GeV})$ ) beschreibt typische Energien elektroschwacher Prozesse, die Gravitation jedoch wird erst bei sehr hohen Energien, im Bereich der sogenannten Planck-Skala  $M_{Pl} = G_N^{-1/2} \approx 10^{19} \text{ GeV}$ , mit den anderen Kräften vergleichbar stark.

Eine elegante Lösung für dieses Problem bietet die Theorie der *großen Extradimensionen* von Arkani-Hamed, Dimopoulos und Dvali (ADD) [1]. Sie postulieren, dass die elektroschwache Wechselwirkung und die Gravitation bei der elektroschwachen Energieskala vereinigt werden, welche sie als die einzig fundamentale Skala kurzer Distanzen ansehen. Die relative Schwäche der Gravitation erklären sie durch die Existenz zusätzlicher, kompakter Raum-Dimensionen. Während sich Gravitonen, als Übermittler der Gravitation, frei in allen Dimensionen (Bulk) bewegen können, sind die Standardmodellteilchen auf unsere 4-dimensionale Welt (Brane) beschränkt (siehe Abbildung 2.2). Die Planck-Skala  $M_{Pl} \sim G_N^{-1/2}$  ist also lediglich eine effektive Skala, deren Wert gemessen wurde. In höherdimensionalen Modellen ist diese von der Größe und Anzahl der Extradimensionen abhängig, wobei eine fundamentale Planckmasse im TeV-Bereich ( $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ ), also nahe der elektroschwachen Skala, denkbar ist.

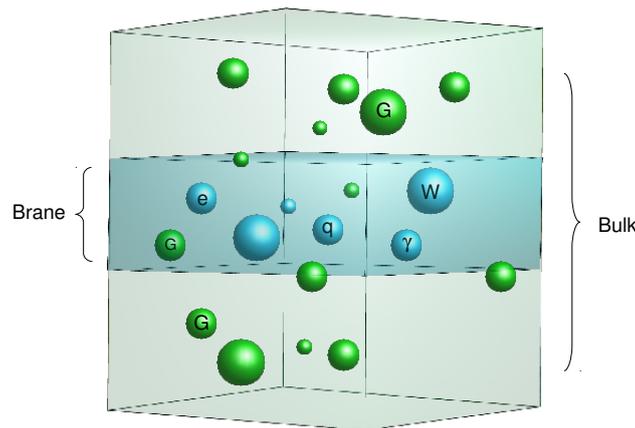
Unter der Annahme, dass  $n$  Extradimensionen der Größe  $R$  existieren, wird das Gravitationspotential bei einer fundamentalen Planckmasse von  $M_{Pl(4+n)}$  folgendermaßen modifiziert:

$$V(r) \propto \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{2+n}} \frac{1}{r^{n+1}} \quad (r \ll R). \quad (2.2)$$

<sup>8</sup>d.h einer 4-dimensionalen Raumzeit, bestehend aus 3 Raumdimensionen + 1 Zeitdimension



**Abbildung 2.1:** Illustration der kompakten Extradimensionen. Ein Objekt kann aus der Ferne betrachtet 1-dimensional wirken (Seiltänzer), aus der Nähe betrachtet ( $\sim$  Größe der Extradimension) kann man die zusätzlichen Dimensionen jedoch wahrnehmen (Ameise).



**Abbildung 2.2:** Schematische Übersicht des ADD-Modells. Die Teilchen des Standardmodells (blau) sind an unsere 4-dimensionale Welt (Brane, blau) gebunden, wohingegen den Gravitonen (grün), als Vermittler der Gravitation, zusätzlich der gesamte  $(4+n)$ -dimensionale Bulk (grün) zur Verfügung steht. (nach [11])

Für größere Abstände  $r > R$  geht dies in das bekannte  $1/r$ -Gesetz über:

$$V(r) \propto \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{2+n} R^n} \frac{1}{r} = \frac{m_1 m_2}{M_{Pl}^2} \frac{1}{r} \quad (r \gg R), \quad (2.3)$$

wobei für einen stetigen Übergang die Relation

$$M_{Pl}^2 = 8\pi R^n M_{Pl(4+n)}^{2+n} \quad (2.4)$$

benötigt wird. Im Weiteren wird die fundamentale,  $(d = 4 + n)$ -dimensionale Planckmasse der Einfachheit halber  $M_D$  genannt, welche nach der *Particle Data Group* (PDG) folgendermaßen

definiert ist[12]:

$$M_D^{2+n} = M_{Pl(4+n)}^{2+n} = \frac{(2\pi)^n}{8\pi G_D}, \quad (2.5)$$

wobei  $G_D$  die D-dimensionale Gravitationskonstante darstellt. Fordert man, dass  $M_D$  im Bereich der elektroschwachen Skala liegt ( $M_D \sim M_{ew} \sim 1 \text{ TeV}$ ), so kann man aus 2.4 und 2.5 die Größen  $R$  der Extradimensionen bestimmen. Für  $n = 1$  Extradimensionen wäre ihr entsprechender Radius  $R$  von der Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{13} \text{ cm})$ , was in etwa dem Abstand zwischen Erde und Sonne entspricht [1]. Solche Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetz können erfahrungsgemäß ausgeschlossen werden. Durch moderne Messungen, u.a. mit Torsionspendeln, wurde die  $1/r$ -Abhängigkeit im Submillimeter-Bereich vermessen und  $n = 2$  ( $R \sim 1 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$ , [1]) kann ebenfalls nahezu ausgeschlossen werden [10]. Für  $n = 3 - 7$  jedoch befinden sich Größenskalen der Extradimensionen in einem Bereich, der für Experimente am LHC noch von Interesse sein kann. In Tabelle 2.3 sind die Radii der Extradimensionen bei einer fundamentalen Planckmasse von  $M_D = 1 \text{ TeV}$  und verschiedenen  $n$  aufgelistet.

$n$	1	2	3	4	5	6	7
$R[\text{m}]$	$1 \times 10^{12}$	$5 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-9}$	$1 \times 10^{-11}$	$1 \times 10^{-13}$	$3 \times 10^{-14}$	$3 \times 10^{-15}$

**Tabelle 2.3:** Kompaktifizierungsradien der Extradimensionen bei  $M_D = 1 \text{ TeV}$  und verschiedenen  $n$ . [11]

## 2.2.2 Schwarze Löcher

Eine faszinierende Konsequenz der Gravitation ist die Existenz schwarzer Löcher. Als Objekte von enormer Massendichte krümmen sie einen Bereich der Raumzeit um sich herum derart, dass weder Materie noch Licht ihrer Anziehungskraft entkommen können. Die Grenze dieses Bereichs nennt man Ereignishorizont, der mit der Masse des schwarzen Lochs größer wird. Zu jeder Masse  $M$  eines Objekts gibt es einen sogenannten Schwarzschild-Radius

$$r_s = \frac{2GM}{c} \quad (2.6)$$

mit der Gravitationskonstante  $G$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Wird das Objekt auf ein Kugelvolumen mit dem Radius ( $r < r_s$ ) komprimiert, so kollabiert es zu einem schwarzen Loch. Die Existenz astronomischer schwarzer Löcher, entstanden durch den Kollaps massiver Sterne in Supernovae, wurde bisher nur indirekt beobachtet, gilt jedoch als gegeben. Sollen mikroskopische schwarze Löcher (MSL) an einem Teilchenbeschleuniger wie dem LHC erzeugt werden, ergibt sich eine ganz neue Problematik. Um die nötigen Massendichten zu erreichen, müssten in Abwesenheit von Extradimensionen sehr hohe Energien ( $\mathcal{O}(10^{16} \text{ TeV})$ ) aufgebracht werden. In einem Modell mit großen Extradimensionen wäre die Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher schon bei sehr viel niedrigeren Energien mit hoher Rate (z.B.  $\sim 1 \text{ Hz}$  am LHC mit  $M_D \sim 1 \text{ TeV}$  [9]) möglich. Bei Kollisionen mit Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  kann die Masse  $M_{BH}$  des entstehenden schwarzen Loches so groß werden, dass der davon abhängige Schwarzschild-Radius  $r_s(M_{BH})$  kleiner als die Größe der Extradimensionen ist. Somit wirkt das in Gleichung 2.3) beschriebene, stärkere Gravitationspotential.

### Semiklassischer Ansatz

Astronomische (klassische) schwarze Löcher gelten in der allgemeinen Relativitätstheorie als gut verstanden, wenn ihre Masse weit über Energien der Planck-Skala liegt. Konsequenterweise kann man für ein Modell mit großen Extradimensionen eine ähnlich akkurate Beschreibung annehmen, falls man fordert, dass die Masse deutlich größer als die fundamentale Planckmasse  $M_D$  ist. Verringert sich die Masse des schwarzen Lochs und nähert sich  $M_D$  an, so wird es zu einem Objekt der Quantengravitation mit bisher unbekanntem Eigenschaften. Für die sogenannten semiklassischen schwarzen Löcher mit ( $M_{BH} \gg M_D$ ) ergibt sich ein Schwarzschild-Radius von [9]:

$$r_s(M_{BH}) \propto \frac{1}{M_D} \left( \frac{M_{BH}}{M_D} \frac{8\Gamma(\frac{n+3}{2})}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (2.7)$$

Geht man nun davon aus, dass zwei Partonen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = M_{BH}$  frontal kollidieren, so wird ein mikroskopisches schwarzes Loch der Masse  $M_{BH}$  entstehen, falls der Stoßparameter  $b$  kleiner als der doppelte entsprechende Schwarzschild-Radius ist. Der Wirkungsquerschnitt der Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher am LHC lässt sich geometrisch abschätzen und ist von der Größenordnung  $\sim 4\pi r_s^2$ . Zusammen mit Gleichung 2.7 ergibt sich auf Partonlevel der gesamte Wirkungsquerschnitt von [9]:

$$\sigma(M_{BH}) \approx \pi r_s^2 = \frac{1}{M_D^2} \left( \frac{M_{BH}}{M_D} \frac{8\Gamma(\frac{n+3}{2})}{n+2} \right)^{\frac{2}{n+1}}, \quad (2.8)$$

mit der Eulerschen Gammafunktion  $\Gamma$ . Die notwendige Bedingung ( $M_{BH} \gg M_D$ ) für eine gute Beschreibung mikroskopischer schwarzer Löcher entspricht also der Forderung einer minimalen Produktionsmasse  $M_{th}(n, M_D)$ . Beachtet man alle Bedingungen, kann man annehmen, dass sich schwarze Löcher mit  $M_{th} = 5M_D$ , für eine fundamentale Planckmasse von  $M_D = 1 \text{ TeV}$  und alle  $n$ , semiklassisch verhalten. Der Wirkungsquerschnitt steigt für Modelle mit der Anzahl der Extradimensionen  $n$ , bei gleich gehaltenen Massen  $M_{th}$  und  $M_D$ . Erhöht man hingegen  $M_{th}$  oder  $M_D$ , wird der Wirkungsquerschnitt kleiner. Ein typischer Wert für den Produktions-Wirkungsquerschnitt ist für  $M_{th} = 3 \text{ TeV}$  von der Größenordnung  $\mathcal{O}(10 \text{ pb})$  [11], was es mit ersten Daten am LHC ermöglichen würde, mikroskopische schwarze Löcher zu entdecken.

### Zerfall schwarzer Löcher

Aufgrund der quantenmechanischen Unschärferelation ist es möglich, dass in sogenannten Vakuumfluktuationen virtuelle Teilchen entstehen und für kurze Zeit existieren. Findet solch ein Ereignis in der Nähe des Ereignishorizonts statt, ist es entgegen der klassischen Annahme möglich, dass ein schwarzes Loch an Energie verliert. Angenommen, die Teilchen entstehen am Ereignishorizont gerade so, dass eines innerhalb liegt und das andere ihn überschreitet, so können sich die Teilchen nicht mehr gegenseitig „sehen“. Dies führt dazu, dass das innenliegende Teilchen eine potentielle Energie freigibt, die für die Paarbildung ausreicht und zusätzlich das andere Teilchen aus dem Gravitationsfeld schleudert. Über diesen Vorgang, bekannt als *Hawking-Strahlung*, geht dem schwarzen Loch Energie verloren. Das Emissionsspektrum der Hawking-Strahlung ist dabei das eines schwarzen Strahlers und hängt von der charakteristischen Temperatur des schwarzen Lochs ab, der sogenannten Hawking-Temperatur [13]:

$$T_H = \frac{n+1}{4\pi r_s}. \quad (2.9)$$

Je größer die Masse eines Schwarzen Lochs, desto niedriger ist also seine Temperatur  $T_H$  und umso weniger Energie strahlt es durch Hawkingstrahlung ab. Astronomische schwarze Löcher haben aufgrund ihrer hohen Massen sehr große Lebensdauern, die die des Universums übersteigen können. Mikroskopische schwarze Löcher hingegen sind vergleichsweise heiß und zerstrahlen sehr schnell ( $\mathcal{O}(10^{-26} \text{ s})$ ) [9]. Grundsätzlich lässt sich der Zerfall semiklassisch noch in vier Stufen unterteilen [9]:

- Direkt nach der Entstehung verliert das schwarze Loch über die Emission von Gravitonen seine Multipolmomente und Quantenzahlen. Dies nennt man die *Balding-Phase*
- In der *spin-down-Phase* verliert es sein restliches Drehmoment.
- Nun folgt die *Evaporations-Phase*, in dem es durch Hawkingstrahlung den meisten Teil seiner Energie verliert. Nähert sich seine Masse der Planckmasse an, folgt die letzte Phase.
- Für die sogenannte *Planck-Phase* sind wegen der Quantennatur des schwarzen Lochs keine Details bekannt. Es gibt jedoch verschiedene Szenarien, was nun weiter geschieht. Das *Burst-Modell* geht von einem finalen Vielkörperzerfall aus. Im *Boiling-Modell* verliert das schwarze Loch weiter über Hawkingstrahlung Energie, bis es schließlich auch zum *final burst* kommt. Ein weiteres Modell nimmt an, dass das schwarze Loch in diesem Stadium als stabiler Überrest erhalten bleibt.

Den Großteil seiner Energie verliert das schwarze Loch also über Hawkingstrahlung, weswegen diese Phase für die Suche an Teilchenbeschleunigern die wichtigste ist. Da die Gravitation nur an die Energie der Teilchen koppelt, unabhängig von der Teilchenart, geht man von einem *demokratischen Zerfall* aus. Das bedeutet, dass die Multiplizitäten der abgestrahlten Teilchen im Wesentlichen auf der Anzahl ihrer Freiheitsgrade beruhen. In Tabelle 2.4 sind die Freiheitsgrade aller Teilchen des Standardmodells zusammengefasst.

Bei einer Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern am ATLAS-Detektor wird man also hauptsächlich nach Signaturen mit hoher Multiplizität Ausschau halten. Den größten Anteil der gemessenen Objekte werden dabei Jets (entstanden aus Quarks und Gluonen, siehe Abschnitt 2.1) ausmachen, gefolgt von Leptonen.

Teilchen	Anzahl	Spin	Antiteilchen	Farbe	Freiheitsgrade
Quarks	6	2	2	3	72
Leptonen	6	2	2	-	24
Gluonen	8	2	1	-	16
Photon	1	2	1	-	2
W-Boson	1	3	1	-	3
Z-Boson	1	3	2	-	6
Higgs-Boson	1	1	1	-	1

**Tabelle 2.4:** Überblick der Freiheitsgrade der Teilchen des Standardmodells. [11]

### Schwarze Löcher mit Dijet-Endzuständen in der Quantengravitation

Ein grundlegend anderer Ansatz für den Zerfall mikroskopischer schwarzer Löcher wurde von Patrick Meade und Lisa Randall im Jahr 2007 entwickelt [14]. Zunächst wird argumentiert, dass mikroskopische schwarze Löcher mit semiklassischem Verhalten stark unterdrückt sind und, wenn überhaupt, nur in einem sehr begrenzten Parameterbereich auftreten. Für den Zerfall wird angenommen, dass nur dann mehr als zwei Teilchen abgestrahlt werden, wenn die Masse des schwarzen Lochs größer ist als die anderthalbfache fundamentale Planckmasse ( $M_{\text{BH}} > 1,5M_{\text{D}}$ ). Wegen des stark abfallenden Wirkungsquerschnitts werden mikroskopische schwarze Löcher hauptsächlich nahe ihre Produktionsschwelle  $M_{th}$  produziert. Diese liegt jedoch in der Größenordnung  $\mathcal{O}(M_{\text{D}})$ . Dieser Energiebereich wird von Effekten der Quantengravitation dominiert, welche effektiv als sogenannte Kontaktinteraktionen oder Vier-Punktinteraktionen behandelt werden können. Dies sind zum Beispiel  $2 \rightarrow 2$  Streuprozesse zwischen Quarks, die als einzelner Vertex, an dem sich vier Trajektorien treffen, auftreten. In solchen Kontaktinteraktionen kann durch Fluktuationen der Raumzeit kurzfristig ein mikroskopisches schwarzes Loch entstehen. Der Austausch dieser virtuellen schwarzen Löcher resultiert letztlich in einem Dijet-Endzustand.

Für Dijet-Signaturen gibt es sehr ausgefeilte Analysen, auf die im Folgenden aber nicht näher eingegangen werden soll. Modelle mit Dijet-Signaturen und Modelle mit Multiobjekt-Signaturen scheinen zunächst gegensätzlich zu sein. Es wurde aber noch keines der Modelle ausgeschlossen und ein Übergang zwischen diesen Ansätzen ist denkbar. Dies könnte bei Multiobjekt-Analysen zu einem signifikanten Anteil an Endzuständen mit zwei Jets führen. In Kapitel 4 eine Suche nach Multiobjektendzuständen vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wird weiterhin überprüft, wie mögliche Dijet-Ereignisse in die Analyse eingegliedert werden können.



## Kapitel 3

# Rekonstruktion und Simulation Physikalischer Prozesse

Die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen verwenden zum Teil spezielle Variablen und Algorithmen, über die im Weiteren ein kurzer Überblick gegeben werden soll. Dies beinhaltet zum einen die Rekonstruktion gemessener, physikalischer Ereignisse und zum anderen die Simulation von Daten mittels Monte-Carlo-Generatoren (MC).

### 3.1 Rekonstruktion

#### 3.1.1 Jets

Um die aus Quarks und Gluonen entstandenen Jets (siehe Kapitel 2.1) zu rekonstruieren, verwendet man bei ATLAS den *AnitKt-Algorithmus* [15]. Dieser berechnet die Abstände aller in Frage kommenden Objekte<sup>1</sup> voneinander und gruppiert anschließend die zwei nächstgelegenen zusammen. Dieser Vorgang wird wiederholt bis der Abstand eine bestimmte Schwelle überschreitet und die Gruppe als Jet identifiziert wird. Der charakteristische Parameter des Algorithmus ist dabei die Auflösung  $R$ , mit der zwei benachbarte Jets getrennt werden können. Bei ATLAS verwendet man hauptsächlich die Werte  $R = 0,4$  oder  $R = 0,6$ , den Algorithmus nennt man dann *AntiKt4* bzw. *AntiKt6*.

Durch Vermessen der Energien der Jets erhält man Aufschluss über die Energie der ursprünglichen Teilchen. Die Algorithmen, die diese rekonstruieren arbeiten allerdings mit topologischen Kalorimeterclustern. Durch Messungen mit Teststrahlen wird die Klusterenergie auf die elektromagnetische Skala kalibriert. Die Kalorimeter für Energiedeposition hadronischer Objekte zeigt ein schlechteres Ansprechverhalten als für elektromagnetische. Ist ein Jet also erst identifiziert, muss daher eine weitere Korrektur der Energieskala durchgeführt werden. Eine Reihe von Effekten, wie zum Beispiel totes Material im Kalorimeter oder Unsicherheiten im Modell der hadronischen Schauerbildung, im speziellen im elektromagnetischen Anteil, können die Auflösung der Messungen über die intrinsische Auflösung hinaus verschlechtern. Diese Effekte müssen ebenfalls durch Kalibrationen ausgeglichen werden. Jet-Energie-Skala (JES) und deren Auflösung (JER) spielen in ATLAS-Analysen also eine wichtige Rolle.

---

<sup>1</sup>Teilchen, Pseudojets

Einige Detektor-Effekte führen auch zu Problemen bei der Jet-Identifizierung, wobei man zwischen *Bad-Jets* und *Ugly-Jets* unterscheidet. *Bad-Jets* sind Objekte, die fälschlicherweise als Jets identifiziert wurden (engl. fake jets). *Ugly-Jets* sind Jets, bei denen es durch Detektoreffekte zu Problemen mit der Energie-Skala kommt. Man versucht diese Probleme zu beheben, indem man bestimmte Anforderungen an die Eigenschaften der Ereignisse stellt, das sogenannte *Event-Cleaning*[16]. Dadurch sollen *Bad-* und *Ugly-Jets* in der Analyse vermieden werden.

### 3.1.2 Elektronen und Photonen

Zur Identifizierung und Rekonstruktion von Elektronen und Photonen wird bei ATLAS der gleiche Algorithmus benutzt [17]. Dieser ist so definiert, dass bei hohen Identifikationseffizienzen der Untergrund ausreichend stark unterdrückt wird. Hierbei gibt es die drei Stufen: *loose*, *medium* und *tight*<sup>2</sup>, wobei jede Stufe die Kriterien der vorigen Stufe einschließt und noch verschärft. Probleme bei der Identifizierung und Rekonstruktion entstehen unter anderem durch Regionen im Detektor, in denen die Hochspannung vom Sollwert abweicht oder durch zu großes Rauschen oder gar tote Ausleseelektronik im Kalorimeter. Die mangelhaften Regionen werden in sogenannten Qualitätskarten festgehalten, um eine gute Identifizierung und Rekonstruktion zu gewährleisten.

### 3.1.3 Myonen

Myonen können sowohl im inneren Detektor, als auch im Myonsystem vermessen werden. Zur Rekonstruktion der Myonen gibt es also zwei Ansätze, das „*Standalone Myon*“-Verfahren und das „*Combined Myon*“-Verfahren [17][18]. Im ersten Ansatz werden ausschließlich Informationen aus dem Myonsystem verwendet, was den Vorteil einer unabhängigen Messung hat. Im zweiten Ansatz verwendet man alle zur Verfügung stehenden Informationen, wobei die kombinierten Parameter dieser sogenannten *staco Myonen* durch statistische Kombination<sup>3</sup> aus den beiden Quellen errechnet werden.

### 3.1.4 Entfernen von Overlap

Im Detektor kann es vorkommen, dass Signale verschiedener Teilchen in den Kalorimetern überlagert werden. Dadurch wird die deponierte Energie doppelt gezählt und es kommt zu falschen Teilchenmultiplizitäten. Um diesen Overlap zu entfernen, fordert man einen gewissen Abstand  $\Delta R$  der einzelnen Objekte in der  $\eta - \phi$ -Ebene (siehe dazu Angang 1.3). Ist dieser für zwei Objekte kleiner als ein gewisser Schwellenwert, so wird eines der beiden entfernt, wobei die Prioritäten von der jeweiligen Analyse abhängen können. Es wird jeweils das Objekt höchster Priorität bevorzugt selektiert, die anderen werden verworfen.

## 3.2 Monte-Carlo-Simulationen

In manchen Studien kann es von Vorteil sein, zunächst simulierte Daten zu verwenden. Dies geschieht mittels der sogenannten Monte-Carlo-Simulationen (MC), welche als Verfahren der Stochastik auf sehr häufig ausgeführten Zufallsexperimenten basieren. Die Ereignisse bei der

<sup>2</sup>engl. für: locker, medium, straff

<sup>3</sup>engl. *statistical combination*

Kollision werden mit spezialisierten MC-Generatoren simuliert, die weiteren Interaktionen mit dem Detektor, als auch die Digitalisierung werden dann mit *Geant4* [19] berechnet. Dies ist eine Plattform, die mit einer genauen Beschreibung der Geometrie des Detektors und der Wechselwirkungen der Teilchen mit Materie ausgestattet ist. Danach werden die Daten durch die gleichen Algorithmen wie die gemessenen Daten aufbereitet. Die in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten Generatoren sind PYTHIA (V. 6.421) [20] und ALPGEN (V. 2.13) [21] für QCD-Ereignisse und CHARYBDIS (V. 1.003) [22] und BLACKMAX [23] für schwarze Löcher.

PYTHIA ist ein in der Teilchenphysik weit verbreiteter Ereignis-Generator, der eine Vielzahl verschiedener harter (2-Jet-)Prozesse generieren kann. Für die nötigen Berechnungen werden Matrixelemente führender Ordnung aus Feynmandiagrammen benutzt. Prozesse höherer Multiplizitäten sind Ergebnisse von QCD-Schauerbildung.

ALPGEN dagegen generiert bis zu sechs harte Jets im Endzustand, wofür QCD-Matrixelemente führender Ordnung verwendet werden. Diese werden dann über MLM [21] matching mit Modellen für Partonschauer kombiniert, welche von HERWIG [24] generiert werden.

### 3.3 Variablen-Definitionen

Eine wichtige Größe bei vielen Analysen neuer Physik ist die *fehlende transversale Energie*  $E_T^{\text{miss}}$ . Man bezieht sich auf Energie, die aufgrund von Energie- und Impulserhaltung zwar erwartet, im Detektor aber nicht nachgewiesen wird. Unter anderem kann dies dadurch geschehen, dass bestimmte minimal wechselwirkende Teilchen (wie zum Beispiel Gravitonen oder Neutrinos) abgestrahlt werden, was Anzeichen für neue Physik sein können. Bei Hadroncollidern wie dem LHC ist der Impuls entlang der Strahlachse wegen der Substruktur der Hadronen nicht bekannt. Die Impulse aller Teilchen senkrecht zur Strahlachse sollten sich aber zu Null addieren. Erhält man also nach Summation aller transversalen Impulse einen Nettoimpuls in eine bestimmte Richtung, so ist dies ein Anzeichen für  $E_T^{\text{miss}}$  in entgegengesetzter Richtung. Der genaue Algorithmus zur Rekonstruktion fehlender transversaler Energie wird in [25] beschrieben.

Weitere wichtige Größen sind die Summe der Transversalimpulse  $\Sigma p_T$  sowie die invariante Masse  $M_{\text{inv}}$ .  $\Sigma p_T$  ist die *skalare* Summe der transversalen Impulse  $p_T$  aller rekonstruierten Objekte im Endzustand, wobei  $E_T^{\text{miss}}$  hier nicht mit einbezogen wird. Für die Berechnung der invarianten Masse summiert man die Vierervektoren der rekonstruierten Objekte, inklusive der fehlenden transversalen Energie, auf. Anschließend bildet man die Wurzel der Norm dieses Vektors. Das Einbeziehen von  $E_T^{\text{miss}}$  zieht eine Verbesserung der Massenauflösung mit sich, da auch die Massen von Teilchen mit eingehen, welche im Detektor nicht nachgewiesen werden (wie z.B. Neutrinos, Gravitonen).

#### 3.3.1 Ereignis-Form-Variablen

Diese speziell definierten Variablen (engl. event shape variables (ESV)) beschreiben die „Form“ der Ereignisse und dienen damit deren Charakterisierung, da verschiedene physikalische Prozesse spezifisch geformt sind. Im Laufe dieser Arbeit werden im speziellen drei ESV verwendet, die Sphärizität, Aplanarität und Planarität.

### Sphärizität

Wie der Name schon sagt, beschreibt diese Variable die Sphärizität, also die „Rundheit“ eines Ereignisses. Kleine schwarze Löcher zum Beispiel zerfallen isotrop und mit großer Multiplizität, also sollte die „Form“, im Gegensatz zu linearen Dijet-Ereignissen, näherungsweise rund sein. Diese Eigenschaft verleiht der Sphärizität also ein gewisses Potential bei der Trennung von BH-Ereignissen vom QCD-Untergrund.

Bei der Berechnung der Sphärizität verwendet man die Vierervektoren  $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ , wobei der Index  $i = 1, 2, \dots$  über alle Objekte des Ereignisses läuft. Zunächst benötigt man den Sphärizitätstensor, welcher durch:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |\vec{p}_i|^2} \quad (3.1)$$

gegeben ist. Hierbei bezeichnen  $\alpha, \beta = 1, 2, 3$  die  $x, y, z$ -Koordinaten. Durch Diagonalisierung dieser  $3 \times 3$ -Matrix erhält man drei Eigenwerte mit den Eigenschaften  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$  und  $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ . Aus diesen Eigenwerten bestimmt sich die Sphärizität:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3). \quad (3.2)$$

Per Definition gilt also  $0 \leq S \leq 1$ , wobei ein Dijet-Ereignis eine Sphärizität von  $S \approx 0$  hat, ein isotroper Zerfall wie bei einem schwarze Loch bedeutet  $S \approx 1$ .

### Aplanarität

Aus den bekannten Eigenwerten lassen sich noch weitere ESV berechnen. Die Aplanarität gibt im wesentlichen Auskunft über den Transversalimpuls aus der Ereignisebene heraus. Für die Aplanarität:

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3. \quad (3.3)$$

gilt der Bereich  $0 \leq A \leq 1/2$ , wobei ein flaches Ereignis einer Aplanarität von  $A \approx 0$  entspricht, ein isotropes  $A \approx 1/2$ .

### Planarität

Die letzte aus den Eigenwerten berechnete ESV ist die Planarität. Sie ist nicht, wie sich aus dem Namen vermuten lässt, das Gegenteil der Aplanarität, vielmehr verbindet die Variablen ein komplexer Zusammenhang. Für die Planarität:

$$P = \lambda_2 - \lambda_3 \quad (3.4)$$

mit  $0 \leq P \leq 1/2$  gilt, dass sowohl Dijet-Ereignisse, als auch isotrope Ereignisse einem Wert von  $P \approx 0$  entsprechen, lediglich ein flaches Ereignis hat  $P \approx 1/2$ .

## Kapitel 4

# Suche nach gravitativen Phänomenen mit dem ATLAS-Detektor

Die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells ist eines der Hauptziele des ATLAS-Detektors. Als eine mögliche Lösung für das Hierarchieproblem, untersuchen Theorien mit einer neuen fundamentalen Planckskala  $M_D$  in der Größenordnung  $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$  eines dieser Ziele. Das ADD-Modell (siehe Abschnitt 2.2.1) postuliert hierbei die Existenz zusätzlicher kompakter Raumdimensionen, die nur für die Gravitation zugänglich sind und somit ihre beobachtete Schwäche bei großen Abständen erklärt. Eine Konsequenz der Extradimensionen ist die mögliche Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher (MBH) am LHC. Bei Analysen mit ersten Daten stellen sich das Problem, dass geringe Statistik den untersuchbaren Energiebereich nach oben beschränkt. Dadurch ist es nötig, vom semiklassischen Ansatz abzuweichen, in das bisher wenig verstandene Regime der Quantengravitation. Da es für Entstehung und Zerfall der MBHs nahe der fundamentalen Planck-Skala noch keine konsistente Theorie gibt, sollten erste Suchen nach MBHs so allgemein wie möglich sein und mit wenigen Grundvoraussetzungen auskommen.

