



Bernd Amend

---

Suche nach Monojets mit dem ATLAS-Detektor

Diplomarbeit

HD-KIP-08-40



# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Bernd Amend**

aus Heidelberg

2008



# **Suche nach Monojets mit dem ATLAS-Detektor**

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



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine Simulationsstudie über Monojet-Signaturen am ATLAS-Detektor präsentiert. Solche Signaturen werden von Theorien über räumliche Extra-Dimensionen vorhergesagt, in denen sie als Folge direkter Gravitonproduktion entstehen. Die Ereignisse können durch einen hohen Transversalimpuls und eine große fehlende Transversalenergie charakterisiert werden. Durch QCD-Dijet-Ereignisse kann ein signifikanter Untergrund zu diesen Signaturen entstehen. Diese sind auf Detektorineffizienzen zurückzuführen. Der Untergrund wurde anhand von voll simulierten und rekonstruierten QCD-Dijet-Ereignissen bei ATLAS analysiert. Dabei ergaben sich große Beiträge zum Untergrund durch falsch rekonstruierte Myonen und sogenannte Punch-through-Ereignisse. Um diesen Untergrund auf ein vernachlässigbares Maß zu reduzieren und dabei den Großteil des Monojet-Signals zu erhalten, wurden für die Ereignisse geeignete Selektionskriterien gewählt.

## Abstract

A simulation study of monojet signatures in the ATLAS detector at the LHC is presented. Such signatures are predicted by models with extra spatial dimensions, where they appear due to real graviton production. The events are characterized by a high transverse momentum of the jet and by a high missing transverse energy. A significant background to these events may be caused by QCD dijet events due to detector imperfections. This background is studied based on samples of fully simulated and reconstructed QCD dijet events in the ATLAS detector. Sizeable background contributions are found due to fake muons and jet punch-through effects. Proper cuts are determined which allow suppression of these backgrounds to a negligible level while maintaining a high efficiency for signal events.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie und Motivation</b>	<b>5</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	5
2.1.1	Die Teilchen und ihre Wechselwirkungen . . . . .	5
2.1.2	Das Higgs-Boson . . . . .	8
2.1.3	Grenzen und Probleme des Standardmodells . . . . .	9
2.1.4	Das Hierarchie-Problem . . . . .	10
2.2	Möglichkeiten zur Lösung des Hierarchieproblems . . . . .	13
2.2.1	Supersymmetrie . . . . .	14
2.2.2	Extra-Dimensionen . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider</b>	<b>21</b>
3.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	21
3.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	23
3.2.1	Der innere Detektor . . . . .	26
3.2.2	Die Kalorimeter . . . . .	28
3.2.3	Das Myon-Detektorsystem . . . . .	31
3.2.4	Das ATLAS-Triggersystem . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Die Suche nach Extra-Dimensionen</b>	<b>35</b>
4.1	Eigenschaften von Monojets und QCD-Dijets . . . . .	35
4.1.1	Transversaler Impuls, transversale Energie . . . . .	35
4.1.2	Monojets . . . . .	36
4.1.3	Dijets . . . . .	37
4.2	Ursachen unechter fehlender Energie . . . . .	39
4.3	Ursachen echter fehlender Energie . . . . .	40
4.4	Die Suche nach Extra-Dimensionen am Tevatron . . . . .	42
4.5	Ereignis-Simulation . . . . .	43
4.5.1	Die Erzeugung von KK-Gravitonen durch den Ereignisgenerator PYTHIA . . . . .	44
4.5.2	Die Detektorsimulation und Ereignisrekonstruktion durch ATLFAST . . . . .	45
4.5.3	Die Ereignisrekonstruktion mit Hilfe von GEANT4 . . . . .	47
4.5.4	Bisherige ATLAS-Studien zu Extra-Dimensionen . . . . .	47