### Suche nach Multiobjektendzuständen

In [26] wird eine solche, allgemein gehaltene, Suche nach Multiobjektendzuständen mit ersten Daten vorgestellt. Das Ergebnis der Analyse stellt ein Limit auf den Wirkungsquerschnitt der Produktion mikroskopischer schwarzer Löcher dar, welche besonders für Modelle der Gravitation bei niedrigen Skalen von Interesse ist. Daher werden Details der Analyse im Folgenden näher erläutert und die Ergebnisse der Studie präsentiert. Die verwendeten Datensätze werden in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Eigenschaften von Signal und Untergrund werden in Abschnitt 4.2 erläutert, welche sich auf die in Abschnitt 4.4 vorgestellte Analysestrategie auswirken. Die Ergebnisse der Analyse werden in Abschnitt 4.5 präsentiert. Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, sind Szenarien denkbar, die einen signifikanten Anteil an Dijet-Ereignisse enthalten. Um dies nicht von vornherein auszuschließen wurde untersucht, wie sich das Kriterium der Multiplizität auf das Ergebnis der Analyse auswirkt. Diese Studie sowie die Anwendbarkeit der Ergebnisse auf Modelle mit großen Extradimensionen wird in Abschnitt 4.7 vorgestellt. Eine Zusammenfassung ist in Abschnitt 4.7 gegeben.

## 4.1 Datensatz

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick der in dieser Analyse verwendeten Datensätze, genaue Listen stehen in Anhang A.1 zur Verfügung.

Diese Analyse verwendet die ersten mit dem ATLAS-Detektor gemessenen Daten, welche für physikalische Analysen geeignet sind. Die Datennahme fand im Zeitraum von März bis Juli 2010 statt und ist in verschiedene Perioden mit ähnlichen physikalischen Bedingungen unterteilt. Diese bestehen ihrerseits aus einzelnen Runs, wobei nur solche Daten für Analysen benutzt werden, welche gewissen Anforderungen an die Stabilität und Betriebsbereitschaft des Strahls und des Detektors genügen. Diese werden dann in sogenannten *Good-Run-Listen* (GRL) festgehalten. Die verwendeten Perioden A-D entsprechen einer integrierten Luminosität von  $295 \text{ nb}^{-1}$ . Aufgrund der relativ niedrigen Spitzenwerte für die instantane Luminosität genügt ein einziger Level 1 Hardware-Kalorimeter-Trigger. Hier verwendet man den Single-Jet-Trigger L1J15. Dieser hat eine nominelle Energieschwelle von  $15 \text{ GeV}$  und wird, abhängig vom  $\eta$ -Bereich, bei  $55 - 60 \text{ GeV}$  voll effizient. Nach GRL und Trigger verwendet man  $7,9 \times 10^6$  Ereignisse in der Analyse. Weitere Voraussetzungen zur Sicherung der Datenqualität wurden gefordert und werden in Abschnitt 4.3 näher beschrieben.

## 4.2 Eigenschaften von Signal und Untergrund

### 4.2.1 Signaleigenschaften

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, hat der Zerfall mikroskopischer schwarzer Löcher charakteristische Signaturen, welche bei Analysen mit dem ATLAS-Detektor berücksichtigt werden. Die in dieser Analyse untersuchten Effekte finden nahe der fundamentalen Planckmasse statt, daher wurde in der Analyse mangels eines verlässlichen Modells der Signaleigenschaften ein allgemeiner Ansatz gewählt. Details im Zerfall mikroskopischer schwarzer Löcher können zwar je nach Modell variieren, man nimmt jedoch an, dass die grundlegenden Eigenschaften in allen Szenarien gleich sind:

- Die wegen der Temperaturabhängigkeit der Hawkingstrahlung erwarteten Teilchenenergien lassen auf Endzustände mit großen Multiplizitäten hochenergetischer Teilchen schließen.
- Der Zerfall ist nahezu demokratisch und die Multiplizitäten der abgestrahlten Teilchen hängen von der Anzahl der Freiheitsgrade ab. Daher erwartet man, dass das Spektrum hauptsächlich von Jets dominiert wird, mit einer signifikanten Beimischung von Leptonen.
- Wegen der hohen minimalen Produktionsmassen  $M_{th}$  für mikroskopische schwarze Löcher erwartet man hohe invariante Massen und für zentrale Ereignisse große Werte für  $\Sigma p_T$ .
- Die im demokratischen Zerfall abgestrahlten hochenergetischen Neutrinos und Gravitonen erzeugen lange Ausläufer im  $E_T^{\text{miss}}$ -Spektrum.

Obwohl es keine passende theoretische Beschreibung gibt, kann man mit bestimmten MC-Generatoren Daten simulieren, die denen eines potentiellen Signals nahe kommen. Dies wird dadurch erreicht, dass man die bekannten Eigenschaften vom Zerfall schwarzer Löcher auf

kleinere Produktionsmassen ausweitet. In diesem Szenario ist der Zerfall dann im Wesentlichen ein Final-Burst (siehe Abschnitt 2.2.2). Obige Annahmen gelten für schwarze Löcher im semiklassischen Limit. Für die Gültigkeit dieser Annahmen bei geringeren Energien beruft man sich auf zuvor durchgeführte Experimente [27], welche ein unteres Limit auf die fundamentale Planckmasse von  $M_D = 800 \text{ GeV}$  setzen. Diese Analyse beschränkt sich also auf das Spektrum der invarianten Masse oberhalb von  $800 \text{ GeV}$ . Die zur Beschreibung des Signals verwendeten MC-Generatoren sind CHARYBDIS und BLACKMAX. Genaue Informationen über die verwendeten Datensätze finden sich in Anhang A.1.3.

### 4.2.2 Untergrund

Obwohl die oben genannten Eigenschaften charakteristisch für schwarze Löcher sind, gibt es auch Standardmodellprozesse, welche Ereignisse ähnlicher Signatur erzeugen können. Dies sind vor allem QCD-Jets, aber auch  $t\bar{t}$ ,  $W + \text{Jet}$  und  $Z + \text{Jet}$  Ereignisse. Vorangegangene Studien [28] jedoch haben gezeigt, dass der Untergrund aus QCD-Jets um viele Größenordnungen größer ist, als der aus anderen Quellen. Diese können daher in der Studie vernachlässigt werden. Zur Simulation des Untergrunds wurden die beiden MC-Generatoren PYTHIA und ALPGEN (siehe Kapitel 3) verwendet. Studien des inklusiven Jet-Wirkungsquerschnitts haben gezeigt, dass die MC-Vorhersagen für Multi-Jets sehr gut mit den gemessenen Daten übereinstimmen [29, 30]. In Anhang A.1.2 finden sich genaue Informationen zu den verwendeten Datensätzen.

## 4.3 Ereignis-Selektion, Objekt-Rekonstruktion und Datenqualität

Wegen der demokratischen Natur der Hawkingstrahlung wird die Art der Teilchen in dieser Analyse nicht unterschieden. Daher fasst man sie unter dem Begriff der *Objekte* zusammen. Jeder Jet, jedes Elektron, Photon und Myon ist also ein Objekt. Die Multiplizität der Objekte im Endzustand ist ebenfalls unabhängig von der Teilchenart, daher wird sie als Objektmultiplizität  $N_{\text{Obj}}$  (bzw. *mult*) bezeichnet. Aus den oben genannten Eigenschaften von Signal und Untergrund ergeben sich bestimmte Kriterien für die Ereignisse und Objekte, welche nachfolgend zusammengefasst sind. Man beachte, dass  $E_T^{\text{miss}}$  zwar zur Berechnung der invarianten Masse benutzt, jedoch nicht als Objekt aufgefasst wird.

Wie in 4.1 erwähnt, fordert man für alle verwendeten Ereignisse eine positive Triggerscheidung des L1J15-Triggers. Für alle diese Ereignisse fordert man zusätzlich, dass ein primärer Vertex mit mindestens fünf Spuren existiert und bei einer  $z$ -Position innerhalb von  $15 \text{ cm}$  um den nominellen Interaktionspunkt liegt. Dies unterdrückt vom Strahl induzierten Untergrund sowie Untergrund aus kosmischer Strahlung, was die Anzahl der Ereignisse um  $0,8\%$  reduziert. Jets, die in problematischen Detektorregionen oder einzelnen defekten Kalorimeterzellen gemessen werden, sollen in der Analyse nicht verwendet werden. Um dies sicher zu stellen, wendet man ein sogenanntes *Jet-Cleaning* an, was Bad- und Ugly-Jets verwirft und die Anzahl der Ereignisse weiter auf  $7,8 \times 10^6$  reduziert.

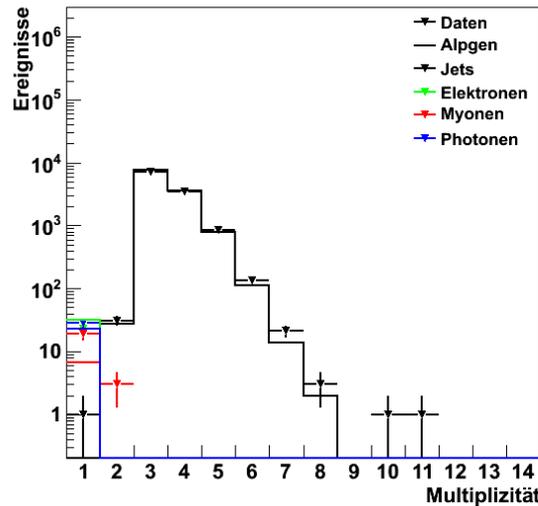
*Jets* werden mit dem AntiKt4-Algorithmus rekonstruiert und nur dann in der Analyse benutzt, falls sie einen Transversalimpuls von  $p_T > 40 \text{ GeV}$  aufbringen und innerhalb eines Bereichs der Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,8$  liegen. *Elektronen* und *Photonen* werden selektiert, falls sie einen transversalen Impuls von  $p_T > 20 \text{ GeV}$  haben und im Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 2,47$  für Elektronen und  $|\eta| < 2,37$  für Photonen liegen. In der Übergangsregion

( $1,37 < |\eta| < 1,52$ ) werden sie nicht als Objekte selektiert. *Myonen* werden mit dem *staco*-Algorithmus rekonstruiert. Für die Objektselektion fordert man  $p_T > 20$  GeV und  $|\eta| < 2,0$ .  $E_T^{\text{miss}}$  wird zur Berechnung der invarianten Masse verwendet und in einem Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 4,8$  rekonstruiert.

Für das Overlap-Removal (siehe Abschnitt 3.1.4) verwendet man  $\Delta R < 0,1$  zwischen Elektronen und Photonen, bzw.  $\Delta R < 0,2$  zwischen Jets. Myonen werden hierbei nicht einbezogen, da es für nahe von Jets entstandene Myonen unwahrscheinlich ist, dass ihre Energie in der Jet Energie enthalten ist. Die Reihenfolge der Prioritäten der Selektion ist die folgende: Elektronen, Photonen, Jets. Eine detaillierte Liste der Objektselektion ist in Anhang A.1.4 zu finden.

## 4.4 Analyseverfahren

Die Analysestrategie soll Standardmodell-Untergrund stark unterdrücken und gleichzeitig Multiobjektzustände mit hoher invarianter Masse effizient erhalten. Man erreicht dies dadurch, dass mindestens drei, mit den Kriterien aus Abschnitt 4.3 selektierte Objekte gefordert werden. Zweikörper-Streuprozesse werden somit unterdrückt. Nach dieser grundsätzlichen Selektion werden noch 92527 Ereignisse mit mindestens drei Objekten untersucht. Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der Multiplizitäten der Objekte. Da die Impulsverteilung hochenergetischer QCD-Prozesse ihr Maximum in der Regel in Vorwärtsrichtung hat, kann man diese durch fordern eines hohen  $\Sigma p_T$ -Wertes reduzieren. Dies verringert die Anzahl der Ereignisse mit  $\Sigma p_T > 300$  GeV auf 11664 Ereignisse.



**Abbildung 4.1:** Multiplizität der Objekte für Ereignisse mit  $\Sigma p_T > 300$  GeV und mindestens 3 Objekten im Endzustand. Die Marker repräsentieren Daten, die anderen Histogramme die Untergrundvorhersagen von ALPGEN. Jets, Elektronen, Photonen und Myonen sind in schwarz, grün, blau und rot dargestellt.

#### 4.4.1 Signal- und Kontrollregion

Die Grundidee der Analyse ist nun die folgende: Nach einer einfachen Ereignisselektion zählt man die Anzahl der Ereignisse in einer Signalregion und vergleicht den gemessenen Wert mit einer MC-Vorhersage. Zeichnet sich in den Daten kein signifikanter Überschuss an Signalergebnissen ab, so kann man einen Grenzwert auf Wirkungsquerschnitt mal Akzeptanz  $\sigma \times A$  berechnen. Die hierfür definierte Signalregion (SR) ist der Bereich, ab dem man Ereignisse neuer Physik erwartet und soll demnach möglichst wenig SM-Untergrund enthalten. Die Kontrollregion soll in einem ähnlichen kinematischen Bereich wie die Signalregion liegen und erwartungsgemäß keine Ereignisse neuer Physik enthalten. Durch Extrapolation in den Signalbereich kann man dort eine Abschätzung für den Untergrund erhalten.

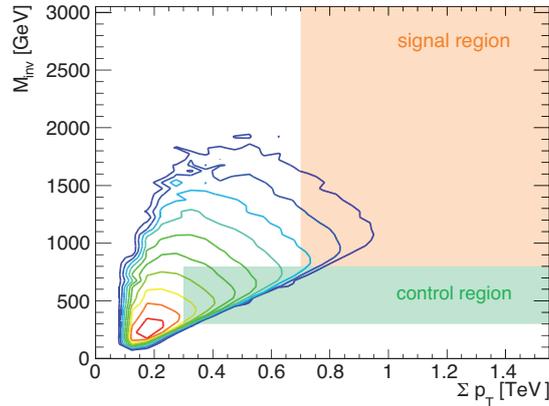
Die Signalregion ist nach obigen Kriterien folgendermaßen definiert:

$$M_{\text{inv}} > 800 \text{ GeV} \text{ und } \Sigma p_T > 700 \text{ GeV.} \quad (4.1)$$

Nach einer Studie für verschiedene mögliche Bereiche der Kontrollregion hat man sich auf folgende Definition festgelegt:

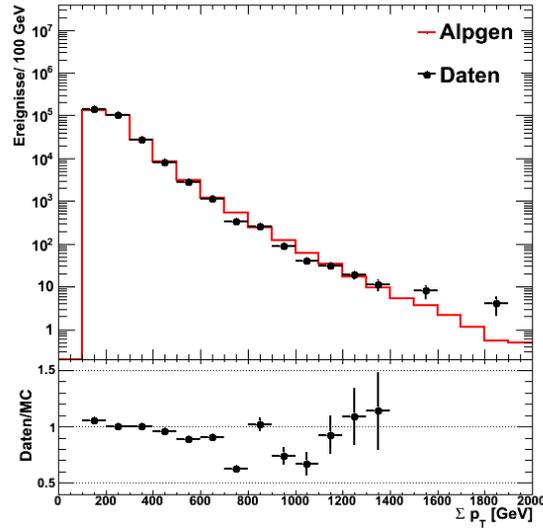
$$300 \text{ GeV} < M_{\text{inv}} < 800 \text{ GeV} \text{ und } \Sigma p_T > 300 \text{ GeV.} \quad (4.2)$$

Eine Visualisierung der Kontroll- und Signalregion ist in Abbildung 4.2 gezeigt.



**Abbildung 4.2:** Visualisierung von Signal- und Kontrollregion. Die kinematische Verteilung basiert auf PYTHIA-QCD-Jet-Daten und ist in logarithmischer Skala aufgetragen [11].

Erste Messungen der Dijet- ([31]) und Multiobjektendzustände ([32]) haben gute Übereinstimmung mit QCD-MC-Daten für die Spektren der Transversalimpulse von Jets gezeigt. Die Formen der Verteilungen entsprechen sich gut, die Wirkungsquerschnitte der simulierten Daten sind jedoch nur näherungsweise korrekt. Daher müssen die MC-Datensätze renormiert werden. Dies geschieht durch Reskalieren der Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 1,15 (ALPGEN) bzw. um einen Faktor 0,64 (PYTHIA), so dass die Zahl der Ereignisse in der Kontrollregion für MC-Vorhersagen mit den Daten übereinstimmt. Abbildung 4.3 zeigt die  $\Sigma p_T$ -Verteilung von Daten und simuliertem Untergrund. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der Transversalimpulse (links) und der fehlenden transversalen Energie. Die ALPGEN-Vorhersagen wurden jeweils in der KR auf die Daten normiert und zeigen innerhalb der Fehler gute Übereinstimmung mit den Daten. Man nimmt deshalb an, dass auch die



**Abbildung 4.3:** Die skalare Summe der Transversalimpulse aller rekonstruierten Objekte von Ereignissen, mit mindestens 3 Objekten im Endzustand. Die schwarzen Punkte repräsentieren Daten, die rote Linie die Untergrundvorhersage von ALPGEN. Der untere Teil zeigt das Verhältnis von Daten zu ALPGEN. Der simulierte Untergrund wurde an die Zahl der Daten-Ereignisse in der KR normiert.

Form der Verteilung der invarianten Masse gut beschrieben wird. Da man sich auf die Form der Vorhersagen verlassen kann, ist die hier verwendete Methode so gestaltet, dass man aus der nahegelegenen Kontrollregion extrapoliert, was folglich die Unsicherheiten der MC-QCD-Vorhersagen reduziert. Einen Vergleich der Spektren der invarianten Masse zwischen Daten, ALPGEN und PYTHIA ist in Abbildung 4.5 für die Kontrollregion (links) und die Signalregion (rechts) gezeigt.

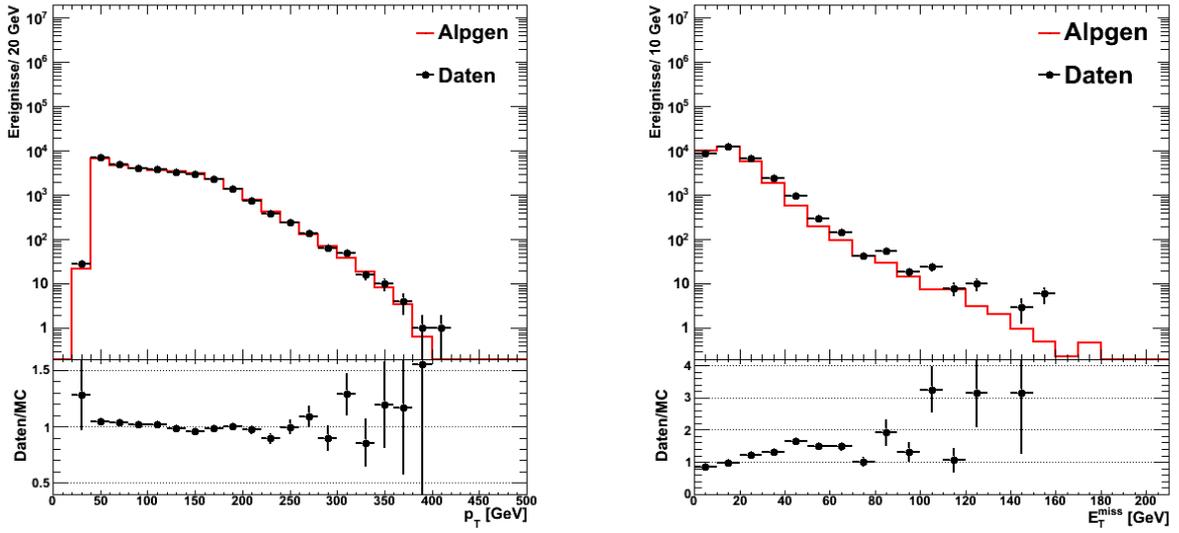
Wie bereits erwähnt, wurde die genaue Wahl der Kontrollregion in einer Studie untersucht. Die Vorhersagen in der SR für verschiedene Kontrollregionen schwanken dabei um weniger als 2,4% für ALPGEN und um etwa 10% für PYTHIA, daher nimmt man eine systematische Unsicherheit des erwarteten Untergrunds von 10% an.

Die Kontrollregion beinhaltet insgesamt 9215 Ereignisse, bestehend aus 31454 Jets, 17 Elektronen, 26 Photonen und 24 Myonen. In der Signalregion wurden 193 Ereignisse gemessen, bestehend aus 769 Jets. Nach Skalierung sind die Vorhersagen:  $254 \pm 18$  Ereignisse von ALPGEN und  $174 \pm 11$  Ereignisse von PYTHIA. Die Fehler beziehen sich auf statistische Unsicherheiten.

#### 4.4.2 Unsicherheiten des Untergrunds

Die Abschätzung des Untergrunds unterliegt hauptsächlich den folgenden drei Unsicherheiten: QCD Strahlungs- und Fragmentationseffekte, Parton-Verteilungs-Funktionen und die Jet-Energieskala (JES) und -auflösung (JER). Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Unsicherheiten durch QCD-Effekte sowie die durch die Jet-Energieskala in Betracht gezogen. Detaillierte Informationen zu den Unsicherheiten findet man in [26].

Um Unsicherheiten durch QCD-Effekte abzuschätzen, wurden die Vorhersagen verschiedener MC-Generatoren verglichen. Hierbei ist anzumerken, dass ALPGEN und PYTHIA einen Rahmen um die Vorhersagen der untersuchten Generatoren ziehen, weshalb hier nur diese beiden behandelt werden. Der Unterschied zwischen den Vorhersagen von ALPGEN und PYTHIA

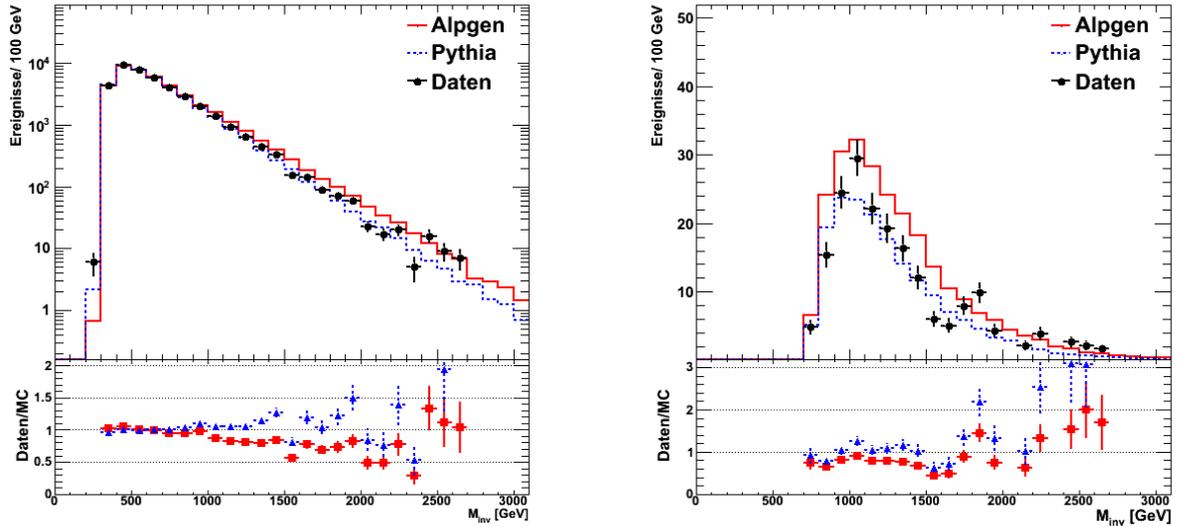


**Abbildung 4.4:** Transversalimpulse aller Objekte (links) und fehlende transversale Energie (rechts) für Ereignisse in der KR. Die schwarzen Punkte repräsentieren Daten, die rote Linie die Untergrundvorhersage von ALPGEN, normalisiert an die Daten in der KR. Der untere Teil zeigt das Verhältnis von Daten zu ALPGEN.

nimmt man als systematische Unsicherheit des Untergrunds durch QCD-Effekte. Zur Abschätzung des Untergrunds verwendet man schließlich ALPGEN, da die Vorhersagen stabiler unter Variation der Kontrollregion sind. Die beste Abschätzung des Untergrunds ist:  $254 \pm 18 \pm 67$  Ereignisse. Die erste Unsicherheit ist die statistische, die zweite die systematische Unsicherheit durch die unterschiedlichen QCD-Modelle der MC-Generatoren.

Die Unsicherheiten, die aus der Jet-Energieskala hervorgehen, wird durch eine von der Pseudorapidität und dem Transversalimpuls abhängige Reskalierungsfunktion abgeschätzt. Diese erhält man aus 1) *In-situ*-Messungen des Einteilchen-Ansprechverhaltens, 2) ausführlichen MC-Simulationen zur Untersuchung der systematischen Unsicherheiten und 3) *In-situ*- $\eta$ -Kalibrations-Studien, basierend auf der  $p_T$ -Balance in Dijet-Ereignissen [33, 34, 35]. Die gesamte Unsicherheit der JES ist unterhalb von 9% über den gesamten  $\eta$ - und  $p_T$ -Bereich und unterhalb von 7% für zentrale Jets mit  $p_T > 60$  GeV. Diese Variation wird auf die Energien jedes Jets eines Ereignisses addiert. Anschließend werden  $\Sigma p_t$  und invariante Masse neu berechnet, die Normierung des Untergrunds in der Kontrollregion neu ausgeführt und schließlich die Abweichung in der Vorhersage für die Signalregion bestimmt. In einem zweiten Schritt wird die Variation subtrahiert und der Vorgang wiederholt. Da die Topologie der untersuchten Jets von der abweicht, die benutzt werden um die JES-Unsicherheits-Funktion zu erhalten, wird eine zusätzliche Unsicherheit linear addiert. Diese erhält man durch einen linearen Fit im  $p_T$ -Spektrum an das unterschiedliche Ansprechverhalten von Quark- und Gluon-Jets in MC-Simulationen. Da durch Jets, die sich gegenseitig sehr nahe sind ( $\Delta R < 0,1$ ), eine weitere Unsicherheit entsteht, wird diese ebenfalls addiert. Insgesamt ist die Unsicherheit durch die Jet-Energieskala bei  $\pm 11\%$ .

Die Abschätzung der Zahl der Untergrundereignisse inklusive aller Unsicherheiten ist:  $254 \pm 18 \pm 84$ , wobei die erste eine statistische, die zweite eine systematische Unsicherheit ist. Alle Unsicherheiten des Untergrunds wurden quadratisch addiert und somit ergibt sich eine gesamte Unsicherheit von  $\pm 34\%$  auf die Abschätzung des Untergrunds.



**Abbildung 4.5:** Verteilung der invarianten Masse in KR (links) und SR (rechts) für Ereignisse mit mindestens 3 Objekten im Endzustand. Die schwarzen Punkte repräsentieren Daten, die rote (blaue) Linie die Untergrundvorhersage von ALPGEN (PYTHIA). Der untere Teil zeigt das Verhältnis von Daten zu ALPGEN (rot) bzw. zu PYTHIA (blau).

## 4.5 Experimentelle Ergebnisse

Eine detaillierte Zusammenfassung der Ergebnisse ist in Tabelle 4.1 zu finden [26]. Nach Anwendung aller Selektionskriterien beobachtet man in der Signalregion ( $M_{\text{inv}} > 800 \text{ GeV}$  und  $\Sigma p_{\text{T}} > 700 \text{ GeV}$ ) 193 Ereignisse. Dies ist innerhalb der Unsicherheiten konsistent mit der Vorhersage von  $254 \pm 18 \pm 84$  Ereignissen aus simulierten MC-Daten (ALPGEN). Mit einer Unsicherheit von 11 % aus Van-der-Meer-Scans [36] wurden Daten mit einer integrierten Luminosität von  $(295 \pm 32) \text{ nb}^{-1}$  benutzt. Über einen Bayesianischen Ansatz kann man aus diesen Zahlen eine obere Grenze für den Produktions-Wirkungsquerschnitt mal Akzeptanz berechnen. Diese liegt bei  $0,34 \text{ nb}$  innerhalb eines 95 % Glaubwürdigkeits-Intervalls.

## 4.6 Untersuchung des Kriteriums der Multiplizität

Der in dieser Analyse festgelegte Signalbereich beginnt bei einer unteren Schwelle der Produktionsmasse von  $M_{\text{th}} = 800 \text{ GeV}$ . Somit bewegt man sich an der von anderen Experimenten bestimmten untersten Grenze der fundamentalen Planckmasse  $M_{\text{D}}$ . Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, wird der Zerfall mikroskopischer schwarzer Löcher in diesem Massenbereich von der Planck-Phase dominiert. Somit erwartet man hauptsächlich einen Final-Burst bzw. Hawkingstrahlung. Neben den in dieser Analyse untersuchten Multiobjektendzuständen sind jedoch auch Endzustände mit Dijet-Signaturen möglich. Diese können in sogenannten Kontaktinteraktionen unter Austausch eines virtuellen schwarzen Loches entstehen. Um diese Möglichkeit nicht von vornherein auszuschließen wurde im Folgenden untersucht, wie sich die Ergebnisse dieser Analyse ändern, wenn man die Forderung von Endzuständen mit mindestens drei Objekten etwas lockert und auch Ereignisse mit mindestens zwei Objekten zulässt. Desweiteren wurde eine Abschätzung der Detektor-Akzeptanz für verschiedene Signalmodelle erstellt, um

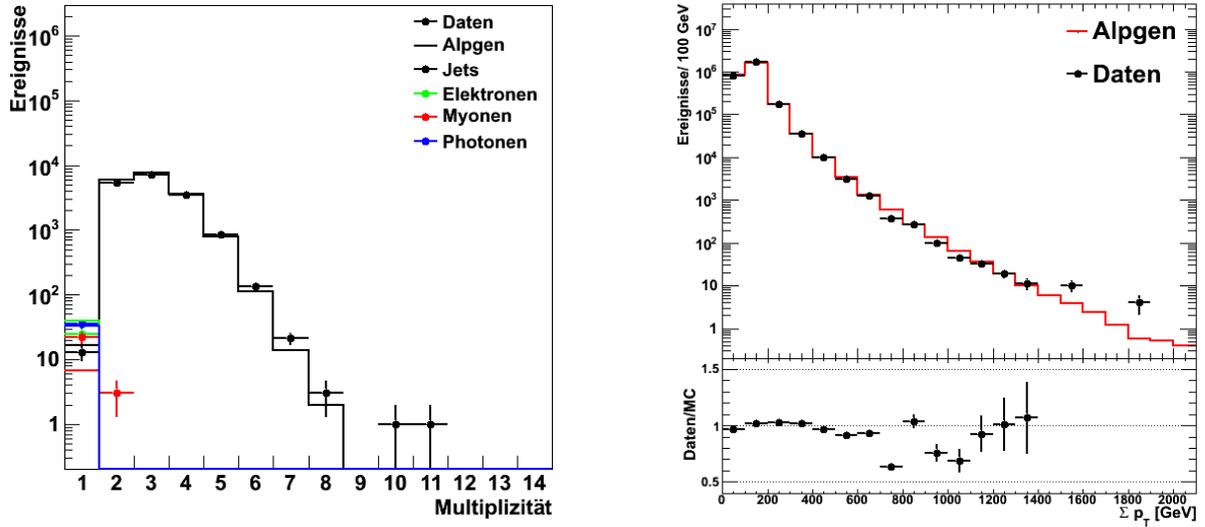
	Wert	Unsicherheit	Unsicherheit [%]
Daten			
Beobachtete Ereignisse	193		
Luminosität [ $\text{nb}^{-1}$ ]	295	$\pm 32$	$\pm 11\%$
Abschätzung des Untergrunds			
ALPGEN	254	$\pm 18$	6,9%
PYTHIA	174	$\pm 11$	6,2%
Systematische Unsicherheiten			
Untergrund (QCD)		$\pm 67$	26%
Kontrollregion			$\pm 10\%$
JES			$\pm 11\%$
PDF(Wahl)			$\pm 12\%$
PDF(Fehlersatz)			+6,8%
PDF(Fehlersatz)			-5,2%
Sonstige Unsicherheiten			$\approx \pm 2\%$
Systematische Unsicherheit		+84	+33%

**Tabelle 4.1:** Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse. [26].

die Signifikanz der oberen Grenze des Produktions-Wirkungsquerschnitts zu illustrieren. Im Folgenden werden Diagramme verschiedener Kontrollvariablen gezeigt und die Ergebnisse mit verschiedenen Multiplizitätskriterien gegenüber gestellt.