---

<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>51</b>
5.1	Untersuchung des simulierten Monojet-Signals . . . . .	51
5.1.1	Untersuchung der Erzeugungsprozesse für KK-Gravitonen	52
5.1.2	Abstrahlungsvorgänge . . . . .	53
5.1.3	Transversalimpuls- und räumliche Verteilung der Jets eines Monojet-Ereignisses . . . . .	55
5.1.4	Die Anzahl der Extra-Dimensionen . . . . .	58
5.2	Untersuchung von QCD-Dijet-Ereignissen auf fehlende Transversalenergie . . . . .	59
5.2.1	Eigenschaften der verwendeten QCD-Dijet-Datensätze . . . . .	60
5.2.2	Der Einfluss von Myonen . . . . .	62
5.2.3	Der Einfluss von Teilchenjets . . . . .	65
5.3	Selektionskriterien für QCD-Dijet-Ereignisse zur Reduktion des Untergrundes . . . . .	67
5.3.1	Transversalimpuls und fehlende Transversalenergie . . . . .	67
5.3.2	Myon-Veto . . . . .	68
5.3.3	Azimuthalwinkel zwischen fehlender Transversalenergie und dem zweiten Jet . . . . .	68
5.4	Anwendung der Selektionskriterien . . . . .	69
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>

# 1 Einleitung

Der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN in Genf wird voraussichtlich in der zweiten Hälfte des Jahres 2008 seinen Betrieb aufnehmen. Dann werden in der ringförmigen Anlage Protonen auf Energien beschleunigt, die von keinem anderen Teilchenbeschleuniger zuvor erreicht wurden. An fest definierten Punkten werden die Protonen zur Kollision gebracht und bei ihrer gegenseitigen Vernichtung ermöglichen sie einen faszinierenden Blick in die Welt der Hochenergiepartikelphysik. An einem dieser Kollisionspunkte befindet sich der gewaltige ATLAS-Detektor. Er stellt das Auge der Physiker dar, das in der Lage sein wird, diesen Blick aufzufangen und zu bewahren. Dieser Allzweckdetektor ist sowohl der weiteren Untersuchung des Standardmodells der Teilchenphysik – inklusive der Suche nach dem Higgs-Boson – gewidmet, als auch den Fragestellungen einer neuen Physik jenseits des Standardmodells. Eine interessante Theorie dieser neuen Physik beschäftigt sich dabei mit der Existenz von allgegenwärtigen Extra-Dimensionen. Diese würden bei den Proton-Kollisionen die Erzeugung von Gravitonen ermöglichen, welche dann unentdeckt in den Extra-Dimensionen verschwinden. Indirekt könnte jedoch ein Nachweis solcher Gravitonen erfolgen, da die Theorie bei solch einem Ereignis gleichzeitig die Erzeugung eines einzelnen hochenergetischen Teilchenjets, dem sogenannten Monojet, vorhersagt. Diese Monojet-Signatur wurde mit Hilfe von simulierten Ereignissen im Rahmen dieser Diplomarbeit behandelt.

Kapitel 2 beginnt mit einer kurzen Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften und Teilchen des Standardmodells. Dabei wird auch auf das noch unentdeckte Higgs-Boson als Vermittler der Eigenschaft “Masse” eingegangen. Es werden gegenwärtige Grenzen und Probleme des Standardmodells aufgezeigt. Ausführlich wird hierbei auch das Hierarchie-Problem diskutiert. Als möglicher Lösungsansatz folgt schließlich eine elementare Einführung in die Theorie der Extra-Dimensionen.

Im dritten Kapitel werden der LHC sowie der ATLAS-Detektor vorgestellt. Beson-

deren Wert wird dabei auf die Beschreibung des Aufbaus des ATLAS-Detektors sowie der Funktionsweise seiner Komponenten gelegt. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Beschreibung der Triggersysteme von ATLAS.

Kapitel 4 umfasst die für die Analyse wichtigen Definitionen und beschreibt sowohl Monojet- als auch Dijet-Ereignisse. Dabei wird die fehlende Transversalenergie eines Ereignisses als wichtige Größe bei der Suche nach Extra-Dimensionen vorgestellt. Es wird aufgezeigt, durch welche Effekte Dijet-Ereignisse einen Untergrund zum gesuchten Monojet-Signal bilden können. Abschließend wird eine bereits durchgeführte Suche nach Extra-Dimensionen am Tevatron-Teilchenbeschleuniger behandelt, sowie eine ATLAS-Studie zu Monojets vorgestellt.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit der Auswertung der simulierten Daten. Im ersten Teil werden charakteristische Signaturen und Besonderheiten des Monojet-Signals diskutiert. Teil 2 behandelt die Dijet-Ereignisse und ihren Einfluss auf den Untergrund des gesuchten Signals. Hierbei spielen spezifische Selektionskriterien eine besondere Rolle, mit deren Hilfe dieser Untergrund auf ein Minimum reduziert werden soll, ohne dabei einen zu großen Teil des gesuchten Signals zu verlieren.

Abschließend werden die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zusammenfassend dargestellt und ein Ausblick auf mögliche weitere interessante Studien und Fragestellungen zu diesem Thema gegeben.

# 2 Theorie und Motivation

## 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik ist eine der erfolgreichsten und am genauesten überprüften physikalischen Theorien. Als Quantenfeldtheorie stellt es den gelungenen Versuch dar, drei der vier fundamentalen Naturkräfte, nämlich die *elektromagnetische*, die *schwache* und die *starke Wechselwirkung*, mathematisch zu beschreiben und die experimentellen Ergebnisse der Teilchenphysik zu erklären.

### 2.1.1 Die Teilchen und ihre Wechselwirkungen

Basis des Standardmodells bilden zwölf punktförmige Materieteilchen mit Spin  $\frac{1}{2}$ , sogenannte Fermionen. Weitere vier Teilchen mit Spin 1, genannt Austausch- oder Vektorteilchen, dienen als Vermittler von Kräften zwischen den Fermionen und sind aufgrund ihres ganzzahligen Spins den Bosonen zuzuordnen. Mit Hilfe dieses Bauesatzes von 16 Elementarteilchen plus dem Higgs-Boson, auf das in Abschnitt 2.1.2 noch näher eingegangen wird, lässt sich jeder bekannte physikalische Prozess in der Elementarteilchenphysik und der Aufbau eines jeden Teilchens beschreiben. In Tabelle 2.1 sind die Fermionen und einige ihrer Eigenschaften dargestellt.

Jedes dieser Teilchen besitzt zudem ein Antiteilchen, das sich in seinen additiven Quantenzahlen (Ladung, Leptonzahl, magnetisches Moment, usw.) von seinem Partnerteilchen durch das Vorzeichen unterscheidet. Die nicht additiven Quantenzahlen (Masse, Lebensdauer, Spin, usw.) sind hingegen exakt identisch. Die Fermionen sind weiterhin in Leptonen und Quarks unterteilt. Alle geladenen Fermionen nehmen an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Quarks, die stets drittelzahlige Ladung besitzen und in drei verschiedenen "Farben" vorkommen (rot, grün und blau dienen hier zur Unterscheidung für die verschiedenen

Farbladungen), nehmen an allen drei Wechselwirkungen teil, während Neutrinos lediglich der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Im Gegensatz zu den anderen Fermionen können Quarks aufgrund ihrer Farbladung nicht einzeln beobachtet werden. Eine Eigenschaft, die mit *Confinement* (siehe hierzu auch Abschnitt 4.1.3 auf S. 37) bezeichnet wird, zwingt sie dazu, sich stets als jeweils farbneutrales Quark-Antiquark-Paar (Meson) oder als Drei-Quark-System (Baryon) anzuordnen. Die Menge aller möglichen Teilchen und Antiteilchen, die aus Quarks gebildet werden können, nennt man Hadronen.

Die gesamte stabile Materie ist aus den Teilchen der I. Familie aufgebaut: Elektron-Neutrinos ( $\nu_e$ ), Elektronen ( $e^-$ ) sowie Up ( $u$ )- und Down ( $d$ )-Quarks. Aus den beiden Letzteren werden Protonen und Neutronen gebildet. Die restlichen acht Fermionen der II. und III. Familie sind instabil und zerfallen nach kurzer Zeit in leichtere Teilchen. Die Kräfte, die auf die Fermionen wirken, werden in Feldtheorien durch den Austausch von Feldquanten beschrieben. Dies sind die bereits erwähnten vier Austauschbosonen. In Tabelle 2.2 sind die Wechselwirkungen und ihre zugehörigen Feldquanten zusammengefasst.

Das elektrisch neutrale und stabile Photon ( $\gamma$ ) koppelt an die elektrische Ladung und vermittelt daher die elektromagnetische Wechselwirkung. Aufgrund seiner fehlenden Ruhemasse wirkt die Kraft über unendliche Distanzen.