#### 4.6.1 Signal- und Kontrollregion und Unsicherheiten des Untergrunds

Alle in den Abschnitten 4.3 und 4.4 vorgestellten Selektionskriterien wurden übernommen, bis auf die Forderung von mindestens drei Objekten im Endzustand. Die Kontrolldiagramme (siehe Abbildungen 4.6,4.7,4.8) wurden ebenfalls in der KR auf die Daten normiert, wobei sich die Skalierungsfaktoren um  $-3,7\%$  (ALPGEN) und  $+4,6\%$  (PYTHIA) ändern. Im  $p_T$ -Spektrum der Objekte liegt im Bereich  $150 \text{ GeV} < p_T < 150 \text{ GeV}$  ein lokales Maximum (siehe Abbildung 4.7, links). Dies kommt dadurch zustande, dass nun auch Endzustände mit zwei Objekten erlaubt sind und somit auch Dijet-Ereignisse zum Spektrum beitragen. Da das Spektrum für die Kontrollregion gezeigt ist, gilt  $\Sigma p_T > 300 \text{ GeV}$  und für die einzelnen Jets der Dijet-Ereignisse somit  $p_T \geq 150 \text{ GeV}$ . Für die anderen Kontrollvariablen ist keine signifikante Abweichung zwischen  $N_{\text{Obj}} \geq 2$  und  $N_{\text{Obj}} \geq 3$  zu erkennen. Generell stimmen die MC-Vorhersagen und die Daten in der Kontrollregion gut überein, weshalb der oben gewählte Ansatz der Extrapolation in die Signalregion weiterhin geeignet ist. Durch Lockern des Kriteriums der Multiplizität beobachtet man nun 226 Ereignisse in der Signalregion. Dies ist innerhalb der Unsicherheiten konsistent mit ALPGEN, mit einer Vorhersage von  $300 \pm 18 \pm 99$  Ereignissen. Bei PYTHIA ändert sich die Vorhersage zu  $222 \pm 15 \pm 73$  Ereignissen. Damit verkleinert sich die Unsicherheit der QCD-Vorhersagen auf 24%, die Unsicherheiten durch JES jedoch steigen leicht an. Der neue Wert für das obere Limit des Produktions-Wirkungsquerschnitts liegt nun bei 0,36 nb. In Tabelle 4.2 sind die neu berechneten Ergebnisse der Studie im Vergleich zwischen den beiden



**Abbildung 4.6:** Multiplizität für Ereignisse mit  $\Sigma p_T > 300$  GeV und mindestens 2 Objekten im Endzustand (links). Die Marker repräsentieren Daten, die Histogramme die Untergrundvorhersage von ALPGEN. Jets, Elektronen, Photonen und Myonen sind in schwarz, grün, blau und rot dargestellt (links). Für die skalare Summe der Transversalimpulse (rechts) repräsentieren die schwarzen Punkte die Daten, die rote Linie die Untergrundvorhersage von ALPGEN. Der untere Teil zeigt das Verhältnis von Daten zu ALPGEN. Der simulierte Untergrund wurde auf die Zahl der Daten-Ereignisse in der KR normiert.

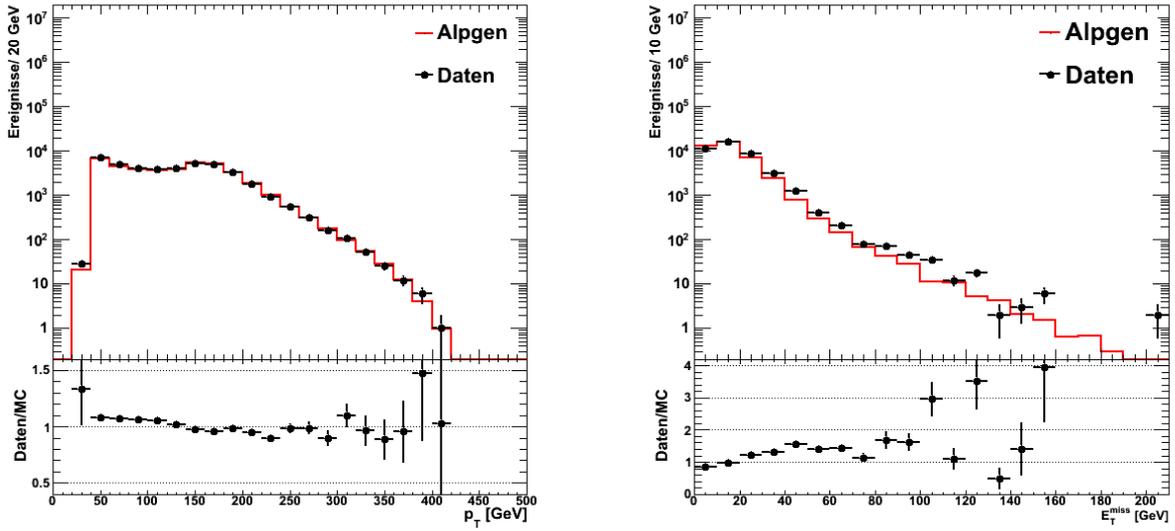
Kriterien für die Multiplizität gezeigt.

Größe	$N_{\text{Obj}} \geq 3$		$N_{\text{Obj}} \geq 2$	
	Wert	Unsicherheit [%]	Wert	Unsicherheit [%]
Daten				
Beobachtete Ereignisse	193		226	
Abschätzung des Untergrunds				
ALPGEN	254	$\pm 18$	301	$\pm 18$
PYTHIA	174	$\pm 11$	222	$\pm 15$
Systematische Unsicherheiten				
Untergrund (QCD)		$\pm 26$ %		$\pm 24$ %
JES+		$\pm 9,8$ %		$\pm 10$ %
JES-		$\pm 11$ %		$\pm 10$ %

**Tabelle 4.2:** Vergleich zwischen Ergebnissen mit verschiedenen Kriterien für die Multiplizität.

#### 4.6.2 Akzeptanz

Um eine Abschätzung der Detektor-Akzeptanz  $A$  zu erhalten, wurde eine weitere MC-Studie durchgeführt. Es wurden mittels der MC-Generatoren BLACKMAX und CHARYBDIS Signal-



**Abbildung 4.7:** Transversalimpulse aller Objekte (links) und fehlende transversale Energie (rechts) für Ereignisse in der KR. Die schwarzen Punkte repräsentieren Daten, die rote Linie die Untergrundvorhersage von ALPGEN, normalisiert an die Daten in der KR. Der untere Teil zeigt das Verhältnis von Daten zu ALPGEN.

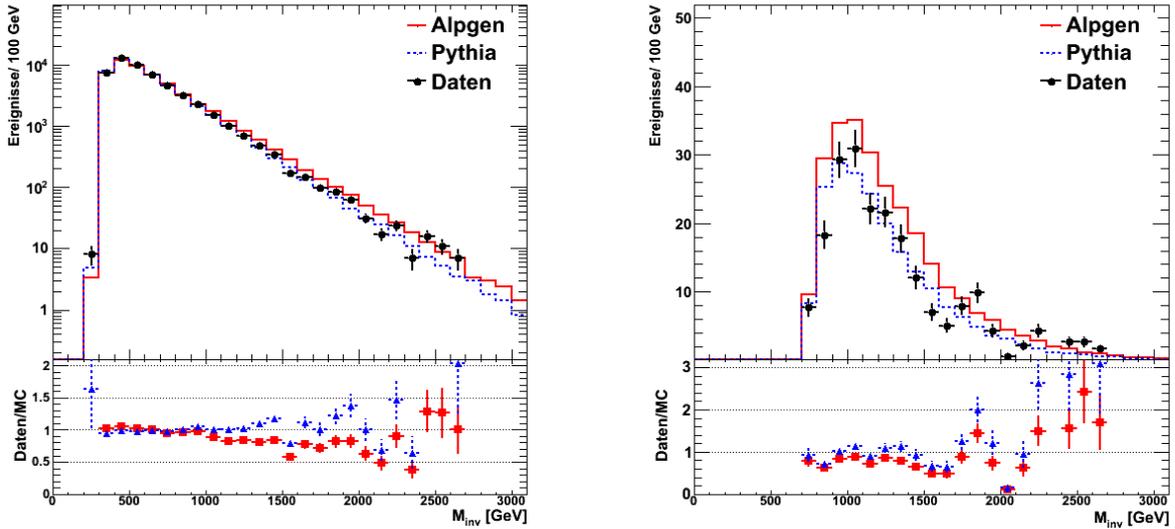
Datensätze für verschiedene mögliche Endzustände erstellt. Wegen der Nähe zur fundamentalen Planckskala wurde für den Zerfall Modelle mit Final-Burst gewählt. Nach Anwendung aller Selektionskriterien ergeben sich für Multiobjektendzustände die Akzeptanzen  $A = 57\%$  ( $N_{\text{Obj}} \geq 3$ ) und  $A = 58\%$  ( $N_{\text{Obj}} \geq 2$ ). Für mögliche Dijet-Endzustände ergeben sich die Werte  $A = 33\%$  und  $A = 52\%$  für Ereignisse mit drei bzw. zwei Objekten. Zusammen mit der oben berechneten Grenze von  $(\sigma \times A) = 0,36 \text{ nb}$  lassen sich obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt errechnen. Die Werte sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

	$\# \geq 3$	$\# \geq 2$
Limit ( $\sigma \times A$ )	0,35 nb	0,36 nb
Multiobjektendzustand		
Akzeptanz	57 %	58 %
Limit ( $\sigma$ )	0,60 nb	0,63 nb
Dijet-Endzustand		
Akzeptanz	33 %	52 %
Limit ( $\sigma$ )	1,06 nb	0,69 nb

**Tabelle 4.3:** Abschätzung der Detektor-Akzeptanzen und obere Grenzen der Wirkungsquerschnitte für die Produktion verschiedener Endzustände.

### 4.6.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Auswirkungen des Multiplizitäts-Kriteriums auf die Studie sind wie folgt: Verwendet man in der Analyse auch Ereignisse mit zwei Objekten, verringert sich die Unsicherheit



**Abbildung 4.8:** Verteilung der invarianten Masse in KR (links) und SR (rechts) für Ereignisse mit mindestens 2 Objekten im Endzustand. Die schwarzen Punkte repräsentieren Daten, die rote (blaue) Linie die Untergrundvorhersage von ALPGEN (PYTHIA). Der untere Teil zeigt das Verhältnis von Daten zu ALPGEN (rot) bzw. zu PYTHIA (blau).

der Untergrund-Vorhersagen durch QCD-Effekte. Dies hat eine Verbesserung der berechneten Grenzen auf Wirkungsquerschnitt mal Akzeptanz zur Folge. Gleichzeitig jedoch steigt die Zahl der QCD-Untergrund-Ereignisse. Die Multiplizität hat bei Multiobjektendzuständen eine verschwindend kleine Wirkung auf die Akzeptanz. Da die Analyse auf frühe Daten und somit kleine Datenmengen optimiert ist, wird der Gewinn durch kleinere Unsicherheiten durch mehr Untergrund überkompensiert. Die Forderung von Ereignissen mit mindestens drei Objekten verbessert das Ergebnis um etwa 4%. Bei Dijet-Endzuständen hingegen hat die Multiplizität einen großen Effekt auf die Akzeptanz und somit die berechneten Grenzen.

Die hier vorgestellte Analyse ist sehr allgemein gehalten, legt sich jedoch auf Multiobjektendzustände fest. Die Forderung nach Ereignissen mit mindestens drei Objekten im Endzustand verbessert das Ergebnis um etwa 4%, ist also gerechtfertigt. Für weiterführende Analysen von Szenarien mit Dijet-Endzuständen, kann sich eine allgemeinere Ereignisselektion allerdings positiv auf die Sensitivität auswirken.

Zur Abschätzung der Signifikanz der Analyse kann man mit den in Abschnitt 4.6.2 berechneten Akzeptanzen, obere Grenzen auf die Produktions-Wirkungsquerschnitte von Ereignissen hoher invarianter Massen berechnen. Für Multiobjektendzustände liegt dieser zum Beispiel bei  $\approx 0,6$  nb. Diesen Wert kann man mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt (siehe 2.2.2) vergleichen, welcher für mögliche Signaturen gravitativer Effekte im Bereich  $\mathcal{O}(10 - 100)$  nb liegt [37, 23]. Die hier berechneten oberen Grenzen liegen weit unterhalb dieser Werte und sind somit für Modelle der Gravitation bei niedrigen Skalen von Interesse.

## 4.7 Zusammenfassung

Es wurden vorläufige Ergebnisse einer ersten Suche nach Multiobjektendzuständen mit hohen invarianten Massen überprüft. Für die Analyse wurden Daten von pp-Kollisionen mit einer

Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  verwendet. Diese wurden mit dem ATLAS-Detektor am LHC im Zeitraum von März bis Juni 2010 gemessen und entsprechen einer integrierten Luminosität von  $295 \text{ nb}^{-1}$ . In einer Signalregion mit  $M_{inv} > 800 \text{ GeV}$  und  $\Sigma p_t > 700 \text{ GeV}$  wurden 193 Ereignisse mit mindestens drei Objekten im Endzustand beobachtet, was mit den Standardmodell-Vorhersagen von  $254 \pm 18 \pm 84$  Ereignissen im Rahmen der Unsicherheiten übereinstimmt. Eine obere Grenze auf das Produkt von Produktionswirkungsquerschnitt und Akzeptanz dieser Endzustände wurde mittels eines Bayesischen Ansatzes bestimmt. Sie liegt innerhalb eines 95 % Glaubwürdigkeits-Intervalls bei  $\sigma \times A = 0,35 \text{ nb}$ . Mit einer Akzeptanz von  $A \approx 57\%$  sind diese Ergebnisse für Modelle der Gravitation bei kleinen Abständen von Interesse sein.

In dieser Arbeit wurde weiterhin die Leistungsfähigkeit des Selektionskriteriums der Multiplizität überprüft und validiert. Für Multiobjektendzustände und  $N_{\text{Obj}} \geq 2$  liegt das Limit bei  $\sigma \times A = 0,36 \text{ nb}$ , es verbessert sich für  $N_{\text{Obj}} \geq 3$  also um  $\approx 4\%$ . Die Detektor-Akzeptanz bleibt mit 57 % ( $N_{\text{Obj}} \geq 3$ ) im Vergleich zu 58 % ( $N_{\text{Obj}} \geq 2$ ) nahezu unverändert.

Bei Dijet-Endzuständen hat das Kriterium jedoch einen signifikanten Einfluss auf die Akzeptanz und damit das Limit. Für  $N_{\text{Obj}} \geq 3$  und  $A = 32,65\%$  liegt die Grenze bei  $\sigma = 1,056 \text{ nb}$ . Für das inklusivere Kriterium  $N_{\text{Obj}} \geq 2$  liegt die Akzeptanz bei  $A = 52,42\%$ . Die obere Grenze auf den Produktionswirkungsquerschnitt ist dann  $\sigma = 0,690 \text{ nb}$  und wird somit um  $\approx 40\%$  stark verbessert.



## Kapitel 5

# Methoden der Untergrundabschätzung

Bei der Suche nach Phänomenen neuer Physik ist es ein entscheidender Punkt eine gute Abschätzung des Untergrunds in Regionen zu erhalten, in denen Signale der neuen Physik erwartet werden. Dies ist vor allem mit frühen Daten am LHC keine einfache Aufgabe. Zum einen ist das Verhalten des Detektors noch nicht vollständig verstanden, was zu einer großen Systematik führen kann. Zum anderen befindet man sich in einem bisher unerforschten kinematischen Bereich, in dem die MC-Vorhersagen der Standardmodellprozesse signifikante theoretische Unsicherheiten aufweisen. All dies macht den einfachen Ansatz, die Daten mit einer Untergrundabschätzung aus MC-Simulationen zu vergleichen und so einen eventuellen Überschuss abzuschätzen, sehr schwer. Die in Abschnitt 4 vorgestellte Analyse verwendet einen auf MC-Simulationen basierenden Ansatz. Da hier die Beschreibung des QCD-Untergrunds eine der größten systematischen Unsicherheiten darstellt, sucht man nach datengetriebenen Alternativen, das heißt Methoden, die LHC-Daten verwenden und möglichst wenig auf die MC-Vorhersagen vertrauen müssen. Eine dieser Alternativen ist die sogenannte *ABCD-Methode*, welche im Weiteren genauer erläutert werden soll.

### 5.1 Die ABCD-Methode

Ein sehr nützliches Werkzeug, den Untergrund auf datengetriebene Art und Weise abzuschätzen, bietet die ABCD-Methode [38]. Die grundlegende Idee dabei ist, dass man einen kinematischen Raum, mit zwei für den Untergrund unabhängigen Variablen  $x$  und  $y$ , in vier Bereiche A, B, C und D einteilen kann. Mit Informationen aus drei dieser Bereiche kann der Untergrund im vierten Bereich abgeschätzt werden. Abbildung 5.1 illustriert die Aufteilung in vier Bereiche.

Die Funktion der Wahrscheinlichkeitsdichte  $\rho(x, y)$  des Untergrunds kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\rho(x, y) = f(x)g(y). \quad (5.1)$$

Hierbei ist  $\rho(x, y)$  eine Funktion von  $x$  und  $y$ , wobei  $f(x)$  und  $g(y)$  wohldefinierte, unabhängige Funktionen sind, welche nur von  $x$  bzw.  $y$  abhängen. Unter dieser Annahme sind die Erwartungswerte, also die Anzahl der Ereignisse  $N_i$  in den Regionen, wie folgt festgelegt (mit den in Abbildung 5.1 definierten Regionen)

$$N_A = \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1}^{y_2} dy \rho(x, y) \stackrel{5.1}{=} \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx \cdot \int_{y_1}^{y_2} g(y) dy \quad (5.2)$$

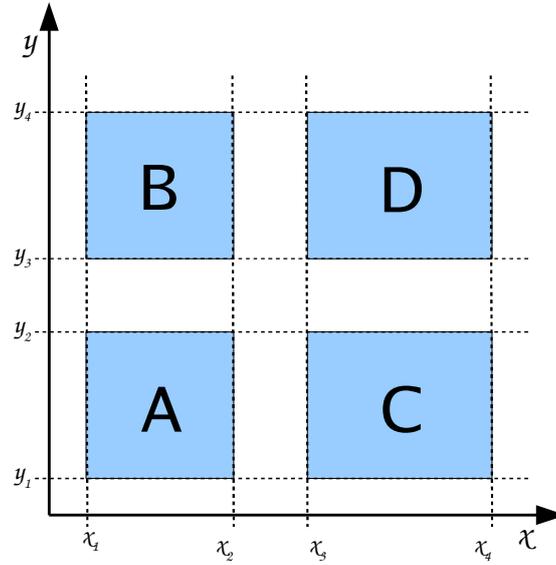


Abbildung 5.1: Illustration der vier Bereiche der ABCD-Methode.

$$N_B = \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_3}^{y_4} dy \rho(x, y) \stackrel{5.1}{=} \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx \cdot \int_{y_3}^{y_4} g(y) dy \quad (5.3)$$

$$N_C = \int_{x_3}^{x_4} dx \int_{y_1}^{y_2} dy \rho(x, y) \stackrel{5.1}{=} \int_{x_3}^{x_4} f(x) dx \cdot \int_{y_1}^{y_2} g(y) dy \quad (5.4)$$

$$N_D = \int_{x_3}^{x_4} dx \int_{y_3}^{y_4} dy \rho(x, y) \stackrel{5.1}{=} \int_{x_3}^{x_4} f(x) dx \cdot \int_{y_3}^{y_4} g(y) dy \quad (5.5)$$

und genügen folgender Relation:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{N_C}{N_D}. \quad (5.6)$$

Die Zahl der Ereignisse in einer beliebigen Region, zum Beispiel in Region D, lässt sich durch Umformen von Gleichung 5.6 folgendermaßen abschätzen:

$$N_D^{est} = N_C \frac{N_B}{N_A}. \quad (5.7)$$

Die Zahlen der Ereignisse in den Bereichen A, B und C sind nach obigen Annahmen unabhängig voneinander, daher kann der Fehler von  $N_D^{est}$  durch lineare Fehlerfortpflanzung einfach berechnet werden:

$$\frac{\Delta N_D^{est}}{N_D^{est}} = \sqrt{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_B} + \frac{1}{N_C}}. \quad (5.8)$$

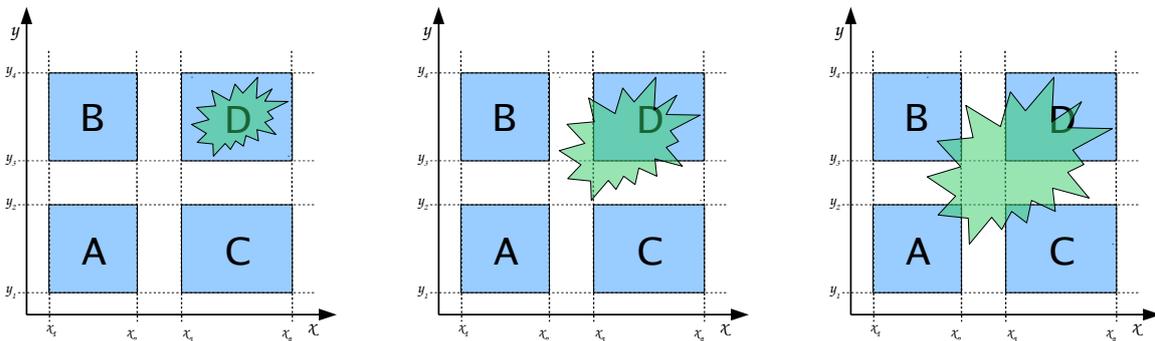
Geht man nun weiterhin davon aus, dass die Variablen  $x$  und  $y$  zwischen Signal- und Untergrundereignissen diskriminieren und dass sich Signalereignisse in Region D befinden, kann man einen möglichen Überschuss an Signalereignissen durch Vergleichen der abgeschätzten Zahl an Untergrundereignissen  $N_D^{est}$  mit der Zahl der gemessenen Ereignisse  $N_D$  (bzw.  $N_D^{tot}$ ) berechnen.

## 5.2 Mögliche Probleme der ABCD-Methode

In der Realität kann es schwer sein, ein Paar von Variablen zu finden, das zufriedenstellend zwischen Signal- und Untergrundereignissen diskriminiert und gleichzeitig unkorreliert ist. Daher ergeben sich bei der ABCD-Methode zwei Fehlerquellen, welche bei der Wahl der Variablen mit in Betracht gezogen werden müssen. Dies ist zum einen die Korrelation zwischen den Variablen. Zum anderen ist es möglich, dass die Signalereignisse nicht ausschließlich in einem Bereich liegen, sondern auch in den anderen Bereichen zur Zahl der Ereignisse beitragen. Dies nennt man Signalkontamination (engl. signal contamination). Beide Effekte können zu einer asymmetrischen Veränderung der Zahlen der Ereignisse in den einzelnen Regionen führen. Die Konsequenz davon ist, dass Gleichung 5.6 nicht mehr vollständig zutrifft:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{N_C}{N_D} \xrightarrow{\text{Korr., Sig.-Kont.}} \frac{N_A}{N_B} \neq \frac{N_C}{N_D}. \quad (5.9)$$

In Abbildung 5.2 ist eine mögliche Verteilung der Signalereignisse (grün) gezeigt. Im Idealfall liegen die Signalereignisse gänzlich in einer Region (links). Man kann, um sicher zu gehen, dass in den anderen Regionen keine Signalereignisse liegen, die Bereiche so wählen, dass sie nicht direkt nebeneinander liegen. Die Lücken dazwischen dienen als Puffer zwischen Signalregion und Untergrund (Mitte). Es kann jedoch auch sein, dass Signalereignisse teilweise in den anderen Regionen liegen (Signalkontamination, rechts).



**Abbildung 5.2:** Illustration zur Verteilung der Signalereignisse. Im Idealfall liegen Signalereignisse gänzlich in einem der Bereiche (links). Als Puffer können bei der Wahl der Regionen Lücken gelassen werden (Mitte). In der Realität hat man fast immer sog. Signal-Kontamination, das heißt Teile des Signals ragen in die anderen Regionen (rechts).

Für diese Art von Problem gibt es keine allgemeine Lösung, vielmehr schränken die notwendigen Bedingungen die Auswahl möglicher Variablenpaare ein. Gerade bei Analysen mit frühen Daten, bei denen statistische Unsicherheiten noch in der Größenordnung der systematischen Unsicherheiten liegen, hat man eine weitere Schwierigkeit. Härtere Vorabselektion kann oben genannte Kriterien verbessern, gleichzeitig jedoch die Zahl der Ereignisse verringern, so dass die statistischen Unsicherheiten stark wachsen und den Gewinn durch die Schnitte (über-)kompensieren.

## 5.3 ABCD-Methode und Multiobjektendzustände

Die in Abschnitt 5.1 beschriebene Methode ist in einem Zählexperiment gut realisierbar, stellt jedoch einige Anforderungen an die verwendeten Variablen  $x$  und  $y$ . Zum einen müssen die

Variablen gut zwischen Signal- und Untergrundereignissen diskriminieren, zum anderen dürfen sie wenig korreliert sein. Die in Kapitel 4 beschriebene Analyse ist ein Zählexperiment, das von einer datengetriebenen Untergrundabschätzung wie der ABCD-Methode profitieren könnte. Im Folgenden wird ein Satz von Variablen vorgestellt und es wird untersucht, ob die ABCD-Methode bei der Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern anwendbar ist. Dazu wurde in dieser Arbeit eine MC-Studie durchgeführt, die die Variablen auf die erforderlichen Kriterien prüft.

### 5.3.1 Variablen

Für die nachfolgende Studie wurden Variablen ausgewählt, welche bei der Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern Signal- und Untergrundereignisse gut trennen können. Dies sind:

- invariante Masse  $M_{inv}$
- skalare Summe der Transversalimpulse aller rekonstruierten Objekte  $\Sigma p_T$
- Objekt-Multiplizität  $N_{Obj}$
- Summe der Transversalimpulse der führenden beiden Objekte über  $\Sigma p_T$ :  $p_{t12} = \frac{p_{t1} + p_{t2}}{\Sigma p_T}$
- Betrag der Differenz der Pseudorapiditäten der führenden beiden Objekte:  $|\Delta\eta| = |\eta_1 - \eta_2|$
- Pseudorapidität des führenden Objekts:  $\eta_1$
- Transversalimpuls des dritten Objekts:  $p_{t3}$
- Sphärizität  $S$
- Aplanarität  $A$
- Planarität  $P$

### 5.3.2 Datensatz

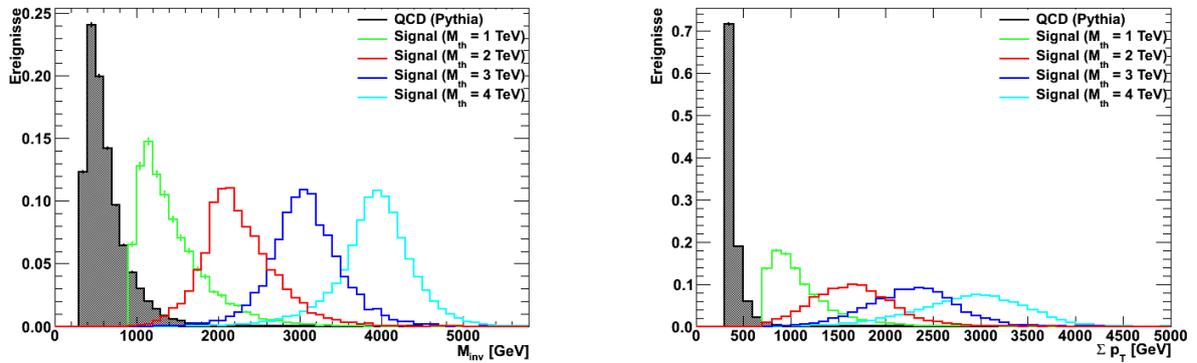
Für die Simulation von QCD-Untergrund wurde der MC-Generator PYTHIA (J0-J6) verwendet. Um die Studie modellunabhängig zu halten wurden Signaldaten für verschiedene Szenarien generiert, die sich in der minimalen Produktionsmasse der schwarzen Löcher unterscheiden. Diese sind  $M_{inv} = 1, 2, 3$  und  $4$  TeV. Zur Generierung wurde CHARYBDIS in Verbindung mit PYTHIA verwendet. Falls nicht anders vermerkt, sind die Datensätze auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$  normiert.

### 5.3.3 Objektselektion

Die grundlegende Ereignisselektion ist aus der in Kapitel 4 vorgestellten Analyse übernommen (siehe Anhang A.1.4). Zur weiteren Reduzierung des Untergrunds werden zusätzliche Selektionskriterien eingeführt, welche in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind. Diese sind so gewählt, dass sie bei maximaler Signalakzeptanz den Untergrund weiter reduzieren. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Verteilungen dargestellt, die die Selektionskriterien motivieren.

$M_{th}$ [GeV]	$M_{inv}$ [GeV]	$\Sigma p_T$ [GeV]	$N_{Obj}$
1000	> 300	> 300	$\geq 3$
2000	> 900	> 700	$\geq 3$
3000	> 1100	> 800	$\geq 3$
4000	> 1200	> 900	$\geq 3$

**Tabelle 5.1:** Vorabselektion für verschiedene Signalszenarien der ABCD-Studie.

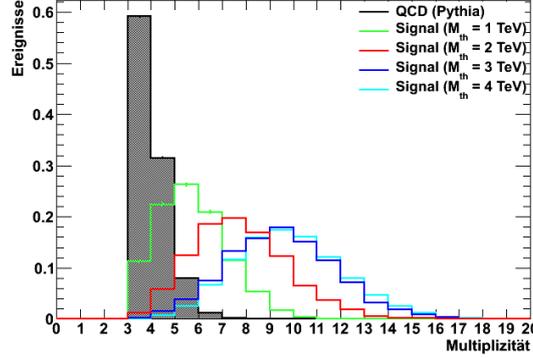


**Abbildung 5.3:**  $M_{inv}$  (links) und  $\Sigma p_t$  (rechts) für Untergrund- und Signalereignisse. Die schattierte Fläche repräsentiert QCD-Untergrund (PYTHIA), die anderen Histogramme die Signalvorhersagen von CHARYBDIS. Die Szenarien mit  $M_{th} = 1, 2, 3$  und  $4$  TeV sind in grün, rot, blau und türkis dargestellt. Alle Histogramme sind auf die gleiche Fläche normiert.

### 5.3.4 Bestimmung der Signaltbereiche

Als erstes wird bestimmt, in welchen kinematischen Bereichen für die einzelnen Variablen die Signalereignisse liegen, um danach die Bereiche für die ABCD-Methode zu definieren. Zunächst werden Signalereignisse und Untergrundereignisse in ein Histogramm gezeichnet. Die Formen der MC-Vorhersagen stimmen gut mit Daten überein. Daher werden alle Datensätze auf die Form normiert, das heißt die Fläche unter allen Kurven ist gleich. Anschließend wird per Hand ein Schnitt so gewählt, dass Signalereignisse und Untergrundereignisse möglichst gut getrennt sind. Diese sollen weiterhin möglichst modellunabhängig sein, d.h. für alle Signalszenarien ist der Schnitt gleich gewählt. In Abbildung 5.4 ist beispielhaft die Verteilung der Objekt-Multiplizität gezeigt. Die schattierte Fläche stellt den QCD-Untergrund dar, die Signale sind in bunten Histogrammen dargestellt. Die Verteilungen der restlichen Variablen findet man in Anhang B. Die resultierenden Definitionen der Regionen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Wegen der starken Modellabhängigkeit der Variablen  $M_{inv}$  und  $\Sigma p_T$  und der Vorabselektion wurden die Signalregionen dieser Variablen für jedes Signal getrennt bestimmt (siehe Tabelle 5.3). Es ist hier zu beachten, dass der Einfachheit halber keine Anfangs- und Endpunkte gewählt wurden, sowie keine Lücken. Für die Regionen aus Abbildung 5.1 gilt also:

$$x_1 = y_1 = 0; x_2 = x_3; y_2 = y_3; y_4 = y_4 = \infty \quad (5.10)$$



**Abbildung 5.4:** Objekt-Multiplizität für Untergrund- und Signalereignisse. Die schattierte Fläche repräsentiert QCD-Untergrund (PYTHIA), die anderen Histogramme die Signalvorhersagen von CHARYBDIS. Die Szenarien mit  $M_{th} = 1, 2, 3$  und  $4$  TeV sind in grün, rot, blau und türkis dargestellt. Alle Histogramme sind auf die gleiche Fläche normiert.

Variable	$p_{t12}$	$ \Delta\eta $	$N_{Obj}$	$ \eta_1 $	$p_{t3}$	S	A	P
Schnitt	$< 0,7$	$< 1,2$	$\geq 4$	$< 0,8$	$> 100 \text{ GeV}$	$> 0,3$	$> 0,02$	$> 0,1$

**Tabelle 5.2:** Definition der modellunabhängigen Signalregionen für ABCD.

Variable	$M_{inv}$				$\Sigma p_T$			
$M_{th}$ [TeV]	1	2	3	4	1	2	3	4
Schnitt [GeV]	$> 800$	$> 1200$	$> 2000$	$> 3000$	$> 700$	$> 800$	$> 1000$	$> 1500$

**Tabelle 5.3:** Definition der modellabhängigen Signalregionen der Variablen  $M_{inv}$  und  $\Sigma p_T$  für ABCD.

Das Trennungsvermögen zwischen Signal- und Untergrundereignissen der in den Tabellen 5.2 und 5.3 vorgestellten Grenzen ist in Tabelle 5.4 dargestellt. Die Werte beziehen sich auf den prozentuellen Anteil der Zahl der Ereignisse in der Signalregion, die nach Anwenden des Schnitts selektiert sind. Das heißt für Untergrundereignisse ist dies der „1-Wert der Untergrundunterdrückung“, für Signalereignisse der Wert der Akzeptanz.

### 5.3.5 Korrelation der Variablenpaare

Um einen Überblick über die Korrelationen zwischen den verschiedenen Variablen zu erhalten, wurde jedes Variablenpaar in einem 2D-Diagrammen gegeneinander aufgetragen und daraus der Korrelationskoeffizient  $\kappa$  extrahiert. Für zwei quadratisch integrierbare Zufallsvariablen  $x$  und  $y$  mit der Varianz  $Var$  ist  $\kappa(x, y)$  wie folgt definiert:

$$\kappa(x, y) = \frac{Cov(x, y)}{\sqrt{Var(x)} \cdot \sqrt{Var(y)}}, \quad (5.11)$$

wobei  $\sqrt{Var(x)}$  die Standardabweichung von  $x$  darstellt. Ist das Produkt der Variablen ebenfalls integrierbar, also falls die Erwartungswerte  $E(x)$ ,  $E(y)$  und  $E(xy)$  existieren, dann ist

$$Cov(x, y) := E((x - E(x))(y - E(y))) \quad (5.12)$$

Variable	QCD-Untergrund	Signal			
	(PYTHIA)	$M_{th} = 1 \text{ TeV}$	$M_{th} = 2 \text{ TeV}$	$M_{th} = 3 \text{ TeV}$	$M_{th} = 4 \text{ TeV}$
$p_{t12}$	31, 26 %	63, 47 %	89, 57 %	94, 75 %	96, 63 %
$ \Delta\eta $	51, 15 %	80, 65 %	85, 07 %	86, 43 %	84, 89 %
$S$	31, 73 %	66, 41 %	83, 38 %	86, 93 %	86, 85 %
$A$	33, 81 %	71, 13 %	90, 99 %	95, 26 %	94, 73 %
$P$	47, 24 %	69, 24 %	74, 52 %	72, 10 %	74, 30 %
$N_{\text{Obj}}$	40, 87 %	88, 66 %	98, 77 %	99, 84 %	99, 86 %
$\eta_1$	50, 59 %	75, 13 %	86, 86 %	89, 51 %	90, 19 %
$p_{t3}$	8, 56 %	88, 54 %	98, 29 %	99, 57 %	99, 86 %
$M_{\text{inv}}$	Untergrund	19, 8 %	4, 1 %	0, 2 %	0, 01 %
	Signal	100, 0 %	99, 7 %	98, 8 %	96, 1 %
$\Sigma p_{\text{T}}$	Untergrund	12, 6 %	0, 7 %	0, 2 %	0, 01 %
	Signal	100, 0 %	99, 1 %	99, 7 %	99, 0 %

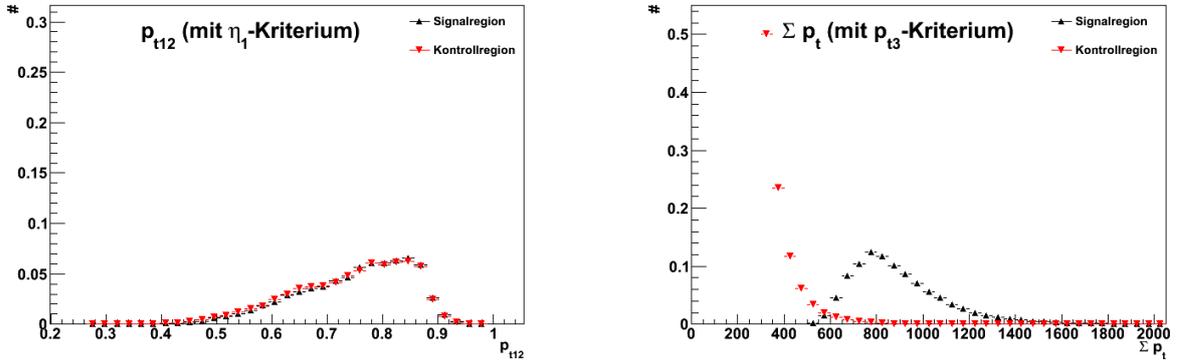
**Tabelle 5.4:** Die prozentualen Anteile der in der Signalregion liegenden Ereignisse der verschiedenen ABCD-Variablen. Dies entspricht „1-Wert der Untergrundunterdrückung“ für Untergrundereignisse und „Signalakzeptanz“ für Signalereignisse. Da die Definitionen der Signalregionen für  $M_{\text{inv}}$  und  $\Sigma p_{\text{T}}$  modellabhängig sind, ist der Wert „1-Untergrundunterdrückung“ für jedes Signal einzeln aufgelistet.

die Kovarianz der Variablen  $x$  und  $y$ . Der Korrelationskoeffizient kann Werte im Bereich  $-1 < \kappa < 1$  annehmen. Ein Wert von  $\kappa = +1$  (bzw.  $\kappa = -1$ ) bedeutet einen vollständigen positiven (bzw. negativen) linearen Zusammenhang. Ein Wert von  $\kappa = 0$  bedeutet keinen linearen Korrelation. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Um diese Koeffizienten zu validieren, wurde eine Methode verwendet, die im Folgenden kurz erläutert wird.

Man erstellt zwei Histogramme von Variable  $x$ . Für eines verwendet man nur solche Ereignisse, welche in Variable  $y$  in der Signalregion liegen, also  $x(y_3 < y < y_4)$ . Das andere verwendet nur solche Ereignisse, die für Variable  $y$  in der Kontrollregion liegen, also  $x(y_1 < y < y_2)$ . Beide normiert man auf die gleiche Fläche und trägt sie gemeinsam in ein Diagramm ein, um ihre Form vergleichen zu können. Sind  $x$  und  $y$  unkorreliert, sollte die Form von  $x$  nicht vom kinematischen Bereich von  $y$  abhängen und die Histogramme sollten näherungsweise deckungsgleich sein. Besteht allerdings eine Korrelation, so unterscheidet sich die Form und die Diagramme sind nicht mehr deckungsgleich. Zur Überprüfung der Werte aus Tabelle 5.5 wurden alle Variablen gegeneinander aufgetragen und per Auge überprüft. In Abbildung 5.5 sind beispielhaft zwei Paare mit geringer (links) und großer Korrelation (rechts) gezeigt. Die Diagramme aller Variablen finden sich in Anhang B.2.

### 5.3.6 ABCD-Leistungsvermögen der Variablenpaare

Nun wird bestimmt, wie gut die Vorhersagen der ABCD-Methode für die verschiedenen Variablenpaare ist. Dafür wird für jedes Paar aus den anderen drei Regionen die Zahl der Ereignisse  $N_D^{\text{est}}$  in der Signalregion berechnet. Dieser Wert wird dann mit dem gemessenen Wert  $N_D^{\text{tot}}$  verglichen, indem man das Verhältnis  $N_D^{\text{tot}}/N_D^{\text{est}}$  bildet. Dies sollte möglichst nahe bei eins liegen. In Abbildung 5.6 sind die Werte der Verhältnisse (oben links), sowie die statistischen Unsicherheiten (siehe Gleichung 5.8) (unten rechts) für alle Variablenpaare in tabellarischer



**Abbildung 5.5:** Illustration der Korrelation zweier Variablen. Aufgetragen ist Variable  $x$  in Abhängigkeit von  $y$ , also  $x(y_1 < y < y_2)$  und  $x(y_3 < y < y_4)$ . Links: Variablenpaar mit geringer Korrelation ( $p_{t12}(\eta_1)$ ). Rechts: Paar mit großer Korrelation ( $\Sigma p_t(p_{t3})$ ).

	$M_{inv}$	$\Sigma p_t$	$p_{t12}$	$ \Delta\eta $	$S$	$A$	$P$	$N_{Obj}$	$\eta_1$	$p_{t3}$
$p_{t3}$	0,34	0,30	0,80	0,06	0,19	0,32	0,06	0,70	-0,003	1
$\eta_1$	0,24	-0,06	-0,03	0,29	-0,42	-0,19	-0,40	0,02	1	
$N_{Obj}$	0,31	0,19	-0,93	0,07	0,18	0,40	0,02	1		
$P$	-0,30	0,04	-0,01	-0,50	0,93	0,09	1			
$A$	-0,13	0,03	-0,45	-0,20	0,46	1				
$S$	-0,30	0,06	-0,19	-0,52	1					
$ \Delta\eta $	0,58	-0,04	-0,08	1						
$p_{t12}$	-0,26	-0,06	1							
$\Sigma p_t$	0,52	1								
$M_{inv}$	1									

**Tabelle 5.5:** Korrelationsfaktoren  $\kappa$  der einzelnen Variablenpaare. Diese liegen per Definition im Bereich  $-1 \leq \kappa \leq 1$ , wobei  $\kappa = 0$  keine Korrelation und  $\kappa = \pm 1$  eine positive/negative Korrelation bedeutet. Die  $\eta - \phi$ -Verteilung des führenden Jets hat einen Korrelationsfaktor  $\kappa = -0,00376$ .

Form dargestellt. Zur besseren Übersicht wurden die Zahlen farblich unterlegt. Werte nahe null, also unterschätzte Ergebnisse, sind lila unterlegt, überschätzte Werte rot. Variablenpaare, welche eine gute Vorhersage erlauben, liefern Werte nahe eins, diese sind grün unterlegt. Der statistische Fehler sollte so klein wie möglich sein (lila/blau). Um den Effekt der Signalkontamination abzuschätzen, wird in den Kontrollbereichen (A,B,C) nun ein Signaldatensatz aufaddiert und die Berechnung wird wiederholt. Je besser die Variablen Untergrund- und Signalereignisse trennen, desto geringer sollte die Änderung der ABCD-Vorhersage durch diesen Effekt sein. Das Variablenpaar  $\eta_1 - N_{Obj}$  ist ein Beispiel für wenig Einfluss der Signalkontamination. Ohne Signalereignisse hat man ein Verhältnis von  $N_D^{tot}/N_D^{est} = 0,996$ . Mit Signalereignissen liegt das Verhältnis bei  $N_D^{tot}/N_D^{est} = 0,988$ , mit einem statistischen Fehler von jeweils 0,010. Der Einfluss der Signalkontamination ist kleiner als 1% und beide Vorhersagen sind sehr gut. Die Variablen  $P$  und  $\Sigma p_T$  liefern zwar mit und ohne Signalereignisse relativ gute Vorhersagen, der Einfluss der Signalkontamination ist allerdings sehr groß ( $\approx 18\%$ ).  $p_{t12}$  und  $N_{Obj}$  haben wegen großer Korrelation keine guten Vorhersagen und einen entsprechend

großen Fehler. Aus allen möglichen Kombinationen werden nun die Paare ausgewählt, welche in allen Massenbereichen gute Vorhersagen liefern. Die Tabellen der ABCD-Performanz mit und ohne Signal-Kontamination für alle anderen Massenbereiche finden sich in Anhang B.3.

### 5.3.7 Ergebnisse

Die Studie hat gezeigt, dass eine datengetriebene Untergrundabschätzung für die Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern mit der ABCD-Methode möglich ist. Die Wahl der Variablen und der ABCD-Bereiche soll möglichst allgemein, also modellunabhängig, sein. Daher werden die Variablen  $M_{inv}$  und  $\Sigma p_t$ , die bereits in der modellabhängigen Vorabselektion benutzt wurden, als Kandidaten vorerst ausgeschlossen. Für jeden Massenbereich wurden die besten Variablen-Paare ausgewählt und die Ergebnisse in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Der Korrelationskoeffizient  $\kappa$  wurde bereits in Abschnitt 5.3.5 bestimmt. Die maximale Abweichung durch den Einfluss der Signal-Kontamination ist prozentual angegeben, ebenso die Abweichung  $S_{M_{inv}}$  durch die Wahl der Massenregion. Das Variablen-Paar  $\eta_1 - N_{Obj}$  hat sich als vielversprechendster Kandidat herausgestellt. Bei sehr geringer Korrelation und adäquater Trennung von Signal- und Untergrundereignissen lassen sich in allen Massenbereichen gute Vorhersagen treffen, die für verschiedene Signalszenarios innerhalb von 7% stabil sind. Die Signal-Kontamination ist in allen Bereichen kleiner als 10%. Weitere Kandidaten sind die Paare  $p_{t3} - |\Delta\eta|$ ,  $p_{t3} - \eta_1$  und  $\eta_1 - p_{t12}$ .

Variablen	ABCD-Leistungsfähigkeit [%]								Unsicherheiten		
	1 TeV		2 TeV		3 TeV		4 TeV		$\kappa$	$S_{M_{inv}}$	$SK$
	$R$	$R_S$	$R$	$R_S$	$R$	$R_S$	$R$	$R_S$			
$p_{t3} -  \Delta\eta $	108	95	106	102	133	132	126	125	0,06	23,1 %	12,5 %
$\eta_1 - N_{Obj}$	94	86	93	89	95	92	99	98	0,02	6,5 %	9,8 %
$p_{t3} - \eta_1$	113	94	108	104	118	117	113	113	-0,03	9,3 %	20,2 %
$\eta_1 - p_{t12}$	90	81	89	82	93	92	94	92	-0,003	4,4 %	11,1 %

**Tabelle 5.6:** Die Variablenpaare mit den besten Eigenschaften für verschiedene Massenregionen. Gezeigt sind die Verhältnisse  $R = N_D^{tot}/N_D^{est}$  bzw.  $R_S = N_{D,S}^{tot}/N_{D,S}^{est}$ , der Korrelationskoeffizient  $\kappa$ , sowie die Abweichung durch die Wahl des Massenbereichs  $S_{M_{inv}}$  und der Signal-Kontamination  $SK$ .

## 5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde mit der ABCD-Methode eine alternative Methode der Untergrundabschätzung vorgestellt. Eine Vielzahl an möglichen Variablenpaaren wurde systematisch auf die Verwendbarkeit in der ABCD-Methode untersucht. Die Korrelation der Variablen wurde bestimmt und mit einer zweiten Vorgehensweise per Auge überprüft. Untergrundunterdrückung, Signalakzeptanz und der Einfluss der Signalkontamination wurden mit verschiedenen BH-Signal-Datensätzen überprüft. Es wurde gezeigt, dass eine Suche nach gravitativen Phänomenen mit der ABCD-Methode möglich ist und die Variablenpaare  $\eta_1 - N_{Obj}$ ,  $p_{t3} - |\Delta\eta|$ ,  $p_{t3} - \eta_1$  und  $\eta_1 - p_{t12}$  wurden als Kandidaten mit verlässlichen Eigenschaften identifiziert.

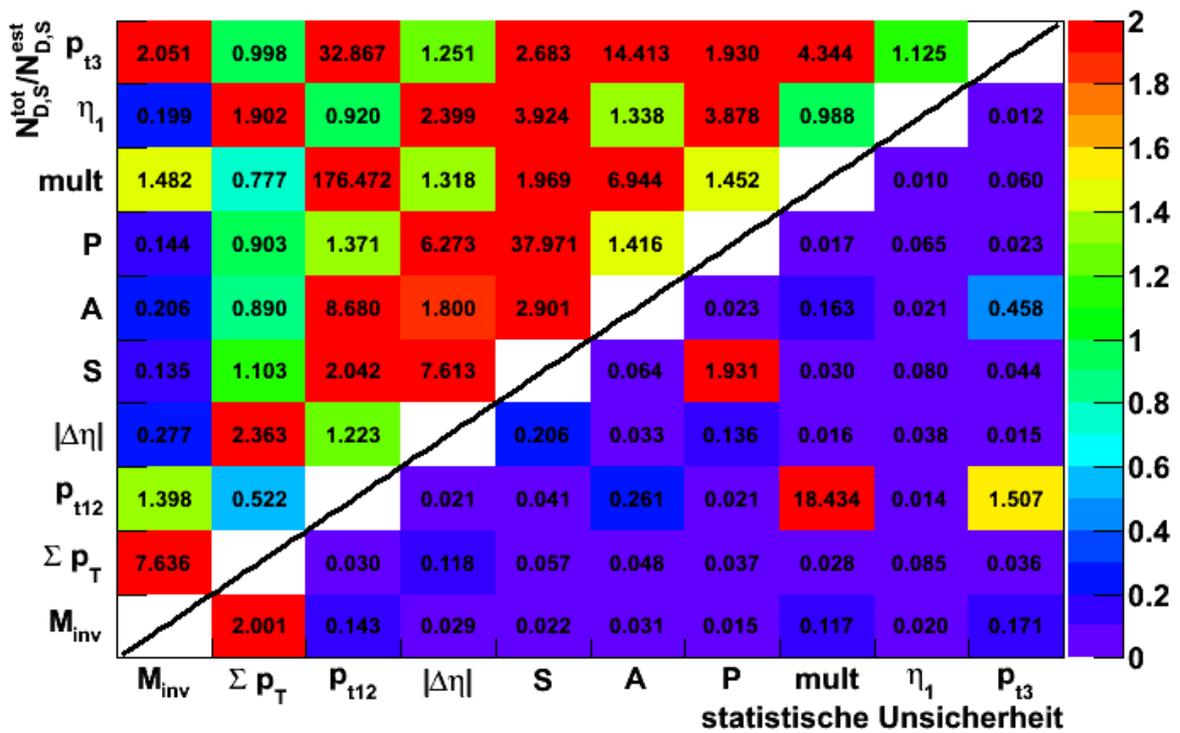
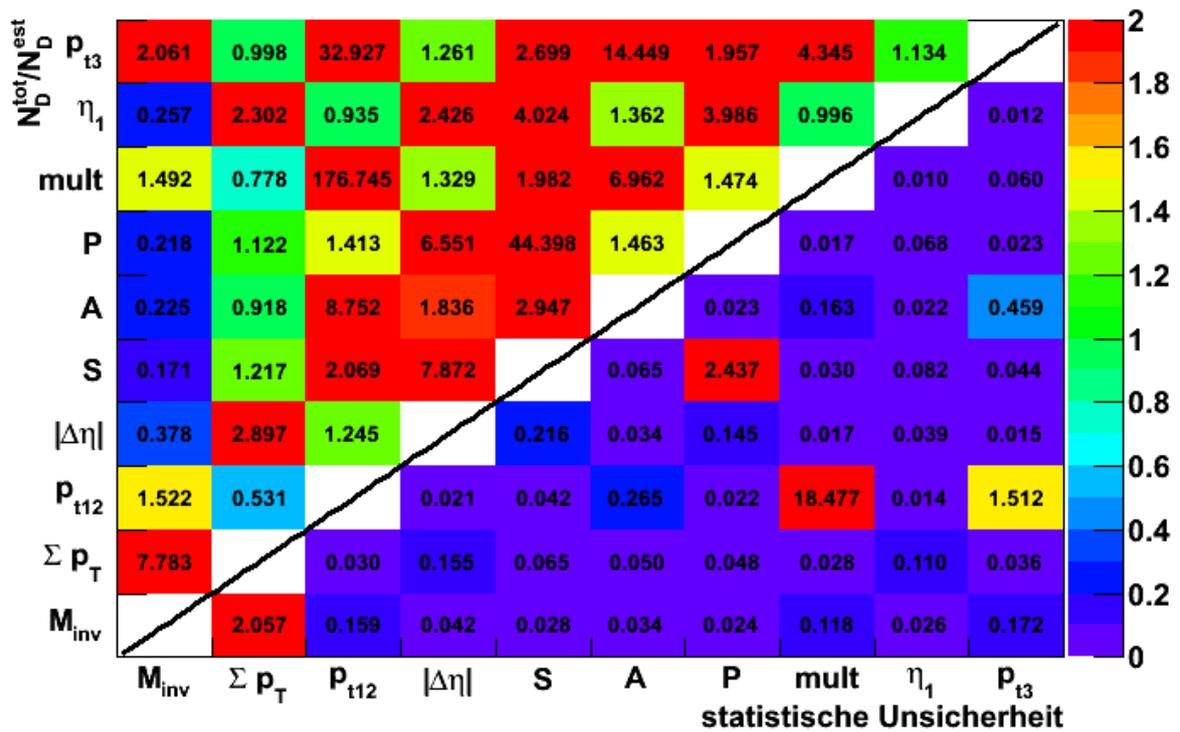


Abbildung 5.6: Bestimmung der Stabilität des Verhältnisses  $\Sigma p_T(N_J \geq 5)/\Sigma p_T(N_J < 5)$ . Links ist das Verhältnis mit feinerem Binning dargestellt, rechts das daraus resultierende Profil-Histogramm mit einem Gauß-Fit. Das obere Histogramm ist ohne Signalkontamination, das untere mit SK.

## Kapitel 6

# Multiobjekt-Suche mit der ABCD-Methode

Im folgenden Kapitel wird eine erste Anwendung der ABCD-Methode bei der Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern mit ersten Daten vorgestellt [39]. Im Gegensatz zur in Kapitel 4 vorgestellten Analyse werden in dieser Suche nur Jets verwendet, da der Hauptuntergrund aus QCD-Jets besteht und die Multiplizitäten der Elektronen, Photonen und Myonen sehr gering sind (siehe Abbildung 4.1). Der Beitrag anderer Teilchen wird in den systematischen Unsicherheiten abgeschätzt. Die verschiedenen Signalmodelle werden ebenfalls von Jets dominiert, daher sind die Multiplizität der Jets  $N_J$  und die Objektmultiplizität  $N_{\text{Obj}}$  aus Kapitel 5 sehr ähnlich. Für die Vorhersage der Zahl der Ereignisse in der Signalregion werden in dieser Analyse die Variablen  $\Sigma p_T$  und  $N_J$  verwendet. Durch Vergleichen der Daten mit den Vorhersagen wird ein Limit auf den Produktions-Wirkungsquerschnitt gesetzt, dieses wird dann umgerechnet in eine untere Grenze der fundamentalen Planckmasse  $M_D$  in Abhängigkeit von der Anzahl der Extradimensionen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Teile der Analyse implementiert und überprüft. Desweiteren wurden, basierend auf den Ergebnissen aus Abschnitt 5.3.7, alternative Variablen gesucht, die die systematischen Unsicherheiten der Analyse verkleinern können. Da die Signal- und Kontrollregionen wegen des kleineren Satzes an Variablen besser bestimmt werden, können bessere Vorhersagen mit der ABCD-Methode erzielt werden, als für die gleichen Paare mit allgemeineren Schnitten in Kapitel 5. In den folgenden Abschnitten werden kurz die Details der neuen Analyse besprochen und anschließend die Ergebnisse der alternativen Variablen vorgestellt.

### 6.1 Datensätze und Objektselektion

In dieser Analyse werden die im Jahr 2010 gemessenen Daten verwendet, welche einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L} = 36,4 \text{ pb}^{-1}$  entsprechen. Es werden L1 Einjet-Hardware-Trigger verwendet. Abhängig von der instantanen Luminosität sind dies die Trigger L1\_J55 und L1\_J95 mit einer nominellen Schwelle von  $E_t = 55 \text{ GeV}$  bzw.  $E_t = 95 \text{ GeV}$ . Nach GRL und der Selektion durch die Trigger werden insgesamt 3610918 Ereignisse in der Analyse untersucht. Der hauptsächlich verwendete QCD-MC-Generator ist PYTHIA. Um eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten zu erhalten, wurde jedoch auch ein ALPGEN-Datensatz untersucht. Zur Simulation von Signalereignissen für drei verschiedene Szenarien mit  $M_{th} = 3, 4$  und  $5 \text{ TeV}$  und  $M_D = 1 \text{ TeV}$  wurde BLACKMAX verwendet. Die Schauerentwicklung und

Hadronisierung wird von PYTHIA (v. 6.421) simuliert. Für eine Übersicht der verwendeten Datensätze siehe Anhang C.0.1.

Von allen getriggerten Ereignissen fordert man, dass mindestens ein primärer Vertex mit  $N_{\text{tracks}} \geq 5$  und  $|z_{\text{vertex}} - z_{\text{beamspot}}| < 15 \text{ cm}$  existiert.  $N_{\text{tracks}}$  beschreibt die Anzahl der Spuren mit  $p_t > 150 \text{ GeV}$ .  $z_{\text{vertex}}$  bzw.  $z_{\text{beamspot}}$  ist die Position des Vertex bzw. des nominalen Interaktionspunktes auf der  $z$ -Achse. Zusätzlich werden Qualitätskriterien gefordert, die Fake-Jets entfernen und Kalorimeterrauschen und Bremsstrahlung aus kosmischen Myonen unterdrücken. Zur Jet-Rekonstruktion verwendet man AntiKt4. Jets werden mit  $p_t > 50 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,8$  selektiert. Pile-Up-Effekte werden durch die hohe  $p_t$ -Schwelle der Jets unterdrückt. Um weiterhin die  $p_t$ -Abhängigkeit der Trigger zu entfernen, fordert man für den führenden Jet einen Transversalimpuls von  $p_t > 250 \text{ GeV}$ . Mit dieser Bedingung sind die Trigger für sowohl Daten als auch MC beinahe 100 % effizient. Nach der Vorabselektion werden insgesamt 171983 Ereignisse verwendet. Weiterhin ist zu beachten, dass aufgrund von Kalorimeterrauschen und kosmischen Myonen Einjet-Ereignisse (Monojets) beobachtet werden können. Daher werden in der Analyse nur Ereignisse mit  $N_J \geq 2$  selektiert. Im weiteren Verlauf wird dies implizit angenommen, Angaben wie „ $N_J < 5$ “ sind also wie „ $1 < N_J < 5$ “ zu verstehen. Tabelle 6.1 fasst zusammen, wie viele Ereignisse nach welchem Schritt noch übrig sind.

Selektionskriterium	Anzahl der Ereignisse
Trigger	3610918
Vertex	3502701
Jet Qualität	3538139
Führender Jet $p_t$	172177
Keine Monojets	171983

**Tabelle 6.1:** Eine Auflistung der Zahl der Ereignisse, die nach jedem Kriterium der Vorabselektion noch selektiert sind.

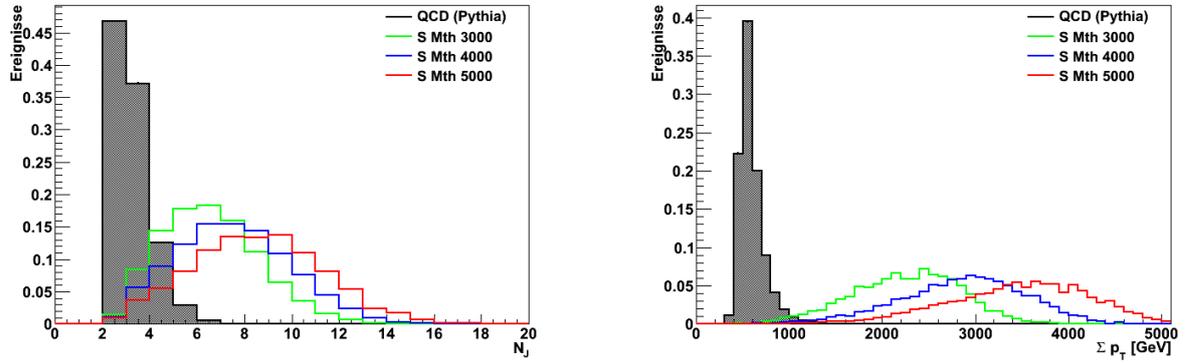
## 6.2 Eigenschaften der Signalregionen

Die Variablen Multiplizität der Jets  $N_J$  und die Summe der Transversalimpulse  $\Sigma p_T$  haben in der vorigen Studie der ABCD-Methode gutes Trennungsvermögen zwischen Signal- und Untergrundereignissen gezeigt. Die Signalregion wurde anhand der Verteilungen in Abbildung 6.1 so gewählt, dass bei hoher Signal-Akzeptanz möglichst wenig QCD-Untergrund in der Signalregion liegt. Dies führt zu den Kriterien:

$$\Sigma p_t > 2000 \text{ GeV} \text{ und } N_J \geq 5. \quad (6.1)$$

## 6.3 Eigenschaften des QCD-Untergrunds

Wie in Abbildung 6.2 (links) dargestellt, sind  $\Sigma p_T$  und  $N_J$  leicht korreliert. Für kleine Werte von  $\Sigma p_T$  hat die minimale Schwelle des Transversalimpulses der rekonstruierten Jets einen



**Abbildung 6.1:**  $N_J$  (links) und  $\Sigma p_T$  (rechts) für Untergrund- und Signalereignisse. Die schattierte Fläche repräsentiert QCD-Untergrund (PYTHIA), die anderen Histogramme die Signalvorhersagen von CHARYBDIS. Die Szenarien mit  $M_{th} = 3, 4$  und  $5$  TeV sind in grün, blau und rot dargestellt.