Vermittler der schwachen Kraft sind die drei instabilen massiven Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ . Sie koppeln an alle Teilchen, die die schwache Ladung tragen. Dies sind alle linkshändigen<sup>1</sup> Fermionen. Da die drei Bosonen selbst Träger der

<sup>1</sup>Mit der Bezeichnung links- bzw. rechtshändig kann ein Bezug zwischen Impuls- und Spinrich-

<i>Fermionen</i>	<i>Familie</i>			<i>elektr. Ladung</i>	<i>elektromagn.</i>	<i>schwache</i>	<i>starke</i>
	<i>I</i>	<i>II</i>	<i>III</i>	<i>Q [e]</i>	<i>WW</i>	<i>WW</i>	<i>WW</i>
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	nein	ja	nein
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	ja	ja	nein
Quarks	$u$	$c$	$t$	$+2/3$	ja	ja	ja
	$d$	$s$	$b$	$-1/3$	ja	ja	ja

**Tabelle 2.1:** Die Materiebausteine des Standardmodells mit ihren elektrischen Ladungen und den Wechselwirkungen, denen sie unterliegen. Die Einteilung der Fermionen erfolgt in sogenannten Familien.

$WW$	Austausch- teilchen	elektrische Ladung $Q$ [ $e$ ]	koppelt an	relative Stärke	Reich- weite [ $m$ ]
elektromagn.	$\gamma$	0	elektr. Ladung	$10^{-2}$	$\infty$
schwach	$W^\pm$	$\pm 1$	schwache Ladung	$10^{-5}$	$10^{-18}$
	$Z^0$	0			
stark	8 Gluonen	0	Farbladung	1	$10^{-15}$

**Tabelle 2.2:** Die Austauschteilchen und ihr Kopplungsverhalten. Es existieren zwei verschiedene W-Bosonen, die sich durch ihre elektrische Ladung unterscheiden, sowie acht Gluonen, die sich durch ihre Farbladungskombinationen unterscheiden. Mit der Reichweite der Austauschteilchen wird ihr Wirkungsradius bezeichnet.

schwachen Ladung sind, können sie auch untereinander koppeln. Ihre Lebensdauer ist aufgrund ihrer enormen Massen<sup>2</sup> (80 GeV für  $W^\pm$  bzw. 91 GeV für  $Z^0$ ) sehr gering und dementsprechend kurz ist ihre Reichweite.

Die starke Kraft wird durch acht verschiedene Gluonen übertragen. Diese unterscheiden sich durch verschiedene Farbladungskombinationen (sechs tragen jeweils eine Farbe und eine Antifarbe, zwei sind Mischungen von Farbe-Antifarbe-Kombinationen). Die Gluonen koppeln an diese Farbladungen, über die sonst nur noch die Quarks verfügen. Daher wechselwirken die Gluonen ebenfalls mit sich selbst. Obwohl Gluonen masselose stabile Teilchen sind, ist ihr Wirkungsradius auf die Größe eines Atomkerns beschränkt. Ursache hierfür ist das bereits erwähnte Confinement.

Obwohl der Elektromagnetismus und die schwache Kraft bei niedrigen Energien sehr unterschiedlich erscheinen, stellt sich heraus, dass sich bei genügend großen Energien ( $\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV})$ ) die jeweilige Kopplungsstärke immer mehr annähert und die beiden Kräfte schließlich zur *elektroschwachen Kraft* vereint werden können. Bei deutlich höheren Energien im Bereich  $\mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$  erwarten viele Theoretiker, dass sich auch die starke Kraft als ein Aspekt einer einzigen Urkraft erweisen wird. Solche Modelle werden *Grand Unified Theories* (GUT) genannt.

Es ist bislang noch nicht gelungen, die *gravitative Wechselwirkung* in das Standardmodell mit einzubinden, da Vorhersagen der Allgemeinen Relativitätstheorie im Bereich der Quantenphysik nicht möglich sind. Bei niedrigen Energien bleibt die Gravitation aufgrund ihrer sehr kleinen relativen Stärke ( $\mathcal{O}(10^{-39})$ ) im Ver-

---

tung eines Teilchens hergestellt werden. Physikalisch lässt sich dies mit Hilfe der *Helizität* ausdrücken:  $H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|}$ . Teilchen mit negativer Helizität (also entgegengesetzter Orientierung von Spin und Impuls) bezeichnet man als linkshändig.

<sup>2</sup>In der Arbeit werden die natürlichen Einheiten mit  $\hbar = c = 1$  verwendet.

gleich zur starken Kraft aber auch vernachlässigbar klein. Erst bei Energien in der Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV})$ , die also deutlich über den GUT-Modellen liegen, würde sich in der Welt der Elementarteilchen die gravitative Wechselwirkung bemerkbar machen. Die Gravitation mit den Quantenfeldtheorien des Standardmodells vereinen zu können würde bedeuten, eine alles umschreibende Theorie der Materie, genannt Quantengravitation, in Händen zu halten – die vielzitierte “Weltformel”. Einen interessanten Ansatz für eine solche Theorie stellt beispielsweise die Stringtheorie dar.

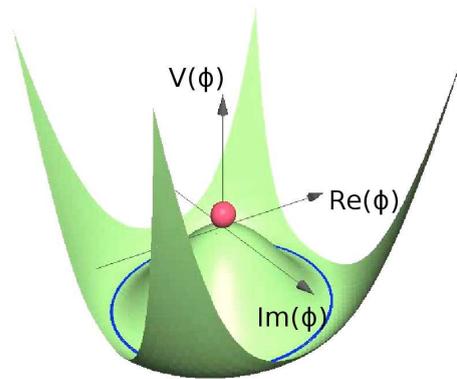
### 2.1.2 Das Higgs-Boson

Die erste der drei Wechselwirkungen des SM, die mathematisch beschrieben werden konnte, war der Elektromagnetismus. Dessen quantenmechanische und relativistische Beschreibung erfolgt durch die Quantenelektrodynamik (QED). Sie beschreibt sämtliche Phänomene, die von punktförmigen geladenen Teilchen durch die Wechselwirkung mit Photonen verursacht werden. Es handelt sich hierbei um eine sogenannte *lokale Eichtheorie*<sup>3</sup>. Aufgrund des herausragenden Erfolges dieser Theorie geht man davon aus, dass auch die übrigen Theorien der Fundamentalkräfte Eichtheorien sind. Der Versuch, die schwache Wechselwirkung ebenfalls mit einer solchen Theorie zu beschreiben, stößt jedoch auf einen Widerspruch. Während die Eichfelder einer lokalen Eichtheorie stets masselos sind (siehe Fußnote zu Eichtheorie), besitzen die  $W^\pm$  und  $Z^0$ -Teilchen aber nachweislich sehr große Massen. An dieser Stelle setzt der im Jahre 1964 von P. Higgs veröffentlichte Higgs-Mechanismus an [1]. Dieser geht davon aus, dass eine Eichsymmetrie, die massive Austauschbosonen enthält, *spontan gebrochen*<sup>4</sup> sein muss. Ein Potential, das eine solche spontane Symmetriebrechung beschreibt, ist das sogenannte (skalare) Higgs-Potential (siehe Abb. 2.1).

Wie man erkennt, ist der Vakuumerwartungswert dieses Potentials, also der minimale Wert der Feldenergie, ungleich Null. Ein Teil dieses Higgs-Feldes interagiert nun mit den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung und verhilft ihnen zu einer Masse. Der “Rest“ des Quantenfeldes beschreibt dagegen ein neues Teilchen, nämlich das massive und spinlose Higgs-Boson. Dieses wiederum wird für den Massengehalt von Leptonen und Quarks verantwortlich gemacht. Man stellt sich das Higgsfeld als ein allgegenwärtiges zähes Medium vor, durch das alle

<sup>3</sup>Eine Theorie heißt eichinvariant, wenn die Grundgleichungen invariant unter geeichten d.h. *lokalen* Transformationen sind. Die Eleganz der Theorie besteht darin, dass die Forderung nach dieser Eichinvarianz gerade zu einem masselosen Eichfeld (hier: dem Photonenfeld!) führt. Die Photonen werden daher auch als Eichbosonen der QED bezeichnet.

<sup>4</sup>Man spricht von spontaner Symmetriebrechung, wenn die Grundgleichungen, die die Theorie beschreiben, invariant unter gewissen Symmetrietransformationen sind, nicht aber der Grundzustand. Dieser ist also “weniger symmetrisch”.