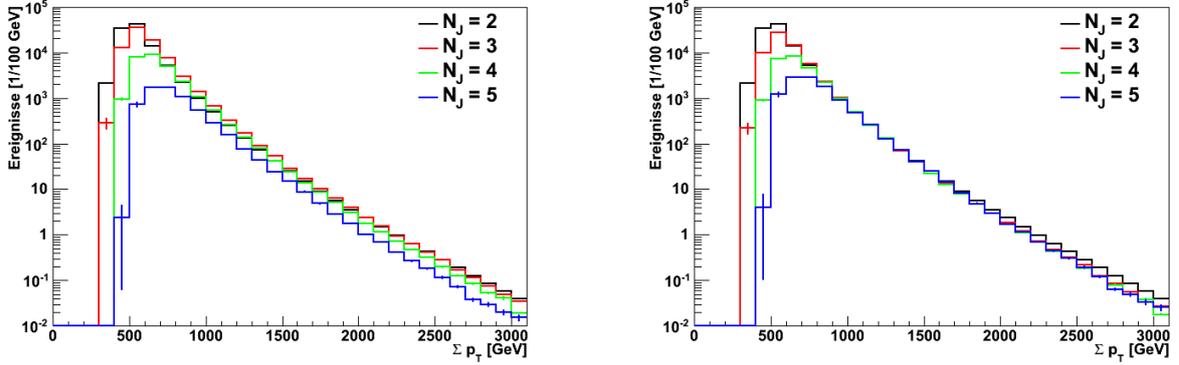
Einfluss auf die Gesamtenergie. Fordert man mehr Jets, wird insgesamt mehr Energie benötigt, was den schwächeren Anstieg von  $\Sigma p_T$  für höhere Multiplizitäten und somit die Korrelation erklärt. Normiert man die Verteilungen auf die Anzahl der Ereignisse mit  $\Sigma p_T > 1000$  GeV (Abbildung 6.2, rechts), ist für größere Werte von  $\Sigma p_T$  eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Aufgrund der logarithmischen Skala entspricht diese Normierung effektiv einer Normierung auf das Intervall mit  $1000 \text{ GeV} < \Sigma p_T < 1100 \text{ GeV}$ , was die Divergenz für hohe Werte von  $\Sigma p_T$  erklärt. Da die Signalregion mit  $N_J \geq 5$  festgelegt ist, ist es sinnvoll, die Korrelation der  $\Sigma p_T$ -Verteilungen zwischen  $N_J < 5$  und  $N_J \geq 5$  zu untersuchen. Dies ist in Abbildung 6.3 (links) dargestellt. Das Verhältnis  $\Sigma p_T(N_J \geq 5)/\Sigma p_T(N_J < 5)$  ist in Abbildung 6.3 (rechts) zu sehen. Im Bereich zwischen  $1100 \text{ GeV} < \Sigma p_T < 2700 \text{ GeV}$  ist dieses Verhältnis innerhalb von 11,3 % stabil. Daher wählt man die Kontrollregion im Bereich von  $1100 \text{ GeV} < \Sigma p_T < 1200 \text{ GeV}$ . Der große Abstand zur Signalregion mit  $\Sigma p_T > 2000 \text{ GeV}$  soll verhindern, dass Signalereignisse in der Kontrollregion liegen.

Mit diesen Bereichen kann nun eine Vorhersage des Untergrunds der ABCD-Methode berechnet werden. Mit einem Verhältnis von  $N_D^{tot}/N_D^{est} = 1,004 \pm 0,041$  liefert das Paar  $\Sigma p_T/N_J$  eine verlässliche Abschätzung. Der Fehler gibt die statistische Unsicherheit an.

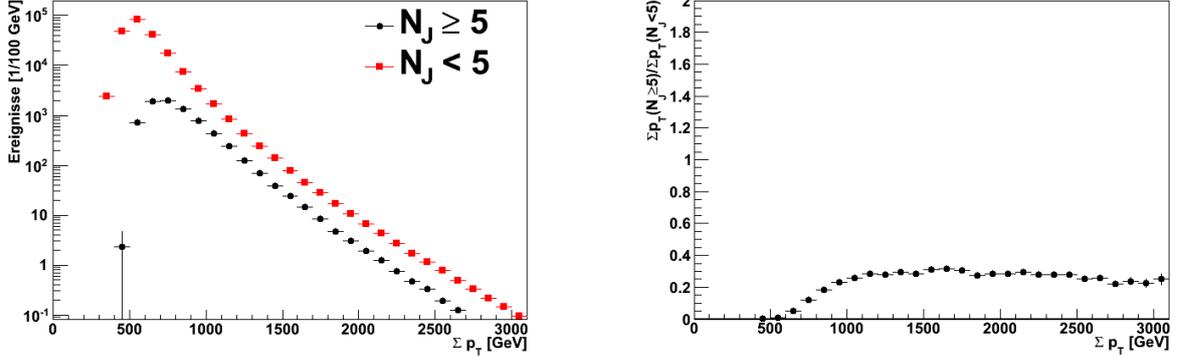
## 6.4 Systematische Unsicherheiten

Um die Güte der Analyse zu überprüfen, werden die systematischen Unsicherheiten bestimmt, da sich diese auch auf die berechneten Limits auswirken. Die Unsicherheiten des Untergrunds setzen sich wie folgt zusammen:

Die Stabilität des Verhältnisses der Variablen wirkt sich auf die Gültigkeit der Gleichung 5.6 und somit direkt auf die Vorhersage der ABCD-Methode aus. Für  $\Sigma p_T$  zwischen  $N_J \geq 5$  und  $N_J < 5$  sind die Verhältnisse zwischen  $1100 \text{ GeV} < \Sigma p_T < 2700 \text{ GeV}$  innerhalb von 11,3 % stabil um den Mittelwert. Die Unsicherheiten durch JES und JER werden bestimmt wie in Kapitel 4, haben mit 2 % und 1,7 % allerdings geringen Einfluss. Im Gegensatz zu PYTHIA enthalten ALPGEN-Daten Matrixelemente führender Ordnung für Multijetereignisse ( $N_J > 2$ ). Der Unterschied zwischen den beiden Generatoren wird als systematische Unsicherheit der Beschreibung des harten Prozesses interpretiert, diese beträgt 23,5 %. Eine weitere Unsicherheit



**Abbildung 6.2:**  $\Sigma p_t$  in Abhängigkeit der Multiplizität. Die Verteilungen sind für  $N_J = 2, 3, 4$  und  $5$  in schwarz, rot, grün und blau dargestellt. In der rechten Abbildung sind die Verteilungen auf die Zahl der Ereignisse im Bereich  $\Sigma p_T > 1000$  GeV normiert.



**Abbildung 6.3:**  $\Sigma p_t$ -Verteilungen für  $N_J \geq 5$  (schwarze Punkte) und  $N_J < 5$  (rote Quadrate). Rechts ist das Verhältnis  $N_J \geq 5/N_J < 5$  dargestellt.

der MC-Generatoren kommt durch unterschiedliche Parton-Distributions-Funktionen (PDFs) zustande. Um die Unsicherheit abzuschätzen, wurde PYTHIA mit zwei unterschiedlichen PDFs, CTEQ6.6 und MRST2007, verglichen, die Unsicherheit beträgt 13,6 %. Der Hauptuntergrund sind QCD-Ereignisse, in geringen Mengen tragen jedoch auch Ereignisse wie  $t\bar{t}$ ,  $W + \text{Jets}$ ,  $Z + \text{Jets}$  und  $\gamma + \text{Jets}$  zum Untergrund bei. Die Änderung durch diese Beiträge wurde untersucht und mit 0,2 % abgeschätzt. Quadratisch addiert ergibt sich insgesamt eine Unsicherheit von 30 %. In Tabelle 6.2 sind die Unsicherheiten zusammengefasst.

## 6.5 Alternative Variablen

Zusätzlich zu dem verwendeten Paar  $\Sigma p_T - N_J$  werden nun noch alternative Variablen untersucht. Hierbei wird auf den Ergebnissen der vorigen Analyse aufgebaut und es werden die Paare  $p_{t3} - |\Delta\eta|$ ,  $p_{t12} - |\eta_1|$  und  $|\eta_1| - N_J$  verwendet. In dieser Analyse werden nur Jets verwendet, daher wird statt der Objektmultiplizität „ $N_{\text{Obj}}$ “ nun die Multiplizität der Jets „ $N_J$ “ verwendet, also das Paar  $|\eta_1| - N_J$ . Für diese Variablenpaare werden mit der neuen Vorselektion die ABCD-Eigenschaften bestimmt. Anschließend werden die größten Unsicherheiten, also

Quelle der Unsicherheit	Unsicherheit [%]
$\Sigma p_T$ -Abhängigkeit des Verhältnisses	11,3
Jet-Energie-Skala	2,0
Jet-Energie-Auflösung	1,7
Physikmodell-Beschreibung	23,5
PDFs	13,6
anderer Untergrund	0,2
gesamt	30,0

**Tabelle 6.2:** Systematische Unsicherheiten der Analyse für die Variablen  $\Sigma p_T$  und  $N_J$ .

Stabilität, PYTHIA/ALPGEN und PDF, neu bestimmt und so ihr Potential für die Analyse überprüft.

### 6.5.1 Signal- und Kontrollbereiche

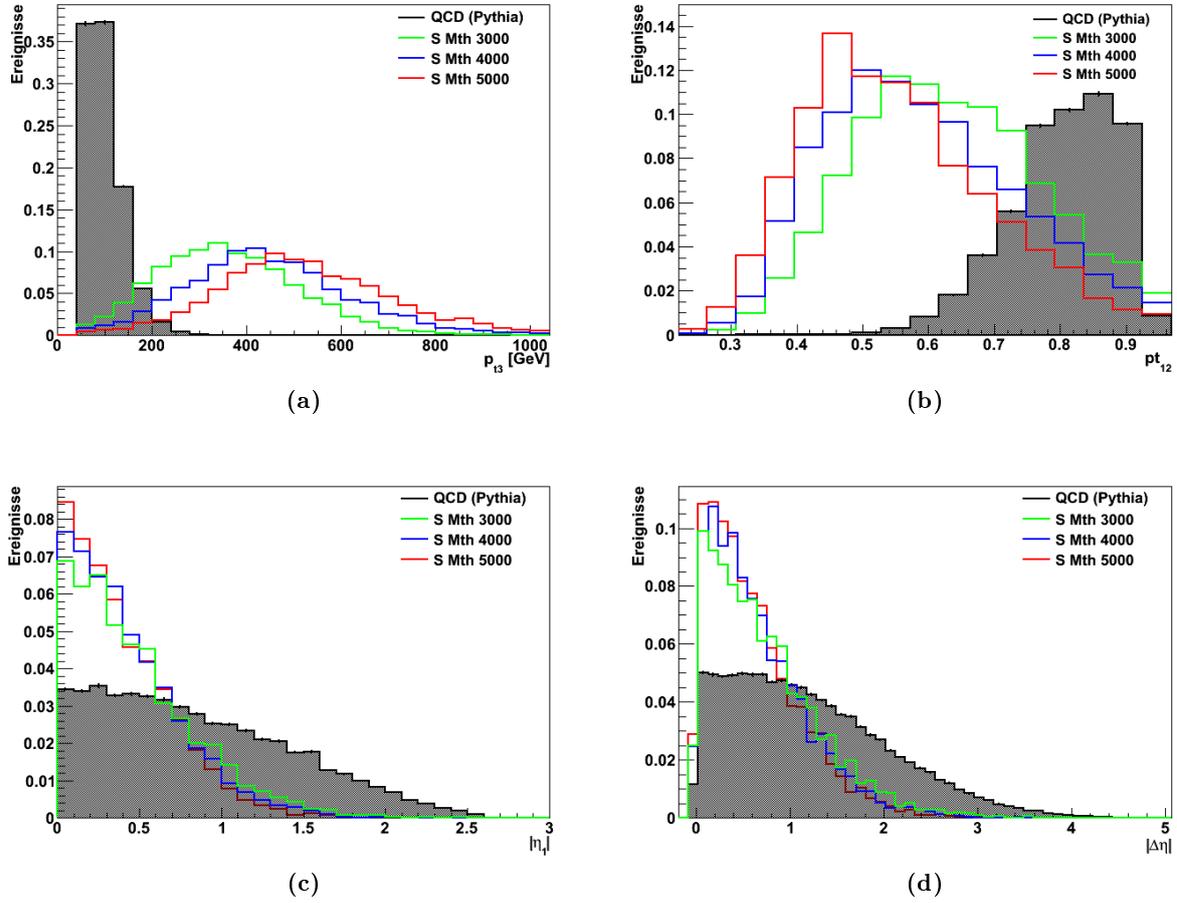
Die eingeschränkte Auswahl von drei Variablenpaaren erlaubt eine genauere Untersuchung der einzelnen Variablen und damit eine bessere Bestimmung der Bereiche für die ABCD-Methode. Diese sind so gewählt wie in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Werte  $x_i$  definieren die Grenzen der Signal- ( $x_1 - x_2$ ) und Kontrollregion ( $x_3 - x_4$ ) der einzelnen Variablen. In Tabelle 6.3 ist eine Übersicht gezeigt. Die Abbildungen 6.4 (a-d) zeigen die Verteilungen von Signal- und Untergrundereignissen der jeweiligen Variablen. Alle Verteilungen sind auf die Fläche normiert, die schattierte Fläche repräsentiert QCD-Untergrund (PYTHIA), die anderen Histogramme die Signalvorhersagen von CHARYBDIS.

Variable	$x_1$	$x_2$	$x_3$	$x_4$
$\Sigma p_T$ [GeV]	1100	1200	2000	$\infty$
$N_J$	1	5	5	$\infty$
$p_{t12}$	0,55	0,7	0,7	0,9
$p_{t3}$ [GeV]	50	175	175	$\infty$
$ \eta_1 $	0	0,6	0,6	2,3
$ \Delta\eta $	0	1	1	3,5

**Tabelle 6.3:** Signal- und Kontrollregionen aller untersuchten ABCD-Variablen. Die Bereiche sind entsprechend Abbildung 5.1 gewählt. Im Fall  $x_4 = \infty$  ist die Signalregion nach oben offen.

### 6.5.2 Korrelation

Die Korrelation wurde auf die in Abschnitt 5.3.5 verwendeten zwei Arten untersucht. Der Korrelationskoeffizient  $\kappa$  wurde aus dem 2D-Histogramm der Variablenpaare über den ganzen Bereich bestimmt, anschließend wurden diese mit der zweiten Methode per Auge überprüft. Zusätzlich wurde ein Korrelationskoeffizient  $\tilde{\kappa}$  aus den für die ABCD-Methode relevanten Bereichen bestimmt. Dies ist sinnvoll, da die Korrelation ein wesentlicher Faktor der Gültigkeit der Gleichung 5.6 ist, welche sich ebenfalls nur auf das Verhältnis der Ereignisse in



**Abbildung 6.4:** Verteilungen der Untergrund- und Signalereignisse für  $p_{t3}$  (a),  $p_{t12}$  (b),  $|\eta_1|$  (c) und  $|\Delta\eta|$  (d). Die schattierte Fläche repräsentiert QCD-Untergrund (PYTHIA, die bunten Histogramme die Signalvorhersagen von CHARYBDIS. Die Szenarien mit  $M_{th} = 3, 4$  und  $5$  TeV sind in grün, blau und rot dargestellt.

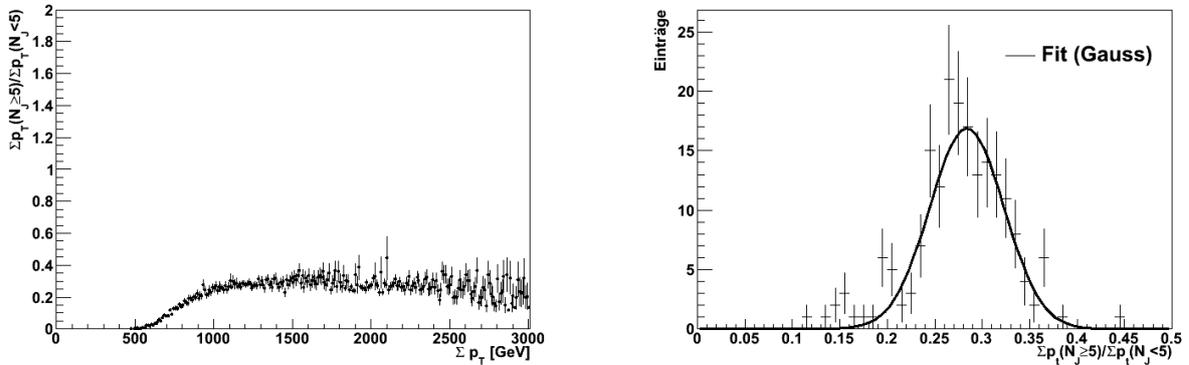
den ABCD-Bereichen beschränkt. Besonders beim Paar  $\Sigma p_T - N_J$  ist hier ein deutlicher Unterschied erkennbar, da die Variablen für niedrige Werte von  $\Sigma p_T$  stark korreliert sind. Die Korrelationskoeffizienten sind in Tabelle 6.4 eingetragen, die Histogramme zur Überprüfung sind in Anhang C.0.3 zu finden. Alle Variablenpaare sind in den ABCD-Bereichen nur sehr gering korreliert.

Variablen	$\kappa$	$\tilde{\kappa}$
$\Sigma p_T - N_J$	0,396	0,008
$p_{t12} -  \eta_1 $	0,027	0,016
$ \eta_1  - N_J$	0,027	0,026
$ \Delta\eta  - p_{t3}$	0,012	0,008

**Tabelle 6.4:** Korrelationsfaktoren der Variablenpaare. Die Koeffizienten wurden über den gesamten Bereich bestimmt ( $\kappa$ ) und nur in Bereichen der ABCD-Methode ( $\tilde{\kappa}$ ).

### 6.5.3 Stabilität

Durch Auftragen von  $\Sigma p_T$  in den Bereichen  $N_J \geq 5$  und  $N_J < 5$  (siehe Abbildung 6.3, links) und anschließende Division der Histogramme (siehe Abbildung 6.3, rechts) wurde die Stabilität  $S$  für  $\Sigma p_T - N_J$  untersucht. Die Stabilität entspricht dann der Schwankung um den Mittelwert. Auf diese Weise wurde nun auch die Stabilität der anderen Paare bestimmt. Zusätzlich wurde in dieser Arbeit eine zweite Methode zur Abschätzung der Stabilität  $S_{Fit}$  verwendet. Die Quotienten der Histogramme wurden binweise ausgerechnet und in ein separates Histogramm eingetragen. An diesen Profilplot wurde anschließend eine Gauß-Verteilung gefittet. Die Stabilität ist dann durch die Standardabweichung bestimmt (siehe Abbildung 6.5). Am Beispiel der Variablen  $|\eta_1| - N_J$  ist klar der Vorteil dieser zweiten Methode erkennbar. Im Bereich  $0 < |\eta_1| < 2,3$  ist das Verhältnis  $|\eta_1|(N_J \geq 5)/|\eta_1|(N_J < 5)$  nur innerhalb von 32,4 % stabil. Dies liegt jedoch hauptsächlich an wenigen Ausreißern (siehe Abbildung 6.6,a), deren Fehler zwar groß sind, in der ersten Methode aber nicht berücksichtigt werden. Zwischen den Ausreißern, also im Bereich  $0,3 < |\eta_1| < 1,9$  ist das Verhältnis mit 14,3 % sehr viel stabiler. Die mit der Fit-Methode bestimmte Stabilität liegt bei  $S_{Fit} = 13,1$  %. Allgemein erhält man mit der Fit-Methode bessere Stabilitäten, die zusätzlich gegenüber Ausreißern stabiler sind. Für das Paar  $\Sigma p_T - N_J$  ist jedoch  $S < S_{Fit}$ . Dies liegt zum einen daran, dass für den Fit der Bereich  $1,1 \text{ TeV} < \Sigma p_T < 3 \text{ TeV}$  verwendet wurde. Zum anderen wurde für den Profilplot ein Quotienten-Diagramm mit feinerem Binning verwendet, bei welchem das Verhältnis für größere Werte von  $\Sigma p_T$  leicht schwankt (siehe Abbildung 6.5, links). Die Histogramme für die Stabilität der alternativen Variablen sind in Abbildung 6.6 gezeigt, die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst.



**Abbildung 6.5:** Bestimmung der Stabilität des Verhältnisses  $\Sigma p_T(N_J \geq 5)/\Sigma p_T(N_J < 5)$ . Links ist das Verhältnis mit feinerem Binning dargestellt, rechts das daraus resultierende Profil-Histogramm mit einem Gauß-Fit.

### 6.5.4 Weitere Unsicherheiten

Zusätzlich zur Stabilität wurden für alle Variablenpaare die systematischen Unsicherheiten berechnet, welche sich aus einer ungenauen Beschreibung des physikalischen Modells ergeben (QCD), also der Unterschied zwischen PYTHIA und ALPGEN, sowie die Unsicherheiten durch unterschiedliche Parton-Distributions-Funktionen (PDF). Diese Unsicherheiten werden berechnet wie in Abschnitt 6.4 für  $\Sigma p_T - N_J$  beschrieben. Für  $\Sigma p_T - N_J$  liegen die Unsicherheiten bei 23,5 % (QCD) und 13,6 % (PDF). Die anderen Variablen zeigen mit maximal 6,4 %

Variable	$S$		$S$	$S_{Fit}$
	Bereich			
$\Sigma p_T (N_J)$	1.1	– 2.7 [TeV]	11,3 %	13,8 %
$p_{t12} ( \eta_1 )$	0,55	– 0,9	18,9 %	14,9 %
$ \eta_1  (N_J)$	0,0	– 2,3	32,4 %	13,1 %
$ \Delta\eta  (p_{t3})$	0,0	– 3,0	15,0 %	6,3 %

**Tabelle 6.5:** Stabilitäten der Verhältnisse der Variablen für beide Methoden. Für  $S$  ist jeweils der Bereich angegeben, in dem die Stabilität gilt. Bei der Berechnung von  $S_{Fit}$  wurde jeweils der gesamte ABCD-Bereich verwendet.

(QCD) und 4,8 % (PDF) signifikant kleinere Unsicherheiten. Dies kann sich auch positiv auf die später berechneten Limits auswirken, was ein Anzeichen dafür ist, dass mit alternativen Variablen bessere Ergebnisse erzielt werden können. Die Unsicherheiten aller Variablen sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

### 6.5.5 ABCD

Um die Variablen in der Analyse zu verwenden, muss nun noch untersucht werden, ob sie eine gute Vorhersage für den Untergrund in der Signalregion liefern. Dies wird wie zuvor überprüft, indem in dem man in Bereich  $D$  die Zahl  $N_D^{tot}$  der gemessenen Ereignisse mit der Abschätzung  $N_D^{est}$  der ABCD-Methode vergleicht. Das Verhältnis  $N_D^{tot}/N_D^{est}$  sollte nahe bei eins liegen. Anschließend wird dies mit Signalkontamination verschiedener Signale wiederholt. Ohne Signalereignisse liefern alle vier Variablenpaare sehr gute Abschätzungen. Das Signal mit  $M_D = 1000$  GeV und  $M_{th} = 3000$  GeV liegt am nächsten am QCD-Untergrund und hat den höchsten Wirkungsquerschnitt der verwendeten Signal-Datensätze. Daher hat dieses Signal den größten Einfluss auf die Messung, was besonders bei den Variablen  $\Sigma p_T - N_J$  zu sehen ist. Die schlechte Vorhersage liegt hauptsächlich daran, dass Signalereignisse asymmetrisch in die Kontrollregion fallen und dadurch die Gleichung  $N_A/N_B = N_C/N_D$  ungültig wird. Auf die anderen Variablen hat die Signalkontamination nur einen geringen Einfluss. Die Werte sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

## 6.6 Ergebnisse

Teile der in [39] vorgestellten Analyse wurden implementiert und überprüft. Zusätzlich zu dem in der Analyse verwendeten Variablenpaar  $\Sigma p_T - N_J$  wurden die drei Paare  $p_{t12} - |\eta_1|$ ,  $|\eta_1| - N_J$  und  $|\Delta\eta| - p_{t3}$  untersucht, da sich diese in der vorigen Analyse als besonders geeignet herausgestellt haben. Die wichtigsten systematischen Unsicherheiten wurden erneut berechnet, teilweise mit verbesserten Methoden. Alle Variablenpaare sind kaum korreliert und machen gute Vorhersagen für die Zahl der Untergrundereignisse in der Signalregion. Der Einfluss der Signalkontamination ist bis auf einen Ausreißer kleiner als 6 %. Die Unsicherheiten durch die ungenaue Beschreibung des Physikmodells sowie durch unterschiedliche PDFs liegt mit maximal 6,4 % bzw. 4,8 % für alle alternativen Variablen stark unter denen für  $\Sigma p_T - N_J$ . Die mit der Fit-Methode bestimmte Stabilität der Verhältnisse der Variablen liegt bei  $\approx 14$  % oder darunter. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Verwendung alternativer Variablen für die Suche

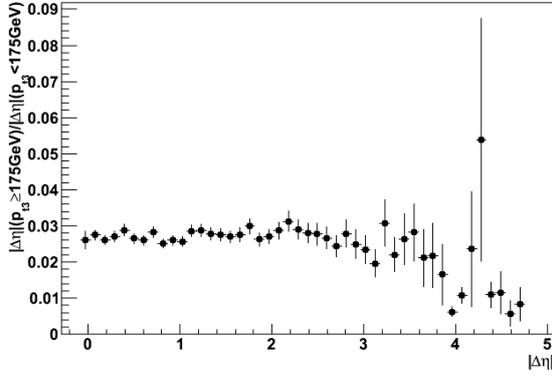
nach mikroskopischen schwarzen Löchern mit der ABCD-Methode möglich ist und sogar von Vorteil sein kann.

Variablen	Korrelation		ABCD				Unsicherheiten [%]			Stab. [%]	
	$\kappa$	$\tilde{\kappa}$	UG	SG3	SG4	SG5	stat.	QCD	PDF	$S$	$S_{Fit}$
$\Sigma p_T - N_J$	0,396	0,008	1,00	3,10	1,06	1,01	4,1	23,5	13,6	11,3	13,8
$p_{t12} -  \eta_1 $	0,027	0,016	1,00	1,01	1,00	1,00	1,9	2,8	0,8	18,9	14,9
$ \eta_1  - N_J$	0,027	0,026	0,94	0,96	0,94	0,94	2,4	6,4	4,8	32,4	13,1
$ \Delta\eta  - p_{t3}$	0,012	0,008	1,03	1,05	1,03	1,03	2,7	2,2	1,3	15,0	6,3

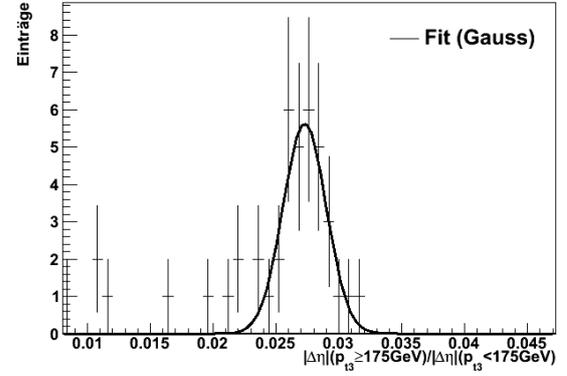
**Tabelle 6.6:** Zusammenfassung und Vergleich der Ergebnisse der alternativen Variablen mit  $\Sigma p_T - N_J$ . ABCD beschreibt die ABCD-Leistungsfähigkeit, also das Verhältnis  $N_D^{tot}/N_D^{est}$ , mit Untergrund (UG) und Signalkontamination dreier Signale (SG3, SG4, SG5). Die statistische Unsicherheit ist in *stat* gegeben. QCD ist die systematische Unsicherheit aus der Beschreibung des Physikmodells, PDF die Unsicherheit durch verschiedene PDFs.

## 6.7 Zusammenfassung

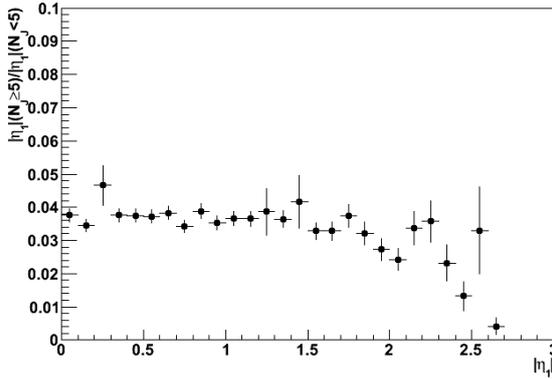
Die bisherige Analyse zur Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern und Extradimensionen mit der ABCD-Methode wurde vorgestellt. Für die Untergrundabschätzung werden die Variablen  $\Sigma p_T$  und  $N_J$  verwendet. Basierend auf den Ergebnissen des vorigen Kapitels wurden zusätzlich die Paare  $\eta_1 - N_J$ ,  $p_{t3} - \eta_1$  und  $\eta_1 - p_{t12}$  untersucht. Die Definitionen der Kontroll- und Signalbereiche wurden an die Kriterien dieser Studie angepasst. Da die kleinere Auswahl eine detailliertere Studie ermöglicht, wurden in diesem Zusammenhang auch die Eigenschaften der alternativen Variablenpaare erneut bestimmt. Die wichtigsten systematischen Unsicherheiten der Analyse wurden berechnet, und mit alternativen Methoden überprüft. Es wurde gezeigt, dass die zusätzlich untersuchten Variablenpaare verlässliche Untergrundvorhersagen machen und weiterhin die systematischen Unsicherheiten der Analyse signifikant reduzieren.



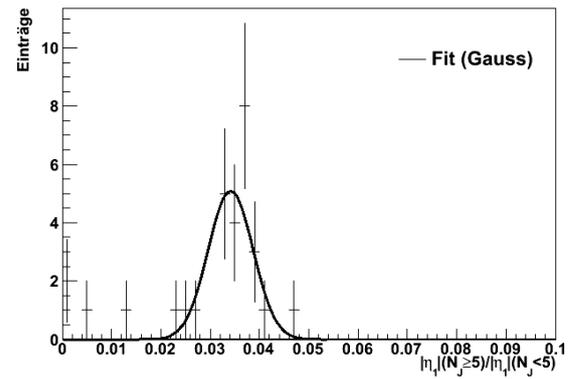
(a)



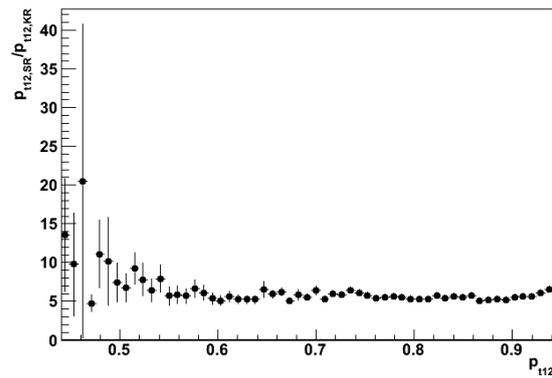
(b)



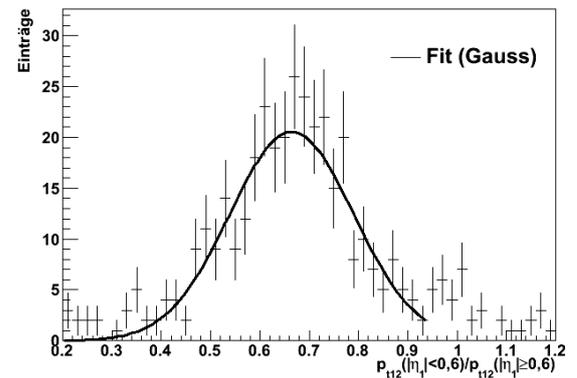
(c)



(d)



(e)



(f)

**Abbildung 6.6:** Bestimmung der Stabilitäten der Verhältnisse der alternativen Variablen  $|\Delta\eta|(p_{t3})$ (a,b),  $|\eta_1|(N_j)$ (c,d) und  $p_{112}(|\eta_1|)$ (e,f). Die Verhältnisse sind links gezeigt, rechts die Profile mit Fit.

## Kapitel 7

# Zusammenfassung und Ausblick

Im März 2010 hat der Large Hadron Collider am CERN seinen Betrieb mit Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  aufgenommen. Die bisher unerreichten Energien erlauben Analysen in neuen, noch unerforschten kinematischen Bereichen, wobei hohe instantane Luminositäten für eine ausreichende Statistik sorgen. Als Mehrzweckdetektor wurde das ATLAS-Experiment so konstruiert, dass eine Vielzahl verschiedener Teilchen unterschiedlicher Energien mit großer Genauigkeit vermessen werden kann. Dies erlaubt nicht nur Präzisionsmessungen bekannter Parameter des Standardmodells, sondern bietet auch die Möglichkeit für Entdeckungen von Phänomenen neuer Physik jenseits des Standardmodells. Physikalische Modelle, die offene Fragen wie das Hierarchieproblem adressieren, können überprüft werden. Das Modell großer Extradimensionen ist ein mögliches Szenario um die relative Schwäche der Gravitation gegenüber den anderen fundamentalen Kräften zu erklären. In diesem Zusammenhang postuliert das ADD-Modell die Existenz zusätzlicher, kompakter Raumdimensionen, in die nur die Gravitation vordringen kann. Außerdem wird eine neue fundamentale Planck-Skala  $M_D$  in der Größenordnung  $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$  vorhergesagt. Bei kleinen Abständen im Bereich der daraus resultierenden Planck-Länge ist die Gravitation dann sehr viel stärker und nähert sich den anderen fundamentalen Kräften an. Dadurch ist eine Vielzahl neuer Phänomene der Gravitation möglich, diese Arbeit befasst sich mit der Produktion schwarzer Löcher in Teilchenkollisionen. Auf Grund von Quanteneffekten zerfallen diese unmittelbar nach ihrer Entstehung. Die Zerfallsprodukte können mit Teilchendetektoren nachgewiesen werden und wegen der charakteristischen Signatur der Hawkingstrahlung von anderen physikalischen Prozessen unterschieden werden.

In diesem Zusammenhang wurden zwei Analysen zur Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern mit frühen Daten vorgestellt. Dabei ergab sich folgende Schwierigkeit: Die begrenzte Statistik der frühen Daten setzt eine obere Grenze auf den untersuchbaren Energiebereich. Die minimale Produktionsmasse der schwarzen Löcher liegt dann in der Größenordnung  $\mathcal{O}(M_D)$ , der semiklassische Ansatz fordert jedoch eine minimale Produktionsmasse von  $M_{\text{th}} \gg M_D$ . Da es für diesen Energiebereich kein verlässliches Modell zur Beschreibung der Signalereignisse gibt, wurden für diese Analysen modellunabhängige Ansätze gewählt.

Dabei ist die grundlegende Idee, die gemessene Anzahl der Ereignisse in einer Signalregion mit einer Vorhersage für den Untergrund zu vergleichen und auf Abweichungen vom Standardmodell zu überprüfen. Die Formen kinematischer Verteilungen der MC-Vorhersagen stimmen in einer Kontrollregion, in der keine Ereignisse neuer Physik erwartet werden, gut mit den Daten überein. In dieser Region an die Daten normiert, wird die Anzahl der Untergrundereignisse in der Signalregion durch Extrapolation aus der Kontrollregion abgeschätzt. Mit einem

Bayesischen Ansatz wurde eine Grenze auf das Produkt von Wirkungsquerschnitt und Akzeptanz berechnet. In einem 95 % Glaubwürdigkeitsintervall liegt dieses bei  $\sigma \times A = 0,35 \text{ nb}$ . Obwohl im untersuchten Energiebereich keine verlässlichen Signalmodelle existieren, wurde eine illustrative Signalakzeptanz berechnet um die Signifikanz der Studie abzuschätzen. Für ein typische Szenario liegt diese bei  $A = 57\%$ . Die Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt für Phänomene der Gravitation bei kleinen Skalen liegen bei  $\mathcal{O}(10 - 100 \text{ nb})$ , die Ergebnisse dieser Analyse liegen deutlich unterhalb dieses Bereichs, sind also für solche Modelle von Interesse.

Durch Kontaktinteraktionen, bei denen ein virtuelles schwarzes Loch ausgetauscht wird, sind Endzustände mit Dijet-Signaturen möglich. Um diese Möglichkeit nicht von vornherein auszuschließen wurde in dieser Arbeit zusätzlich das Kriterium der Objektmultiplizität überprüft. Für Multiobjektendzustände und  $N_{\text{Obj}} \geq 2$  liegt das Limit bei  $\sigma \times A = 0,36 \text{ nb}$ . Die Akzeptanz liegt für beide Szenarien bei etwa  $A \approx 57\%$ . Das Kriterium der Multiplizität verbessert die Grenze auf den Produktionwirkungsquerschnitt von  $\sigma(N_{\text{Obj}} \geq 3) = 0,60 \text{ nb}$  im Gegensatz zu  $\sigma(N_{\text{Obj}} \geq 2) = 0,63 \text{ nb}$  um  $\approx 4\%$ . Für Dijet-Endzustände hat die Multiplizität einen großen Einfluss auf die Akzeptanz, da für  $N_{\text{Obj}} \geq 3$  ein Großteil der Signalereignisse verworfen wird. Mit  $A(N_{\text{Obj}} \geq 3) = 33\%$  liegt das Limit bei  $\sigma = 1,06 \text{ nb}$ . Das inklusivere Kriterium mit  $A(N_{\text{Obj}} \geq 2) = 52\%$  ergibt eine Grenze von  $\sigma = 0,69 \text{ nb}$ . Für reine Dijet-Szenarien lässt sich das Ergebnis um  $\approx 40\%$  verbessern. Auch in Analysen mit Multiobjektendzuständen ist ein signifikanter Anteil an Signalereignissen mit Dijet-Signaturen denkbar. Ein allgemeineres Multiplizitätskriterium könnte die Sensitivität solcher Studien erhöhen und die Ergebnisse deutlich verbessern.

Einer der wichtigsten Punkte bei Analysen dieser Art ist eine gute Abschätzung des Untergrunds in der Signalregion. Mit der ABCD-Methode wurde in dieser Arbeit ein alternativer Ansatz vorgestellt. Ein Satz von verschiedenen Variablen wurde auf die Verwendbarkeit in der ABCD-Methode untersucht. Mit Selektionskriterien der obigen Analyse wurden vier Paare von Variablen identifiziert, die bei Suchen nach mikroskopischen schwarzen Löchern eine stabile Vorhersage für den Untergrund in der Signalregion liefern. Dies sind die Paare  $\eta_1 - N_{\text{Obj}}$ ,  $p_{t3} - |\Delta\eta|$ ,  $p_{t3} - \eta_1$  und  $\eta_1 - p_{t12}$ .

Weiterhin wurde eine erste Anwendung der ABCD-Methode zur Suche nach mikroskopischen schwarzen Löchern mit ersten Daten vorgestellt. Diese Analyse verwendet als Variablen die Summe der Transversalimpulse aller rekonstruierten Objekte  $\Sigma p_T$  und die Multiplizität der Jets  $N_J$  zur Vorhersage der Ereignisse in der Signalregion, wobei nur Jet-Ereignisse untersucht werden. Sowohl Untergrund- als auch Signalereignisse werden von Jets dominiert, daher sind die Variablen  $N_J$  und  $N_{\text{Obj}}$  sehr ähnlich. Die wichtigsten systematischen Unsicherheiten wurden im Rahmen dieser Arbeit erneut bestimmt und mit verbesserten Methoden überprüft. Basierend auf den Ergebnissen der vorangegangenen Studie der ABCD-Methode, wurden alternative Paare von Variablen gesucht. Es wurde gezeigt, dass die Variablenpaare  $\eta_1 - N_J$ ,  $p_{t3} - \eta_1$  und  $\eta_1 - p_{t12}$  verlässliche Ergebnisse liefern und die systematischen Unsicherheiten signifikant reduzieren können. Eine zukünftige Analyse könnte von einer alternativen Wahl der Variablen profitieren.

Für die Suche nach Phänomenen der Gravitation in frühen Daten ist eine modellunabhängige Suchstrategie ein guter Ansatz. Mit schnell wachsenden instantanen Luminositäten werden bald auch modellspezifische Analysen am LHC möglich. Solche Studien können speziell an Modelle für mikroskopische schwarze Löcher und Extradimensionen angepasst werden. Durch erhöhte Sensitivitäten auf die Parameter solcher Modelle sind die Erfolgsaussichten hoch, so dass in naher Zukunft mit neuen Erkenntnissen gerechnet werden kann.

# Anhang A

## Anhang zu Kapitel 4

### A.1 Datensätze der ersten Analyse

#### A.1.1 Erste Daten des ATLAS-Detektors am LHC

Die Für diese Analyse verwendeten Daten im Detail, mit Periode, Runnummer, Anzahl der Ereignisse, Luminosität und zusätzlichen Informationen (Tags)

Run	Events	Lumi [ $\mu b^{-1}$ ]
152166	14400	7
152214	8970	3
152221	44401	21
152345	46599	16
152409	194797	69
152441	179895	65
152508	36727	4
152777	174954	46
152844	46192	6
152845	140307	23
152878	473630	19
152933	91546	21
152994	131190	5
153030	232133	17
153159	42836	8
153200	31354	5
gesamt	1889931	0,34 nb <sup>-1</sup>

**Tabelle A.1:** Runperiode A, 16 Runs, tag r1297

Run	Events	Lumi [ $\mu b^{-1}$ ]
153565	1734592	621
154810	357259	153
154813	708963	263
154815	124421	62
154817	1152298	534
155073	2065422	63158
155112	6515053	3410
155116	984652	465
155160	2613164	1329
gesamt	16255824	7,99 nb <sup>-1</sup>

**Tabelle A.2:** Runperiode B, 9 Runs

Run	Events	Lumi [ $\mu b^{-1}$ ]
155228	106447	41
155280	216576	28
155569	1643713	991
155634	1802604	1065
155669	789538	424
155678	1762810	1192
155697	5550044	3423
156682	2171404	1293
gesamt	14043136	8,47 nb <sup>-1</sup>

**Tabelle A.3:** Runperiode C, 8 Runs

Run	Events	Lumi [ $\mu b^{-1}$ ]
158269	1595634	3418
158299	1857477	1065
158392	8119379	7494
D1	11572490	11977
158443	572118	787
158466	339354	1078
158545	490688	1334
158548	5619887	9803
158582	9721773	16021
D2	16743820	29023
158632	3108316	5242
158801	3908409	7162
158975	6877457	20446
D3	13894182	32850
159086	10804090	25453
159041	7793834	90751
D4	18597924	116204
159113	6757197	28040
159179	1497412	15015
D5	26852533	43055
159202	1049287	9801
159203	980507	72229
D6	2029794	82030
gesamt	89690743	315,139 nb <sup>-1</sup>

**Tabelle A.4:** Runperiode D1-D6, 17 Runs

## A.1.2 MC-Datensätze für QCD Untergrund

$\sigma [pb^{-1}]$	Datensatz
$2,97233 \times 10^8$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp2_J1xwithMETMuon
$1,37974 \times 10^7$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp2_J2withMETMuon
$4,24803 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp2_J3withMETMuon
$1,07876 \times 10^4$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp2_J4withMETMuon
$2,16184 \times 10^2$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp2_J5withMETMuon
2.86249	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp2_J6pwithMETMuon
$1,68198 \times 10^7$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp3_J1xwithMETMuon
$1,08550 \times 10^7$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp3_J2withMETMuon
$7,66004 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp3_J3withMETMuon
$2,70416 \times 10^4$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp3_J4withMETMuon
$6,56846 \times 10^2$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp3_J5withMETMuon
9,77810	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp3_J6pwithMETMuon
$1,91935 \times 10^6$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp4_J1xwithMETMuon
$2,34567 \times 10^6$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp4_J2withMETMuon
$4,41244 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp4_J3withMETMuon
$2,54686 \times 10^4$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp4_J4withMETMuon
$8,26570 \times 10^2$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp4_J5withMETMuon
12,6405	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp4_J6pwithMETMuon
$1,90916 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp5_J1xwithMETMuon
$4,96279 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp5_J2withMETMuon
$1,71713 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp5_J3withMETMuon
$1,54192 \times 10^4$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp5_J4withMETMuon
$6,28739 \times 10^2$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp5_J5withMETMuon
10,9954	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp5_J6pwithMETMuon
$1,95536 \times 10^4$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp6_J1xwithMETMuon
$1,02498 \times 10^5$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp6_J2withMETMuon
$5,95252 \times 10^4$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp6_J3withMETMuon
$9,42842 \times 10^3$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp6_J4withMETMuon
$5,17482 \times 10^2$	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp6_J5withMETMuon
10,1134	mc09_7TeV.AlpgeNjimmyNjetsNp6_J6pwithMETMuon

Tabelle A.5: QCD-Datensätze, AlpgeN

$\sigma$ [ $pb^{-1}$ ]	Datensatz
$9,75297 \times 10^9$	mc09_7TeV.105009.J0_pythia_jetjetwithMETMuon
$6,73020 \times 10^8$	mc09_7TeV.105010.J1_pythia_jetjetwithMETMuon
$4,11947 \times 10^7$	mc09_7TeV.105011.J2_pythia_jetjetwithMETMuon
$2,19325 \times 10^6$	mc09_7TeV.105012.J3_pythia_jetjetwithMETMuon
$8,78487 \times 10^4$	mc09_7TeV.105013.J4_pythia_jetjetwithMETMuon
$2,32856 \times 10^3$	mc09_7TeV.105014.J5_pythia_jetjetwithMETMuon
33,8461	mc09_7TeV.105015.J6_pythia_jetjetwithMETMuon

**Tabelle A.6:** QCD-Datensätze, Pythia

### A.1.3 MC-Datensätze für Signalereignisse

Datensatz
NTUP_JETMET.MC.105876.PytChar2.e552_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.105877.PytChar2.e552_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.105878.PytChar2.e552_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.113012.PytChar2.e556_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.113029.PytChar2.e556_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.113013.PytChar2.e556_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.113010.PytChar2.e556_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD
NTUP_JETMET.MC.105458.Charybdis2.e548_s765_s767_r1336_r1306_p213.D3PD

**Tabelle A.7:** Signaldatensätze

### A.1.4 Objektselektion

Die folgenden Kriterien zur Objektselektion wurden angewendet:

#### Jets

- AntiKt4H1TopoJets bei  $emscale \times EMJES$
- $|\eta| < 2,8$  und  $p_T(\text{bei } emscale \times EMJES) > 40 \text{ GeV}$

#### Elektronen

- isEM medium
- author = 1 oder author = 3
- Isolation:  $etcone20 < 10 \text{ GeV} + 0,02 \times el\_cl\_pt$
- $|el\_eta| < 2,47$  und  $el\_cl\_pt > 20 \text{ GeV}$

- Entfernen von  $1,37 < |\eta| < 1,52$
- Entfernen entsprechend der Objekt-Qualitätskarten

### Photonen

- isEMtight (entfernt  $1,37 < |\eta| < 1,52$ )
- *author* = 4
- Isolation:  $etcone20 < 10 \text{ GeV} + 0,02 \times ph\_cl\_pt$
- $|pho\_eta| < 2,37$  und  $ph\_cl\_pt > 20 \text{ GeV}$
- Entfernen entsprechend der Objekt-Qualitätskarten

### Myonen

- Staco Myon
- isCombinedMuon
- $0 < matchchi2 < 100$
- Isolation:  $etcone20 < 10 \text{ GeV}$
- $|mu\_staco\_eta| < 2,0$  und  $p\_T < 20 \text{ GeV}$
- $0,5 < p(MS)/p(ID) < 2$ , bei *mu\_me\_goverp* und *mu\_id\_goverp*
- $Mu\_staco\_d0\_exPV < 1 \text{ mm}$  und  $mu\_staco\_z0\_exPV < 5 \text{ mm}$

### Fehlende transversale Energie

- (*MET\_LocHadTopo* - selektierte Myonen)  $|eta| < 4,8$ , nicht für Myonen

### Overlap Removal

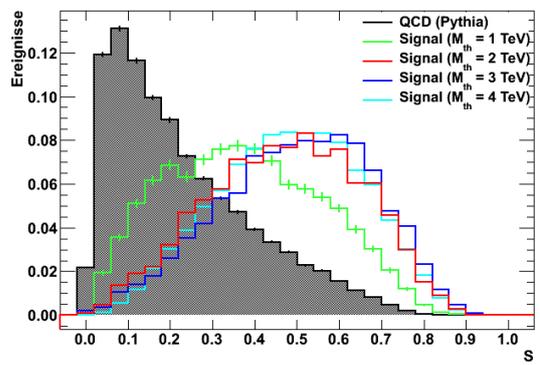
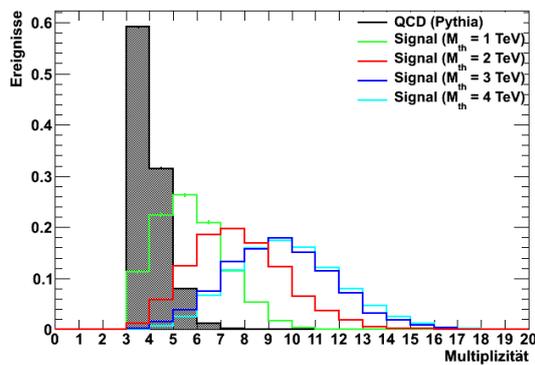
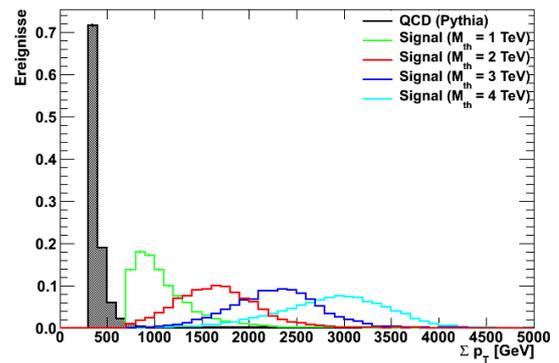
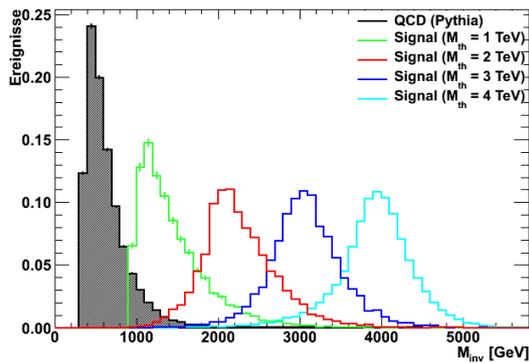
- Priorität: Elektronen, Photonen, Jets
- $deltaR = 0,1$  für Elektronen, Photonen
- $deltaR = 0,2$  für Jets
- Überlapp berechnet aus *cl\_eta*, *ph\_etas2* und *jets* bei  $emscal \times EMJES$

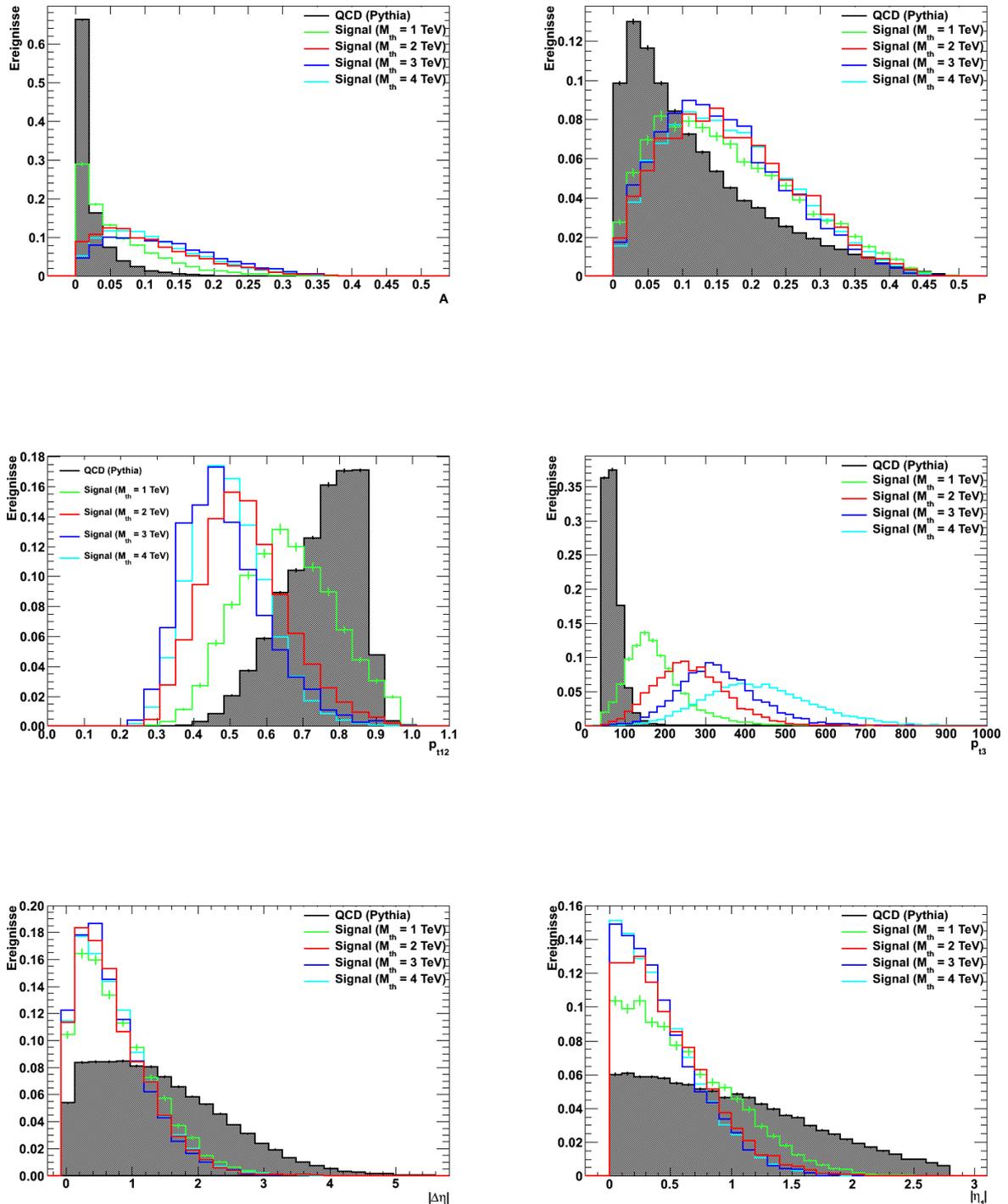
## Anhang B

# Anhang zu Kapitel 5

### B.1 Signal vs. Untergrund

Die in Abschnitt 5.3.4 verwendeten Verteilungen der Variablen für Signal und Untergrund. Alle Histogramme sind auf die Fläche normiert.

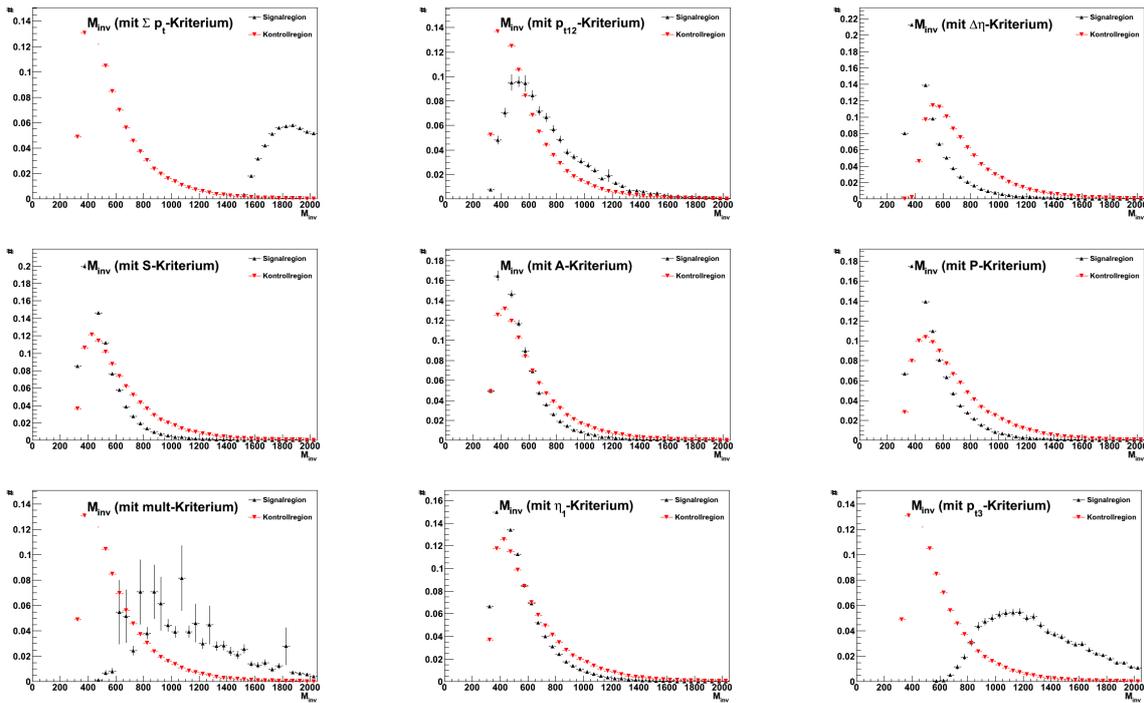




**Abbildung B.1:** Die Verteilungen der Variablen der ABCD-Methode für Untergrund- und Signalereignisse. Die schattierte Fläche repräsentiert QCD-Untergrund (PYTHIA), die anderen Histogramme die Signalvorhersagen von CHARYBDIS. Die Szenarien mit  $M_{th} = 1, 2, 3$  und  $4$  TeV sind in grün, rot, blau und türkis dargestellt.

## B.2 Korrelation

Im Folgenden sind die Korrelationsdiagramme aller Variablen zu finden. Für jede mögliche Kombination der in Kapitel 5 untersuchten Variablen wurde ein Diagramm zur Überprüfung der Korrelation erstellt. Abgebildet sind jeweils zwei Histogramme einer Variable für verschiedene Bereiche in der anderen Variable, die auf die gleiche Fläche normiert sind. So ist in Abbildung B.2 zum Beispiel die Korrelation der invarianten Masse  $M_{inv}$  zu den anderen Variablen illustriert. Oben links ist die Korrelation mit  $\Sigma p_T$  dargestellt, also  $M_{inv}$  für  $\Sigma p_T$  in der Kontrollregion (rote Dreiecke) und  $M_{inv}$  für  $\Sigma p_T$  in der Signalregion (schwarze Dreiecke). Der große Unterschied der Formen der Histogramme deutet auf eine große Korrelation hin.