**Abbildung 2.1:** Das Higgs-Potential  $V(\phi)$  in Abhängigkeit des Real- und Imaginärteils des Higgs-Feldes  $\phi$ .

Teilchen propagieren müssen und darin einen Widerstand erfahren. Durch unterschiedliches Kopplungsverhalten des Higgs-Bosons mit den verschiedenen Teilchen (Yukawa-Kopplung) werden dann die unterschiedlichen Massen generiert. Bislang ist es nicht gelungen, das Higgs-Teilchen nachzuweisen. Das bedeutet, dass es entweder für die bisher gebauten Beschleuniger zu schwer ist, um mit den vorhandenen Energien erzeugt werden zu können, oder es existiert nicht. Eines der Hauptziele des neuen *ATLAS*-Teilchendetektors<sup>5</sup> am *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN<sup>6</sup> in Genf ist es, das Higgs-Boson zu finden und damit das letzte noch unentdeckte Teilchen des Standardmodells aufzuspüren.

### 2.1.3 Grenzen und Probleme des Standardmodells

Trotz der präzisen Vorhersagen, die das Standardmodell im Bereich der Teilchenphysik bei den bisher erreichten Energien zu liefern vermag, existieren nach wie vor etliche offene Fragestellungen, die das SM nicht erklären kann:

- Wieso existieren genau drei Lepton- und Quarkfamilien, wo doch die gesamte uns umgebende stabile Materie nur aus Teilchen der I. Familie aufgebaut ist?
- Wieso gibt es im Universum ein offensichtliches Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie? Verschiebungen, die durch das SM zugelassen werden, reichen für die Erklärung dieser Tatsache nicht aus.
- Das Standardmodell hat 26 freie Parameter, wie z.B. die Massen der Lepto-

<sup>5</sup>A Toroidal LHC AparatuS.

<sup>6</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire – Europäische Organisation für Kernforschung.

nen und Quarks, die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen und die Mischungswinkel zwischen einzelnen Quarks. Warum sind diese Größen so groß wie sie sind?

- Astronomische Untersuchungen belegen das Vorhandensein großer Mengen an *Dunkler Materie* im Universum. Woraus besteht sie? Das Standardmodell liefert keine geeigneten Kandidaten.
- Kann bei höheren Energien  $\mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$  die Quantenchromodynamik mit der elektroschwachen Theorie zu einer GUT vereinigt werden?
- Das SM ist keine alles beschreibende Theorie, denn es schließt die Gravitationskraft nicht ein. Diese ist allerdings so viel schwächer als die anderen drei Fundamentalkräfte, dass diese Näherung im Rahmen der Messgenauigkeiten (und bei den heute erreichbaren Energien) dennoch exakte Ergebnisse liefert. Doch warum ist die Gravitation eigentlich so schwach?
- Wieso ist das Higgs-Boson so "leicht"? Quantenkorrekturterme sollten die Masse eigentlich weit jenseits der TeV-Skala befördern (siehe folgender Abschnitt 2.1.4).

Offenbar bedarf das Standardmodell einiger Erweiterungen, oder es müssen zum Teil sogar ganz neue Ansätze gemacht werden. Gerade die letzten beiden Punkte der obigen Aufzählung bilden den Ausgangspunkt und die Motivation für die vorliegende Arbeit. Eigentlich bilden sie nur zwei unterschiedliche Sichtweisen desselben Problems – des *Hierarchie-Problems* der Teilchenphysik. Dieses wird im Folgenden genauer beleuchtet.

### 2.1.4 Das Hierarchie-Problem

In der Physik erwartet man, dass makroskopisches Verhalten aus einer mikroskopischen Theorie folgt. Es ist unerwünscht, dass die mikroskopische Theorie viele freie Parameter enthält, die genau derart justiert werden müssen, dass ein makroskopisches System die beobachteten Eigenschaften erhält. Man würde in solch einem Fall von einem *Finetuning* der Parameter sprechen. Eine Möglichkeit ein solches Finetuning zu akzeptieren wäre, nach dem *Anthropischen Prinzip* vorzugehen: die Parameter der Physik haben gerade deshalb die gemessenen Größen, weil eine Abweichung davon nicht zu dem Universum führen würde, in dem wir uns befinden und diese Fragen stellen.