**Abbildung B.2:** Korrelationen zwischen  $M_{inv}$  und den anderen Variablen (X). Dargestellt sind zwei  $M_{inv}$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

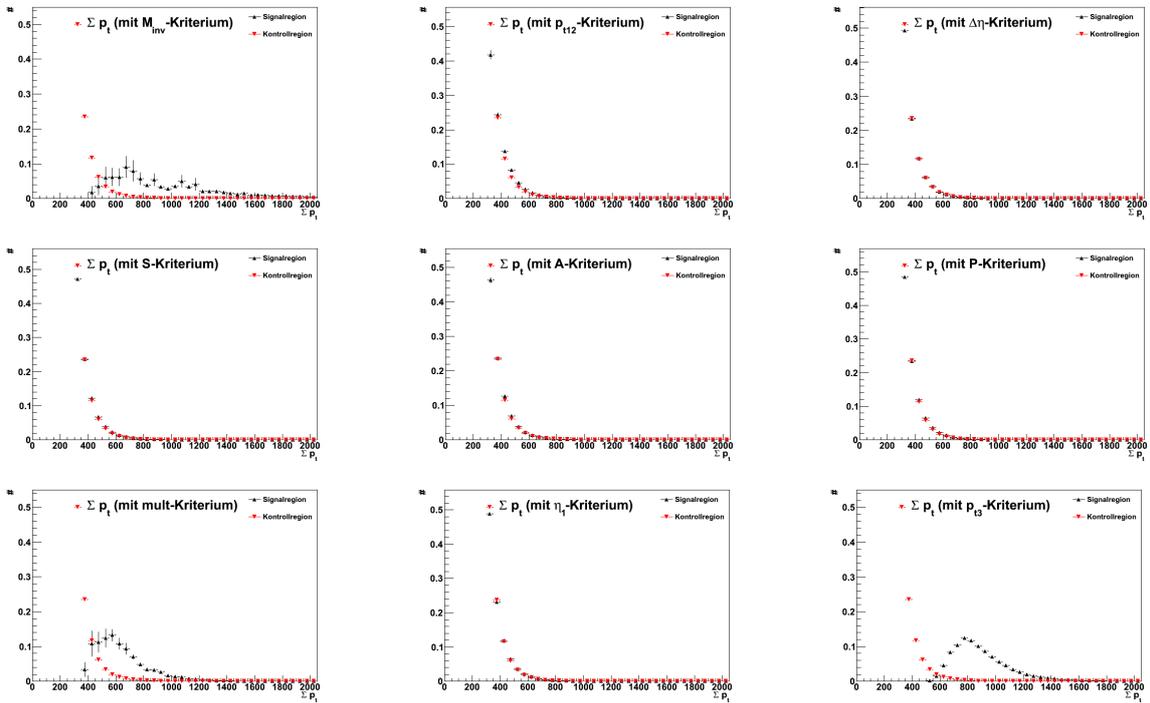


Abbildung B.3: Korrelationen zwischen  $\Sigma p_t$  und den anderen Variablen ( $X$ ). Dargestellt sind zwei  $\Sigma p_t$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

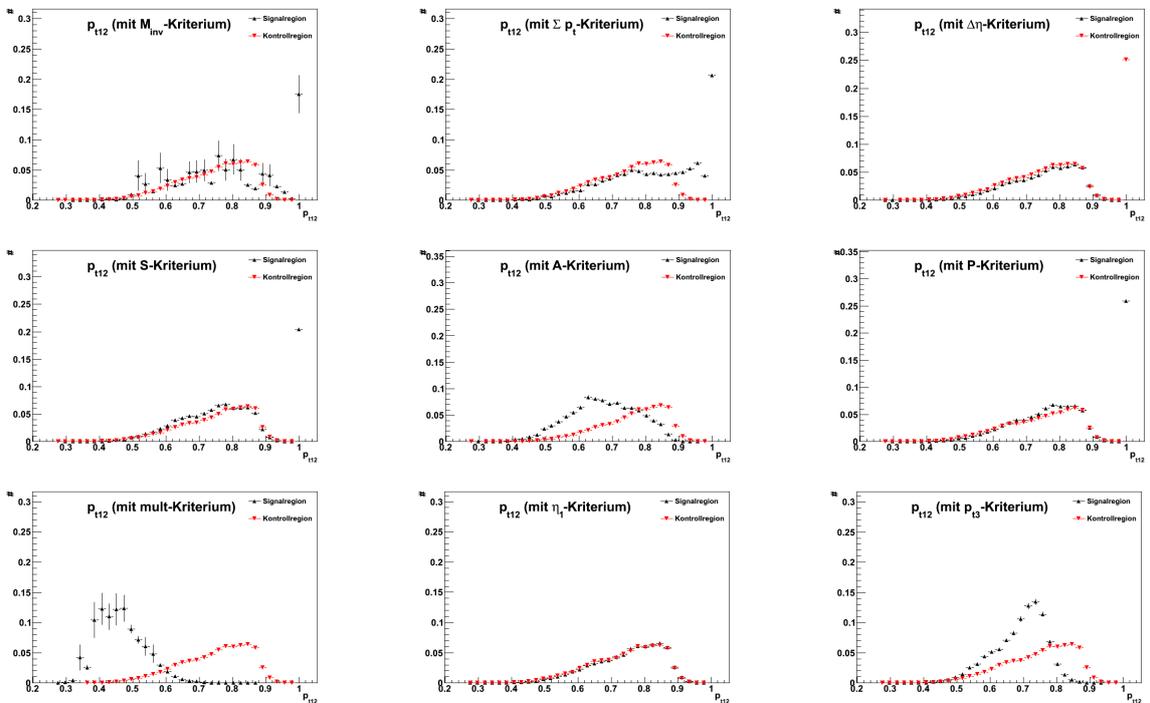


Abbildung B.4: Korrelationen zwischen  $p_{t12}$  und den anderen Variablen ( $X$ ). Dargestellt sind zwei  $p_{t12}$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

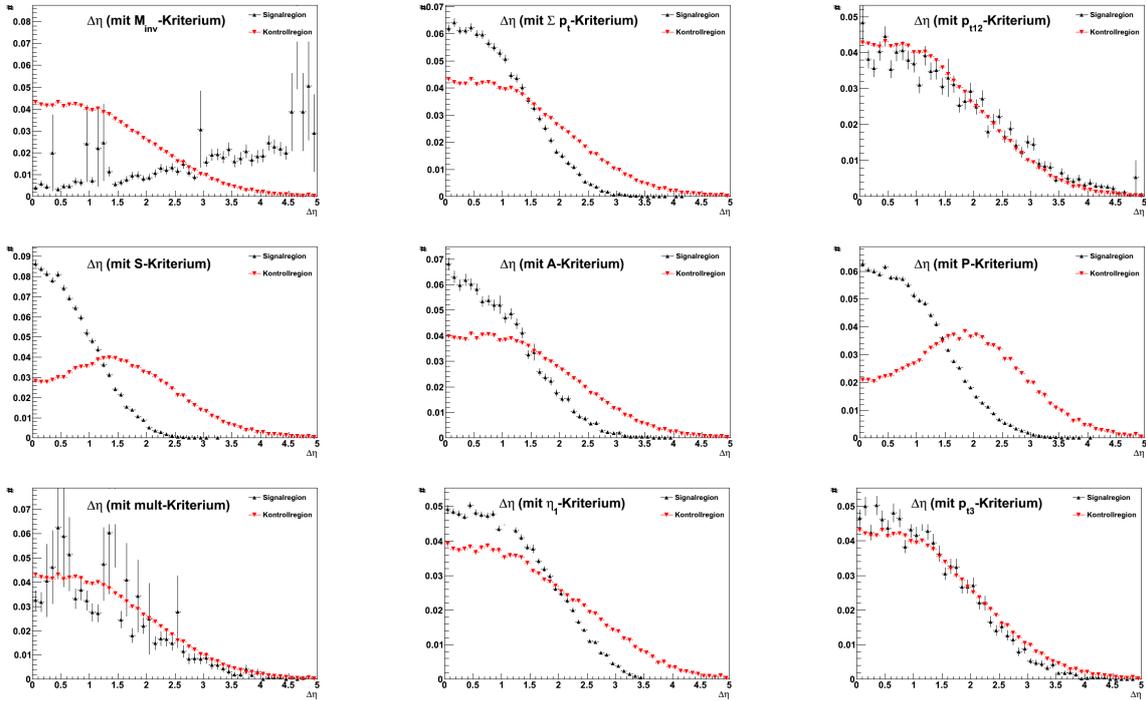


Abbildung B.5: Korrelationen zwischen  $|\Delta\eta|$  und den anderen Variablen ( $X$ ). Dargestellt sind zwei  $|\Delta\eta|$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

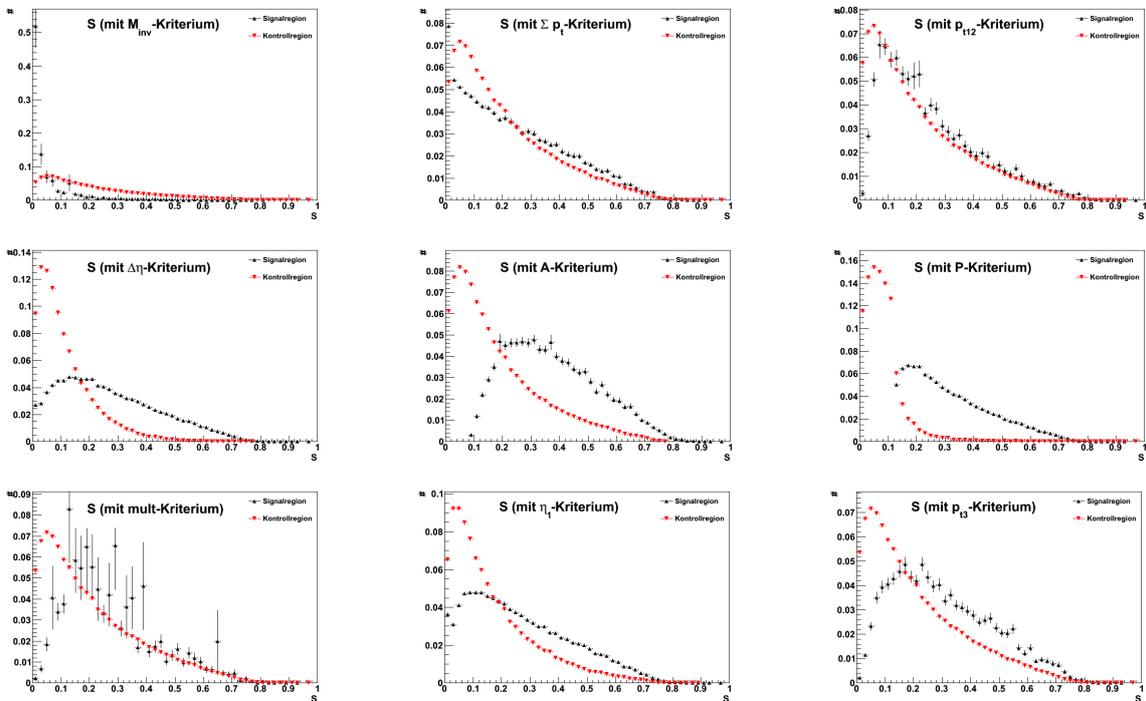


Abbildung B.6: Korrelationen zwischen der Sphärizität  $S$  und den anderen Variablen ( $X$ ). Dargestellt sind zwei  $S$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

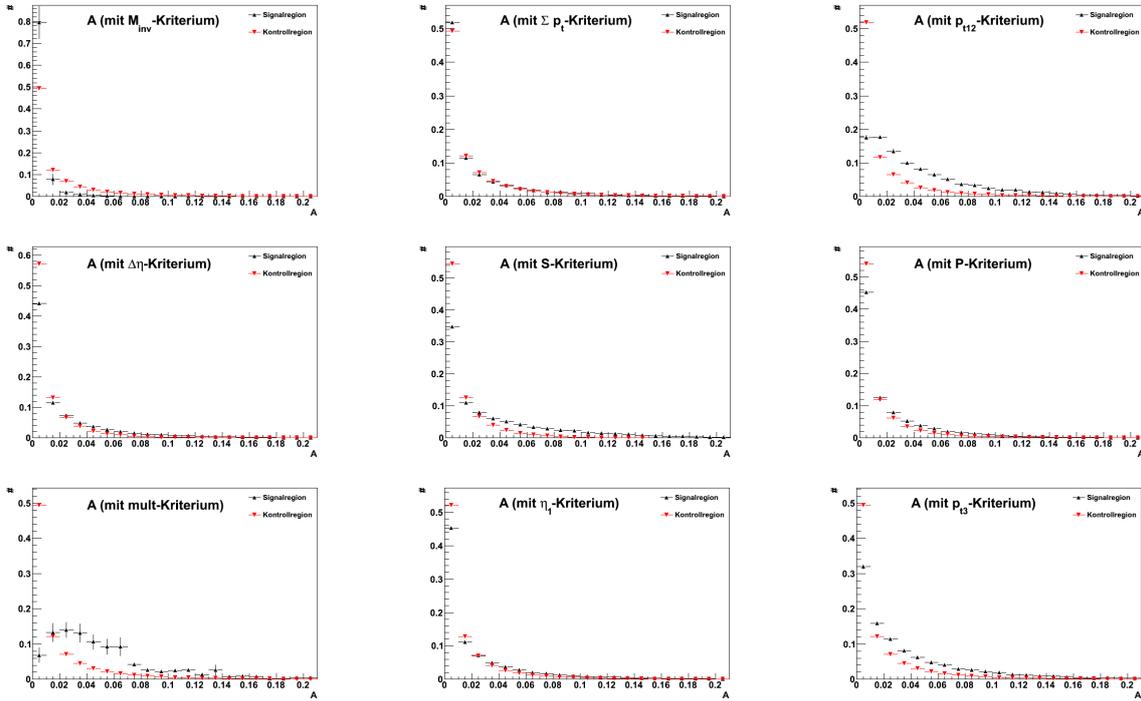


Abbildung B.7: Korrelationen zwischen der Aplanarität  $A$  und den anderen Variablen ( $X$ ). Dargestellt sind zwei  $A$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

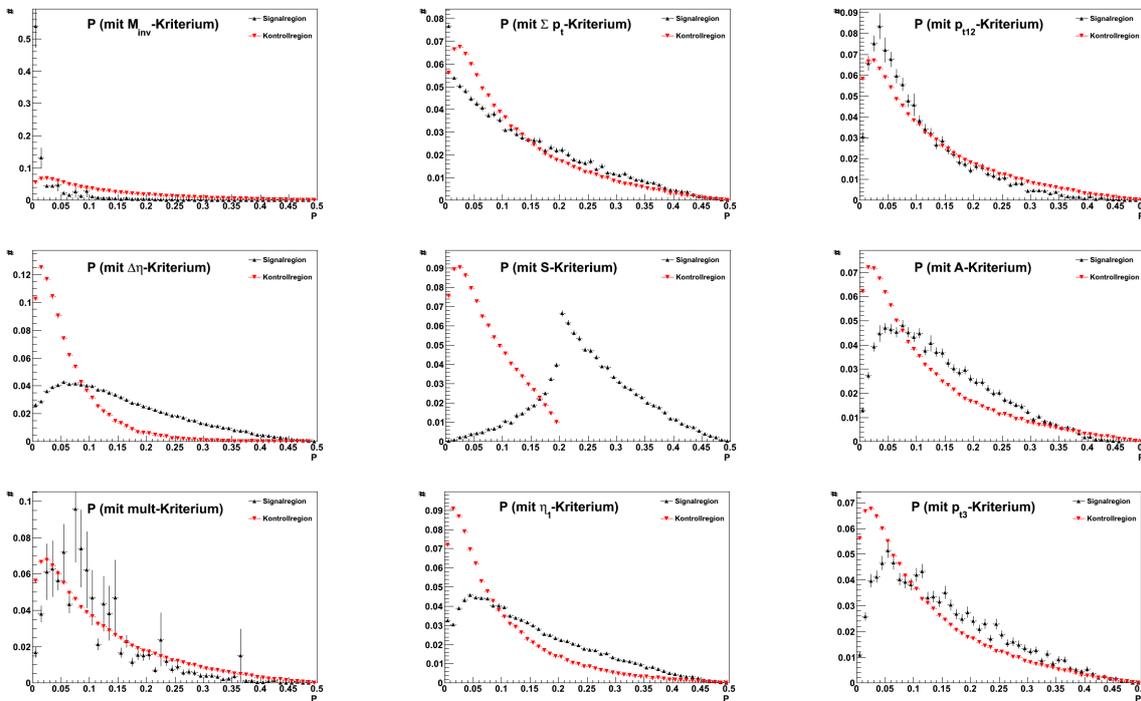


Abbildung B.8: Korrelationen zwischen der Planarität  $P$  und den anderen Variablen ( $X$ ). Dargestellt sind zwei  $P$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

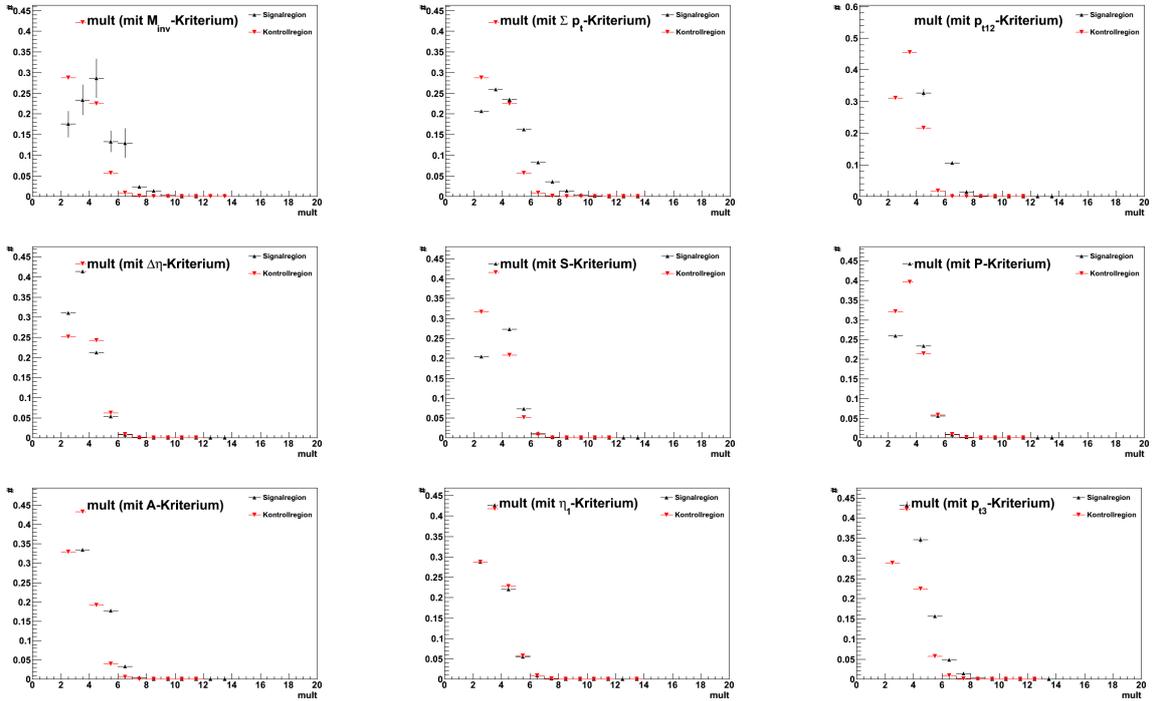


Abbildung B.9: Korrelationen zwischen  $mult$  und den anderen Variablen (X). Dargestellt sind zwei  $mult$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

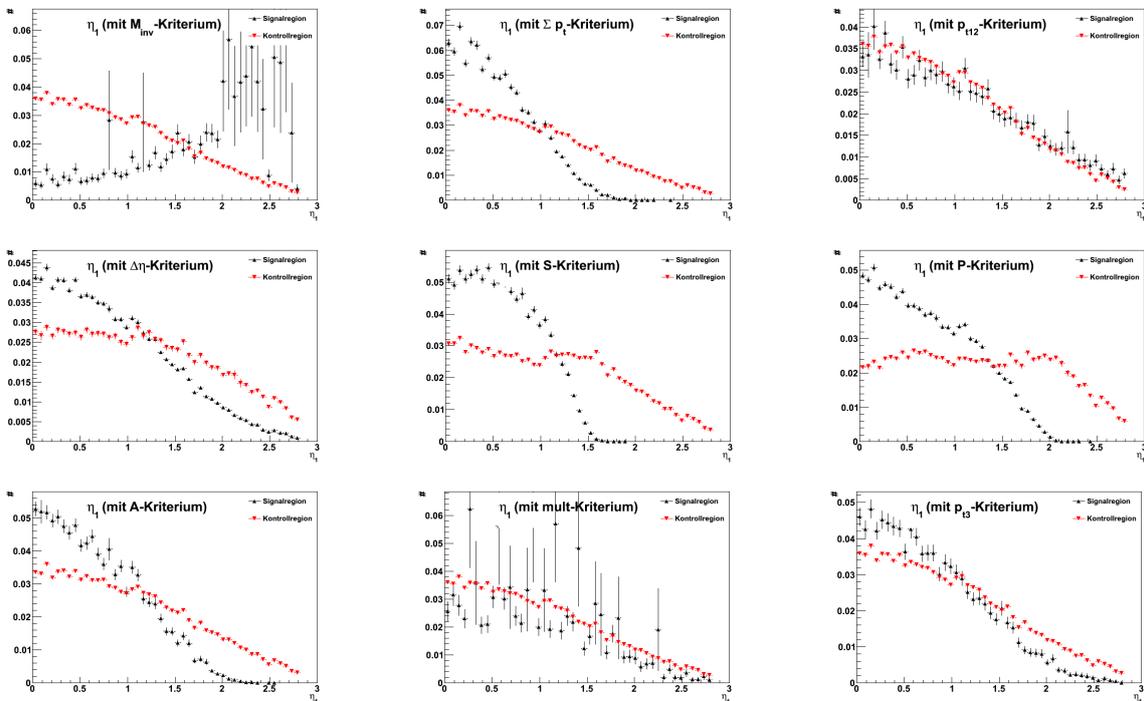


Abbildung B.10: Korrelationen zwischen  $\eta_1$  und den anderen Variablen (X). Dargestellt sind zwei  $\eta_1$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

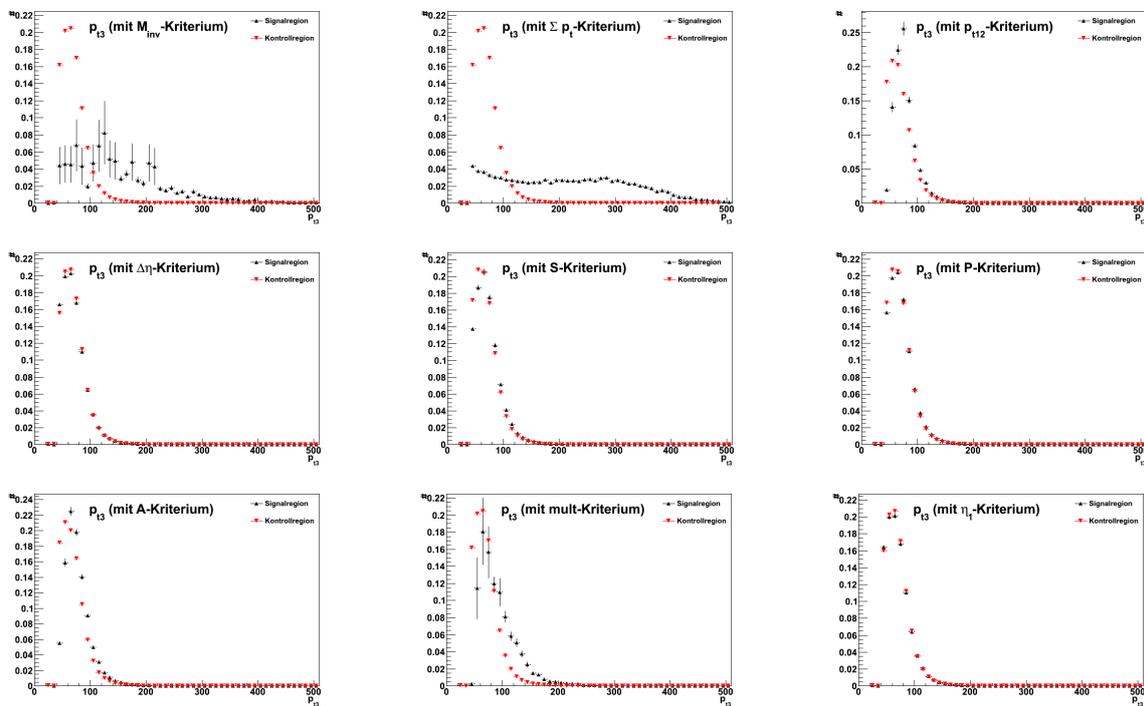


Abbildung B.11: Korrelationen zwischen  $p_{t3}$  und den anderen Variablen (X). Dargestellt sind zwei  $p_{t3}$ -Verteilungen in verschiedenen Bereichen der jeweils andere Variable.

### B.3 ABCD-Leistungsfähigkeit

Nachfolgend sind die Verhältnisse der ABCD-Vorhersagen mit den gemessenen Ereignissen, also die ABCD-Leistungsfähigkeit, abgebildet. In der oberen linken Hälfte ist das Verhältnis, unten rechts der statistische Fehler dargestellt.

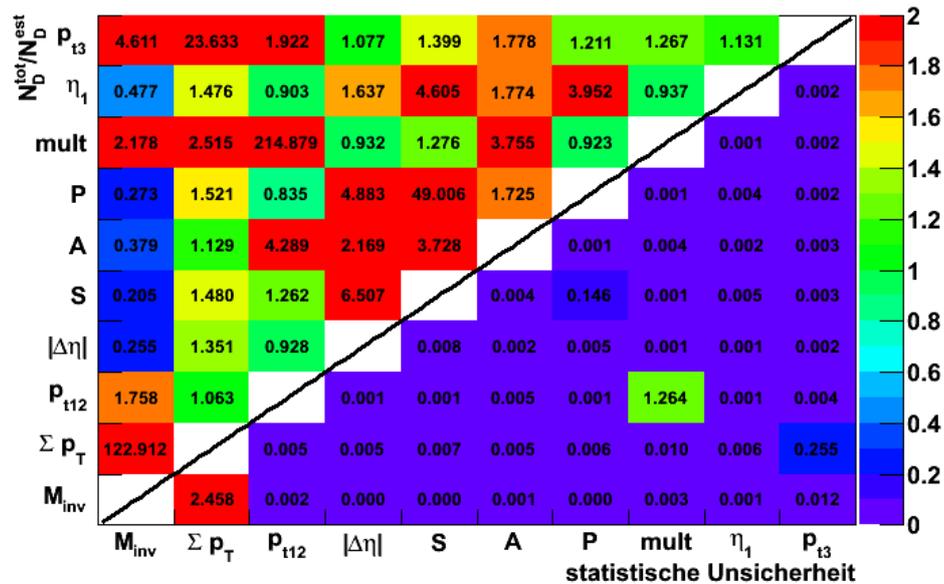


Abbildung B.12: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 1000$  GeV (ohne Signal).

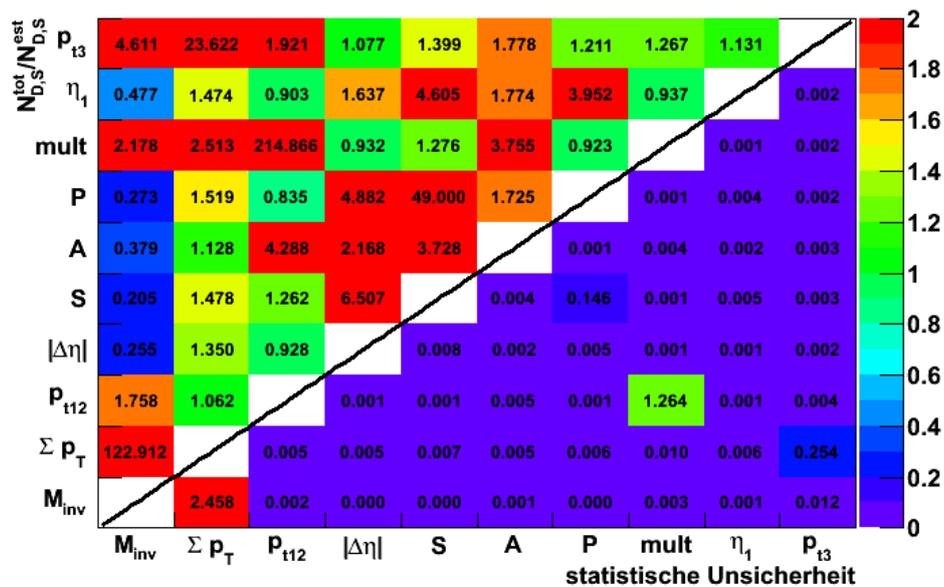


Abbildung B.13: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 1000$  GeV (mit Signal).

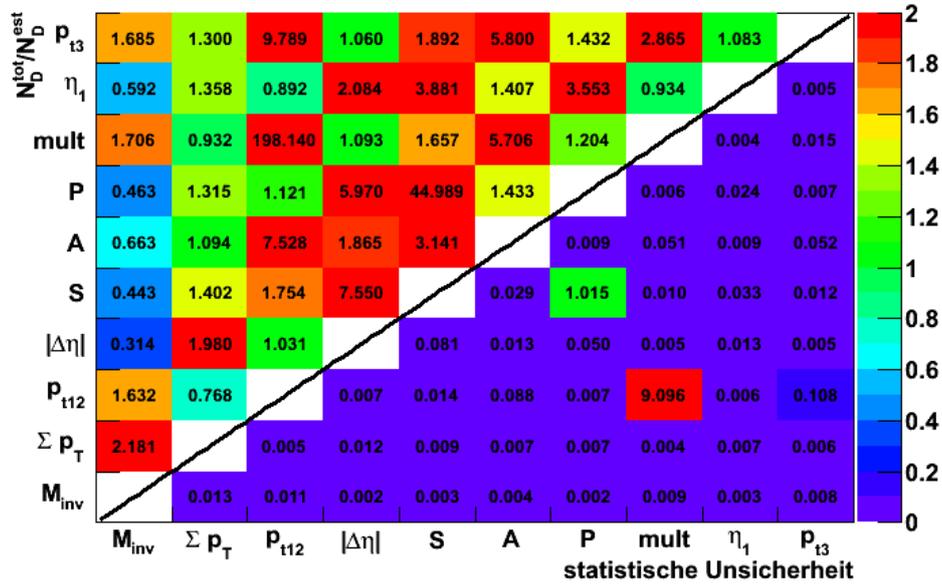


Abbildung B.14: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 2000$  GeV (ohne Signal).

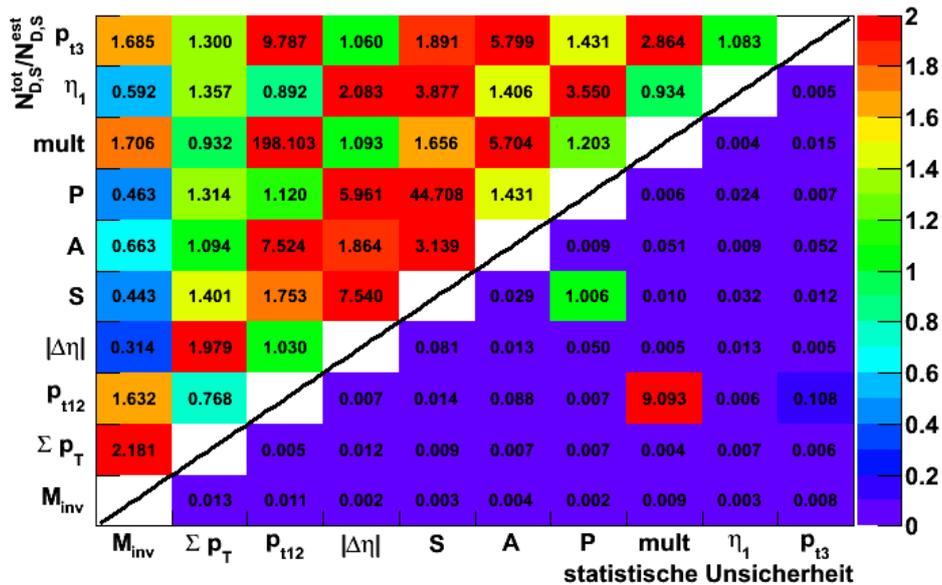
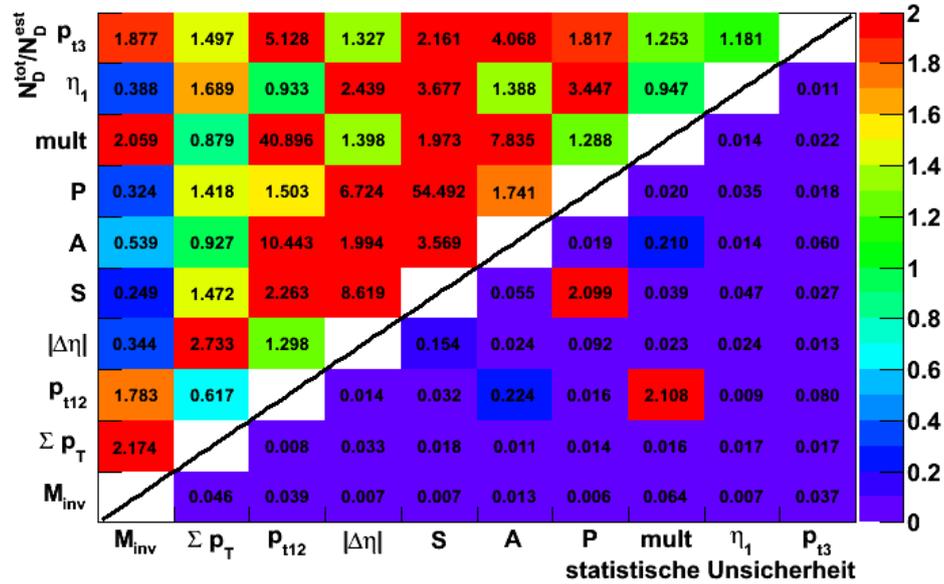
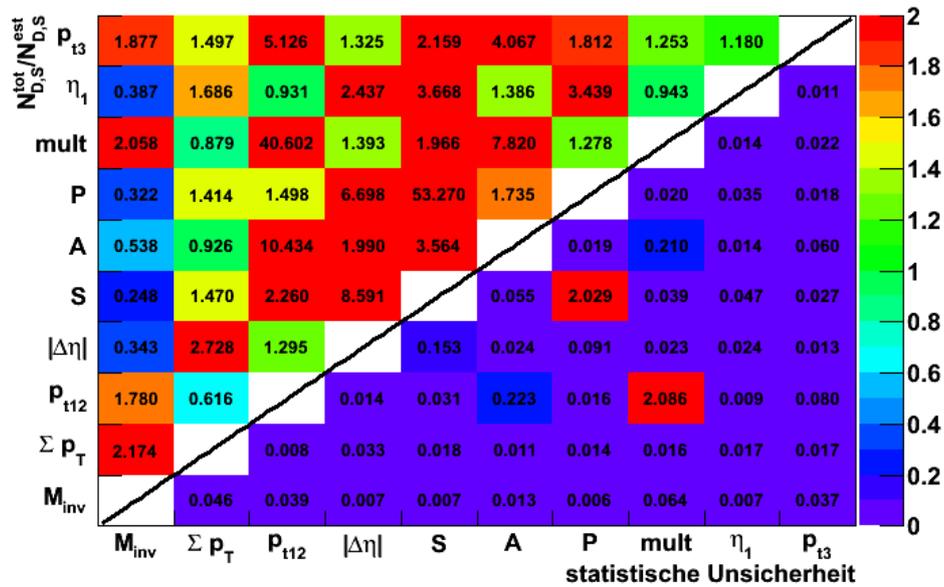


Abbildung B.15: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 2000$  GeV (mit Signal).

Abbildung B.16: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 3000$  GeV (ohne Signal).Abbildung B.17: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 3000$  GeV (mit Signal).

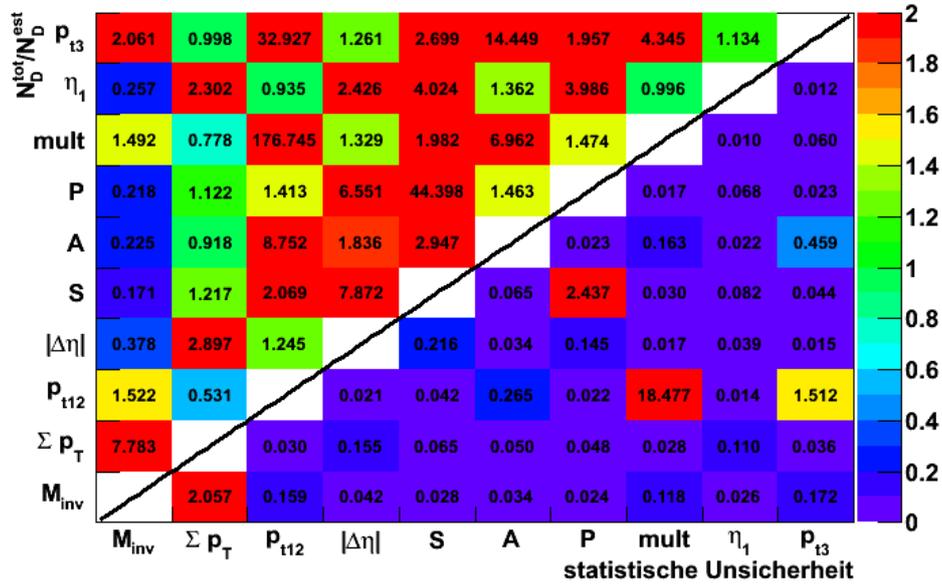


Abbildung B.18: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 4000$  GeV (ohne Signal).

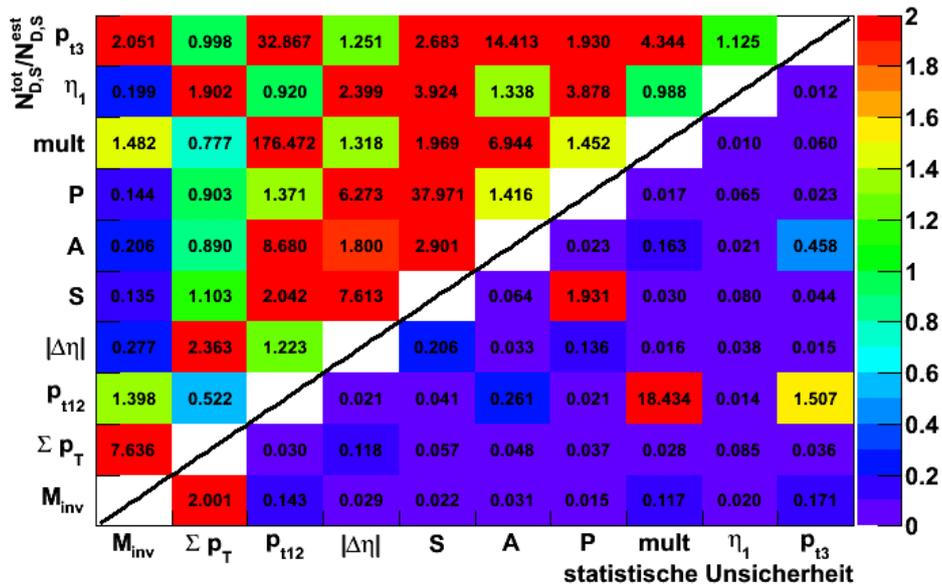


Abbildung B.19: ABCD-Leistungsfähigkeit für  $M_{th} = 4000$  GeV (mit Signal).

## Anhang C

### Anhang zu Kapitel 6

#### C.0.1 MC-Datensätze für QCD-Untergrund

NpX	JX	Datensatz	$\sigma$ [ $pb^{-1}$ ]
Np0	J1x	mc09_7TeV.113159.AlpgenJimmyBBjetsNp0_J1x	$1,7041 \times 10^6$
	J2	mc09_7TeV.113160.AlpgenJimmyBBjetsNp0_J2	$6,2501 \times 10^4$
	J3	mc09_7TeV.113161.AlpgenJimmyBBjetsNp0_J3	$2,0918 \times 10^3$
	J4	mc09_7TeV.113162.AlpgenJimmyBBjetsNp0_J4	$4,9986 \times 10^1$
	J5p	mc09_7TeV.113163.AlpgenJimmyBBjetsNp0_J5p	$9,7764 \times 10^{-1}$
Np1	J1x	mc09_7TeV.113164.AlpgenJimmyBBjetsNp1_J1x	$2,9129 \times 10^5$
	J2	mc09_7TeV.113165.AlpgenJimmyBBjetsNp1_J2	$1,9893 \times 10^5$
	J3	mc09_7TeV.113166.AlpgenJimmyBBjetsNp1_J3	$1,3117 \times 10^4$
	J4	mc09_7TeV.113167.AlpgenJimmyBBjetsNp1_J4	$3,9896 \times 10^2$
	J5p	mc09_7TeV.113168.AlpgenJimmyBBjetsNp1_J5p	$7,2126 \times 10^0$
Np2	J1x	mc09_7TeV.113169.AlpgenJimmyBBjetsNp2_J1x	$6,9024 \times 10^4$
	J2	mc09_7TeV.113170.AlpgenJimmyBBjetsNp2_J2	$7,8531 \times 10^4$
	J3	mc09_7TeV.113171.AlpgenJimmyBBjetsNp2_J3	$1,3183 \times 10^4$
	J4	mc09_7TeV.113172.AlpgenJimmyBBjetsNp2_J4	$6,7354 \times 10^2$
	J5p	mc09_7TeV.113173.AlpgenJimmyBBjetsNp2_J5p	$1,6629 \times 10^1$
Np3	J1x	mc09_7TeV.113174.AlpgenJimmyBBjetsNp3_J1x	$9,8323 \times 10^3$
	J2	mc09_7TeV.113175.AlpgenJimmyBBjetsNp3_J2	$2,3298 \times 10^4$
	J3	mc09_7TeV.113176.AlpgenJimmyBBjetsNp3_J3	$7,2345 \times 10^3$
	J4	mc09_7TeV.113177.AlpgenJimmyBBjetsNp3_J4	$5,9936 \times 10^2$
	J5p	mc09_7TeV.113178.AlpgenJimmyBBjetsNp3_J5p	$1,9983 \times 10^1$
Np4	J1x	mc09_7TeV.113179.AlpgenJimmyBBjetsNp4_J1x	$1,4337 \times 10^3$
	J2	mc09_7TeV.113180.AlpgenJimmyBBjetsNp4_J2	$6,7323 \times 10^3$
	J3	mc09_7TeV.113181.AlpgenJimmyBBjetsNp4_J3	$3,9467 \times 10^3$
	J4	mc09_7TeV.113182.AlpgenJimmyBBjetsNp4_J4	$5,7833 \times 10^2$
	J5p	mc09_7TeV.113183.AlpgenJimmyBBjetsNp4_J5p	$2,8023 \times 10^1$

**Tabelle C.1:** QCD-Datensätze, AlpGen. Produktionstag: merge.NTUP\_JETMET.e530\_s765\_s767\_r1302\_p209

JX	Datensatz	$\sigma$ [ $pb^{-1}$ ]
J0	mc09_7TeV.105009.J0_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$9,8568 \times 10^9$
J1	mc09_7TeV.105010.J1_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$6,7808 \times 10^8$
J2	mc09_7TeV.105011.J2_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$4,0994 \times 10^7$
J3	mc09_7TeV.105012.J3_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$2,1936 \times 10^6$
J4	mc09_7TeV.105013.J4_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$8,7704 \times 10^4$
J5	mc09_7TeV.105014.J5_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$2,3498 \times 10^3$
J6	mc09_7TeV.105015.J6_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$3,3615 \times 10^1$
J7	mc09_7TeV.105016.J7_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$1,3741 \times 10^{-1}$
J8	mc09_7TeV.105017.J8_pythia_jetjet.merge.NTUP_JETMET	$6,2144 \times 10^{-6}$

**Tabelle C.2:** QCD-Datensätze, Pythia. Der Produktionstag für J0-J7 ist: e468\_s766\_s767\_r1303\_p209. J8 hat den Tag: e468\_s766\_s767\_r1336\_p209.

### C.0.2 MC-Datensätze für Signal

nX	Datensatz
n2	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n2_Mth3000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n2_Mth4000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n2_Mth5000_MD1000
n3	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n3_Mth3000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n3_Mth4000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n3_Mth5000_MD1000
n4	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n4_Mth3000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n4_Mth4000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n4_Mth5000_MD1000
n5	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n5_Mth3000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n5_Mth4000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n5_Mth5000_MD1000
n6	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n6_Mth3000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n6_Mth4000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n6_Mth5000_MD1000
n7	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n7_Mth3000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n7_Mth4000_MD1000
	mc09_7TeV.100000.PytBMx_BH2_BM_c1_n7_Mth5000_MD1000

**Tabelle C.3:** Signal-Datensätze, Pythia/BlackMax

### C.0.3 Korrelation der Variablen

Korrelation der Variablen mit den in der zweiten Analyse verwendeten Selektionskriterien.

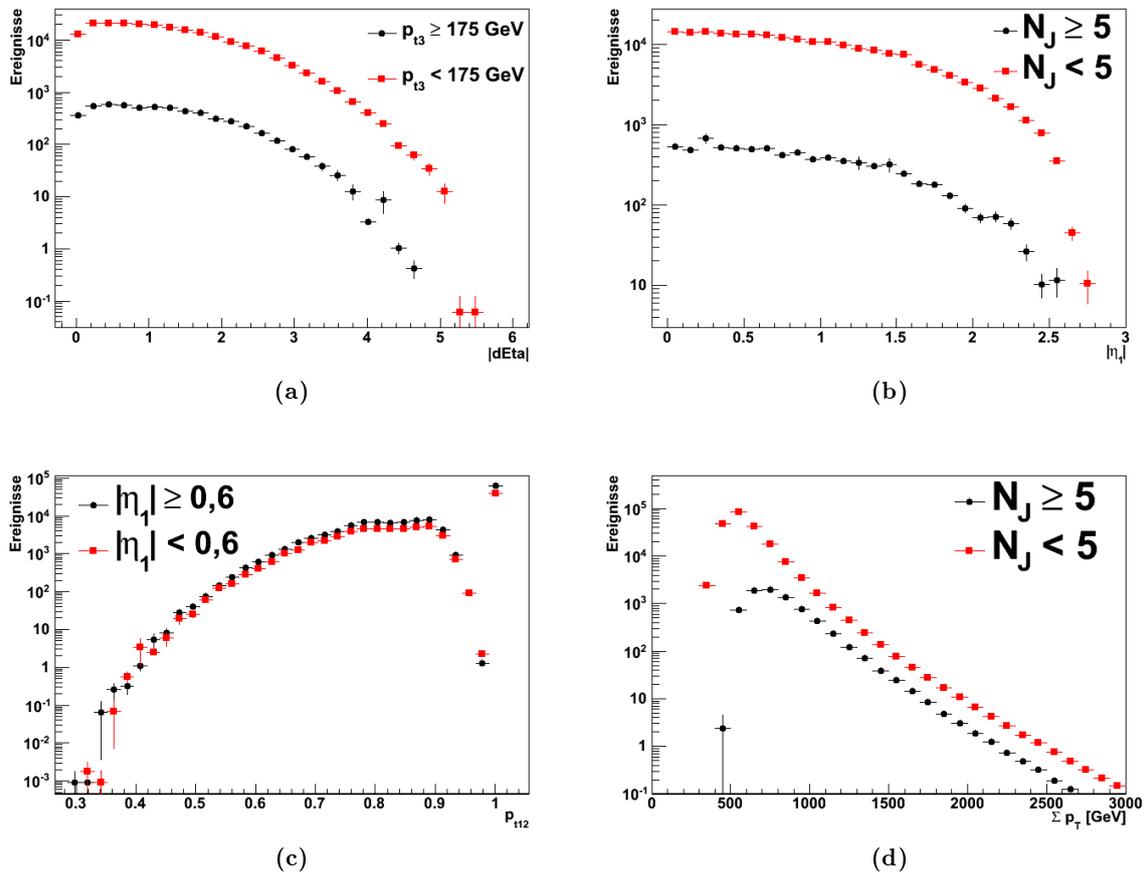


Abbildung C.1: Korrelation der Variablen  $\Delta\eta(p_{t3})$  (a),  $\eta_1(N_J)$  (b),  $P_{t12}(\eta_1)$  (c) und  $\Sigma p_T(N_J)$  (d) aus Abschnitt 6.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über den LHC und seine vier Hauptexperimente. . . . .	5
1.2	Übersicht über den ATLAS-Detektor. . . . .	7
1.3	Das ATLAS Koordinatensystem . . . . .	8
1.4	Übersicht über den inneren Detektor. . . . .	9
1.5	Detailansicht des Inneren Detektors. . . . .	9
1.6	Übersicht über das ATLAS Kalorimetersystem. . . . .	10
1.7	Kalorimeter im Detail. . . . .	11
1.8	Übersicht über das ATLAS Myonsystem. . . . .	13
1.9	Einige Wirkungsquerschnitte der Standardmodells. . . . .	14
2.1	Illustration der kompakten Extradimensionen. . . . .	21
2.2	Schematische Übersicht des ADD-Modells. . . . .	21
4.1	Multiplizität der Objekte ( $N_{\text{Obj}} \geq 2$ ). . . . .	34
4.2	Visualisierung von Signal- und Kontrollregion. . . . .	35
4.3	$\Sigma p_{\text{T}}$ -Verteilung von Ereignissen mit $N_{\text{Obj}} \geq 3$ . . . . .	36
4.4	Transversalimpulse aller Objekte und fehlende transversale Energie für Ereignisse in der KR ( $N_{\text{Obj}} \geq 3$ ). . . . .	37
4.5	Invariante Masse in SR und KR ( $N_{\text{Obj}} \geq 3$ ). . . . .	38
4.6	Multiplizität und skalare Summe der Transversalimpulse ( $N_{\text{Obj}} \geq 2$ ). . . . .	40
4.7	Transversalimpulse aller Objekte und fehlende transversale Energie für Ereignisse in der KR ( $N_{\text{Obj}} \geq 2$ ). . . . .	41
4.8	Invariante Masse in SR und KR ( $N_{\text{Obj}} \geq 2$ ). . . . .	42
5.1	Illustration der vier Bereiche der ABCD-Methode. . . . .	46
5.2	Illustration zur Verteilung der Signalereignisse. . . . .	47
5.3	$M_{\text{inv}}$ und $\Sigma p_t$ für Untergrund- und Signalereignisse. . . . .	49
5.4	Objekt-Multiplizität für Untergrund- und Signalereignisse. . . . .	50
5.5	Illustration der Korrelation zweier Variablen. . . . .	52
5.6	Bestimmung der Stabilität des Verhältnisses $\Sigma p_{\text{T}}(N_J \geq 5)/\Sigma p_{\text{T}}(N_J < 5)$ . . . . .	54
6.1	$N_J$ und $\Sigma p_t$ für Untergrund- und Signalereignisse. . . . .	57
6.2	$\Sigma p_t$ in Abhängigkeit der Multiplizität. . . . .	58
6.3	$\Sigma p_t$ -Verteilungen für Signal- und Kontrollregion. . . . .	58
6.4	Verteilungen der Untergrund- und Signalereignisse für verschiedene Variablen. . . . .	60
6.5	Bestimmung der Stabilität des Verhältnisses $\Sigma p_{\text{T}}(N_J \geq 5)/\Sigma p_{\text{T}}(N_J < 5)$ . . . . .	61
6.6	Bestimmung der Stabilitäten der Verhältnisse der alternativen Variablen. . . . .	64

B.1	Die Verteilungen der Variablen der ABCD-Methode für Untergrund und Signal.	73
B.2	Korrelationen zwischen $M_{inv}$ und den anderen Variablen (X).	74
B.3	Korrelationen zwischen $\Sigma p_t$ und den anderen Variablen (X).	75
B.4	Korrelationen zwischen $p_{t12}$ und den anderen Variablen (X).	75
B.5	Korrelationen zwischen $ \Delta\eta $ und den anderen Variablen (X).	76
B.6	Korrelationen zwischen Sphärizität $S$ und den anderen Variablen (X).	76
B.7	Korrelationen zwischen der Aplanarität $A$ und den anderen Variablen (X).	77
B.8	Korrelationen zwischen der Planarität $P$ und den anderen Variablen (X).	77
B.9	Korrelationen zwischen $mult$ und den anderen Variablen (X).	78
B.10	Korrelationen zwischen $\eta_1$ und den anderen Variablen (X).	78
B.11	Korrelationen zwischen $p_{t3}$ und den anderen Variablen (X).	79
B.12	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 1TeV$ (ohne Signal).	80
B.13	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 1TeV$ (mit Signal).	80
B.14	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 2TeV$ (ohne Signal).	81
B.15	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 2TeV$ (mit Signal).	81
B.16	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 3TeV$ (ohne Signal).	82
B.17	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 3TeV$ (mit Signal).	82
B.18	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 4TeV$ (ohne Signal).	83
B.19	ABCD-Leistungsfähigkeit für $M_{th} = 4TeV$ (mit Signal).	83
C.1	Korrelation der Variablen.	86

# Tabellenverzeichnis

2.1	Organisation der Fermionen im Standardmodell. . . . .	18
2.2	Überblick der fundamentalen Kräfte und ihrer Austauschpartikeln. . . . .	19
2.3	Kompaktifizierungsradien der Extradimensionen. . . . .	22
2.4	Freiheitsgrade der Teilchen des Standardmodells. . . . .	24
4.1	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse. . . . .	39
4.2	Vergleich zwischen Ergebnissen mit verschiedenen Kriterien für die Multiplizität. . . . .	40
4.3	Detektor-Akzeptanzen und obere Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt. . . . .	41
5.1	Vorabselektion für verschiedene Signalszenarien der ABCD-Studie. . . . .	49
5.2	Definition der modellunabhängigen Signalregionen für ABCD. . . . .	50
5.3	Definition der modellabhängigen Signalregionen für ABCD . . . . .	50
5.4	Die prozentualen Anteile der in der Signalregion liegenden Ereignisse. . . . .	51
5.5	Korrelationsfaktoren der einzelnen Variablenpaare. . . . .	52
5.6	Die Variablenpaare mit den besten Eigenschaften für verschiedene Massenregionen. . . . .	53
6.1	Auflistung der Anzahl der Ereignisse nach Vorabselektion. . . . .	56
6.2	Übersicht der systematischen Unsicherheiten. . . . .	59
6.3	Definition der Signal- und Kontrollregionen. . . . .	59
6.4	Korrelationsfaktoren der Variablenpaare. . . . .	60
6.5	Stabilitäten der Verhältnisse der Variablen. . . . .	62
6.6	Zusammenfassung und Vergleich der Ergebnisse. . . . .	63
A.1	Runperiode A, 16 Runs, tag r1297 . . . . .	67
A.2	Runperiode B, 9 Runs . . . . .	68
A.3	Runperiode C, 8 Runs . . . . .	68
A.4	Runperiode D1-D6, 17 Runs . . . . .	68
A.5	QCD-Datensätze, Alpgen . . . . .	69
A.6	QCD-Datensätze, Pythia . . . . .	70
A.7	Signaldatensätze . . . . .	70
C.1	QCD-Datensätze, Alpgen. . . . .	84
C.2	QCD-Datensätze, Pythia. . . . .	85
C.3	Signal-Datensätze, Pythia/BlackMax . . . . .	85

# Literaturverzeichnis

- [1] N. Arkani–Hamed, G. Dvali, and S. Dimopoulos. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. *Physics Letters B*, 429(3-4), June 1998.
- [2] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08), August 2008.
- [3] C Lefevre. Lhc: the guide (english version). Feb 2009.
- [4] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08), August 2008.
- [5] *ATLAS Website*. <http://www.atlas.ch/photos/detector-site-surface.html>.
- [6] S. Catani. Aspects of QCD , from the Tevatron to the LHC. *Structure*, 0194, 2000.
- [7] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison Wesley, third edition, 1987.
- [8] K. Nakamura and Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A), July 2010.
- [9] G. Landsberg. Black holes at future colliders and beyond. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(9), 2006.
- [10] J. Hewett and M. Spiropulu. Particle Physics Probes of Extra Spacetime Dimensions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 52(1), December 2002.
- [11] M. Henke. Search for Microscopic Black Holes in Early Data with the ATLAS Detector at the LHC. 2011.
- [12] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells. Quantum Gravity and Extra Dimensions at High Energy Colliders. *Nuclear Physics B*, 544(1-2), April 1999.
- [13] S. W. Hawking. Particle Creation by Black Holes. *Communications in Mathematical Physics*, 61(3), August 1975.
- [14] P. Meade and L. Randall. Black holes and quantum gravity at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, 2008(05):003–003, May 2008.
- [15] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez. The AntiKt Jet Clustering Algorithm. *Journal of High Energy Physics*, (04), April 2008.

- 
- [16] Data-quality requirements and event cleaning for jets and missing transverse energy reconstruction with the atlas detector in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 7$  tev. Technical Report ATLAS-CONF-2010-038, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [17] Electron and photon reconstruction and identification in atlas: Expected performance at high energy and results at 900 gev. Technical Report ATLAS-CONF-2010-005, CERN, Geneva, Jun 2010.
- [18] Muon reconstruction performance. Technical Report ATLAS-CONF-2010-064, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [19] The Geant4 Collaboration. G4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3), 2003.
- [20] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *Journal of High Energy Physics*, 2006(05), May 2006.
- [21] M. L. Mangano, F. Piccinini, A. D. Polosa, M. Moretti, and R. Pittau. ALPGEN, a Generator for Hard Multiparton Processes in Hadronic Collisions. *Journal of High Energy Physics*, 2003(07), July 2003.
- [22] C. M. Harris, P. Richardson, and B. R. Webber. CHARYBDIS: a Black Hole Event Generator. *Journal of High Energy Physics*, 2003(08), August 2003.
- [23] D. Dai, G. Starkman, D. Stojkovic, C. Issever, E. Rizvi, and J. Tseng. BlackMax: A Black Hole Event Generator with Rotation, Recoil, Split Branes, and Brane Tension. *Physical Review D*, 77(7), April 2008.
- [24] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, and B. R. Webber. HERWIG 6: an Event Generator for Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons (Including Supersymmetric Processes). *Journal of High Energy Physics*, 2001(01), January 2001.
- [25] Performance of the missing transverse energy reconstruction and calibration in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7 tev with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-057, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [26] Search for new physics in multi-body final states at high invariant masses with atlas. Technical Report ATLAS-CONF-2010-088, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [27] C. Amsler and Particle Data Group. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667, 2008.
- [28] The ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment: Detector, Trigger and Physics*. CERN, Geneva, December 2008.
- [29] Dijet production with a jet veto in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$ tev. Technical Report ATLAS-CONF-2010-085, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [30] Measurement of multi-jet cross-sections in proton-proton collisions at 7 tev center-of-mass energy. Technical Report ATLAS-CONF-2011-043, CERN, Geneva, Mar 2011.

- 
- [31] Measurement of jet production in proton-proton collisions at 7 tev centre-of-mass energy with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-050, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [32] Measurements of multijet production cross sections in proton-proton collisions at 7 tev center-of-mass energy with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-084, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [33] Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  tev in atlas 2010 data. Technical Report ATLAS-CONF-2011-032, CERN, Geneva, Mar 2011.
- [34] Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  tev and measured with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-056, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [35] In-situ pseudo-rapidity inter-calibration to evaluate jet energy scale uncertainty and calorimeter performance in the forward region. Technical Report ATLAS-CONF-2010-055, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [36] Luminosity determination using the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-060, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [37] J. Frost, J. R. Gaunt, M. O.P. Sampaio, M. Casals, S. R. Dolan, M. A. Parker, and B. R. Webber. Phenomenology of Production and Decay of Spinning Extra-Dimensional Black Holes at Hadron Colliders. *Journal of High Energy Physics*, 2009(10), October 2009.
- [38] M.I. Cepeda, M. and Goy, S. and Vilela, A. and Alcaraz, J. and de la Cruz, B. and Josa. Data Driven Method for QCD Background Estimation in Electroweak Muon Analysis: the ABCD and the Template Methods. 2008.
- [39] S. Bahinipati, A. Castaneda, T. Dietzsch, S. Dube, S. French, J. Frost, A. Gaponenko, D. Gingrich, S. Halasya, I. Hinchliffe, M. Kaneda, V. Lendermann, V. Moeller, M. A. Parker, A. Reinsch, and H. Ping. Search for the Mini Black Hole in the Multijet Final State in pp Collisions. *Victoria*, 2011.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, all jenen zu danken, die auf die eine oder andere Art und Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Als erstes danke ich Professor Hans-Christian Schultz-Coulon, der mir die Möglichkeit gegeben hat meine Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen. Die Idee überhaupt im Feld der Teilchenphysik zu forschen hat sich während der Zeit geformt, in der ich als Miniforscher in seiner Gruppe war. Nicht zuletzt seine sympathische Natur und die Art, wie er seine Gruppe auch in sozialer Hinsicht betreut, haben mich dazu motiviert, diese Idee in die Tat umzusetzen. Ich habe in dieser Zeit nicht nur viel gelernt und neue Eindrücke gesammelt, sondern ganz nebenbei hatte ich auch jede Menge Spaß. Weiterhin möchte ich mich bei Professor Ulrich Uwer bedanken, der sich auf unkomplizierte Art sofort bereit erklärt hat, als Zweitgutachter zur Verfügung zu stehen. Diese Arbeit wurde unter der Betreuung von Victor Lendermann durchgeführt und ich konnte oft von seinem fundiertem Wissen profitieren. Auch Rainer Stamen möchte ich danken, der mich gerade gegen Schluss auch ein wenig mitbetreut hat. Mit seinem unvergleichlichen Charakter hat er oft für ein Lächeln auf meinen Lippen gesorgt. Vielen Dank!

Als nächstes danke ich den Mitgliedern der Arbeitsgruppen ALTAS, H1 und ILC, die leider zu zahlreich sind um alle namentlich erwähnt zu werden. Sie haben ein angenehmes und freundschaftliches Umfeld geschaffen, in dem produktiv gearbeitet werden konnte. Das eine oder andere Motivationsloch konnte gut mit einer strategischen Kaffeepause gefüllt werden und das Kickern hat für den sportlichen Ausgleich gesorgt. Danke für den ganzen Kuchen!

Besonderer Dank gilt meiner Schreibtischnachbarin und Studienkollegin Julia Hofmann. Ich hatte das große Glück, zusammen mit einer guten Freundin arbeiten zu dürfen, was schlechten Tage erträglicher gemacht hat und die guten noch besser. Unser gegenseitiges Betreuen hat uns beide weitergebracht und ohne ihre Geduld und Freundschaft wäre ich wohl nicht so weit gekommen. Herzlichen Dank!

Nun möchte ich den Jungs im Olymp danken. Michael Henke und Felix Müller haben mich schon in meiner Zeit als Miniforscher betreut und auch während meiner Diplomarbeit konnte ich stets darauf vertrauen, bei ihnen Antworten auf meine Fragen zu finden. Auch privat habe ich ihre Gesellschaft bei dem einen oder anderen feierabendlichen Bierchen sehr genossen. Ihre grundsympathische und hilfsbereite Art war einer der Gründe dieser Arbeitsgruppe beizutreten, aus der sie für mich nicht weg zu denken sind. Ein großes Dankeschön für die vielen guten Ratschläge und eure Beharrlichkeit, wenn ich mal auf der Leitung stand.

Vielen Dank auch an Thorsten Dietzsch, der die anspruchsvolle Aufgabe übernommen hat mich in meiner Diplomarbeit zu betreuen. Er hat sich immer sehr bemüht dieser Aufgabe gerecht zu werden und mir alle mögliche Hilfe zukommen zu lassen. Der gelungene Abschluss dieser Arbeit beweist seinen Erfolg. Hatte ich programmiertechnische Fragen, gab es eine Anlaufstelle: Veit Scharf. Wenn seine Lösungen auch manchmal von Felix „übersetzt“ werden

---

mussten, so blieb doch (fast) kein Problem ungelöst. Wir sind uns erst gegen Ende meiner Diplomarbeit begegnet, dennoch möchte ich Michael Herbst für seine Hilfsbereitschaft und seinen Einsatz danken. In humorvollen Gesprächen hat er mir oft neue Ideen und Denkweisen vermittelt.

Besonderer Dank gilt auch Andrei Khomich, der gerade zu Beginn dieser Arbeit eine große Hilfe war. Ohne seinen Tech Support hätte ich den Kampf gegen Linux und meinen Computer sicherlich nicht so ohne weiteres überstanden. Danke!

Nun möchte ich noch meinen Eltern danken, die immer von mir und dem Erfolg meiner Arbeit überzeugt waren. Sie haben mich zu dem gemacht, was ich bin und mir all das mit auf den Weg gegeben, was ich zum Bewältigen dieser Aufgabe gebraucht habe. Sie haben mir ein Zuhause bereitet, das stets für mich offen steht und manchmal als willkommene Auszeit von der Arbeit die Kräfte auffrischt. Mit dieser Sicherheit im Rücken war mein Studium erst möglich und hat mich bis hierher gebracht. Viel herzlichen Dank!

Zu guter Letzt danke ich Sandra Wickenhäuser. Sie hat mich fast seit Beginn dieser Arbeit auf meinem Weg begleitet und stets an mich geglaubt. Dich an meiner Seite zu wissen hat mir oft die Kraft gegeben weiterzumachen. Danke, dass es dich gibt.

## Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 14. November 2011

.....  
(Unterschrift)