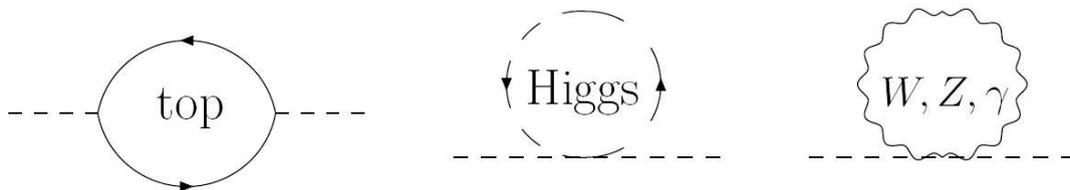
Was man in der Teilchenphysik aber tatsächlich möchte, ist eine *fundamentale Theorie* (mikroskopisch), aus deren Eigenschaften eine *effektive Theorie* (makroskopisch) wie z. B. das Standardmodell folgt, ohne dass hierfür mehrere Parameter fein abgestimmt werden müssten. Bei der Berechnung der Higgs-Masse handelt

es sich um genau ein solches Finetuning-Problem. Dass das Higgs-Teilchen, von dessen Existenz die meisten Physiker heutzutage überzeugt sind, ein leichtes Teilchen sein soll, mag auf den ersten Blick nicht einleuchtend erscheinen. Seine untere Massengrenze wurde durch direkte Messungen am *Large Electron Positron Collider* (LEP) am CERN bereits mit einer 95%-igen Wahrscheinlichkeit auf über 114 GeV [2] bestimmt und liegt somit deutlich über der des  $Z^0$ -Bosons. Weiterhin ergaben indirekte Messungen (elektroschwache Fits) eine obere Massengrenze von  $\sim 185$  GeV.

Bei der Berechnung der Masse des Higgs-Teilchens zeigt sich jedoch, dass diese nicht nur aus der "nackten" Masse besteht, die sich aus der Theorie zu

$$M_H^0 = \sqrt{2\lambda}v \quad (2.1)$$

ergibt. Dabei ist  $v$  der Vakuumerwartungswert<sup>7</sup> des Higgs-Feldes, der sich aus der experimentell bestimmbaren Fermi-Konstante  $G_F$  zu  $v = 246$  GeV ergibt.  $\lambda$  ist die Selbstkopplungskonstante des Higgs-Teilchens. Solange das Higgs-Boson nicht entdeckt ist, bleibt der genaue Wert von  $\lambda$  wegen Gleichung 2.1 unbekannt, kann aber durch die LEP-Daten eingeschränkt werden. Zur Gesamtmasse des Higgs tragen nun aber noch zusätzliche Schleifenkorrekturen  $\Delta M_H$  höherer Ordnung bei, von denen die drei signifikantesten in Abb. 2.2 dargestellt sind.



**Abbildung 2.2:** Top-, Higgs-, und Eichboson-Korrekturterme zur Higgs-Masse [3].

Die Größen dieser Quantenkorrekturen hängen vor allem davon ab, bis zu welcher "Cut-Off"-Energie  $\Lambda_{UV}$  das Standardmodell seine Gültigkeit besitzt, denn nur bis zu diesem Wert sind sie zuverlässig zu berechnen. In jedem Fall sind sie aber quadratisch von  $\Lambda_{UV}$  abhängig. Die Terme für die drei Schleifen in Abb. 2.2 werden in [4] wie folgt angegeben:

- Top-Quark-Schleife  $-\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda_{UV}^2$

<sup>7</sup>Man nennt  $v$  auch die elektroschwache Skala.

- Higgs-Schleife  $\quad + \frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda_{\text{UV}}^2$
- Eichboson-Schleife  $\quad + \frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda_{\text{UV}}^2$

wobei  $\lambda_t$ ,  $\lambda$  und  $g$  die jeweiligen Kopplungskonstanten sind. Somit erhält man

$$(\Delta M_{\text{H}})^2 \propto (-\lambda_t^2 + \lambda^2 + g^2 - \dots + \dots) \Lambda_{\text{UV}}^2 \quad (2.2)$$

Geht man davon aus, dass das Standardmodell in seiner jetzigen Form bis zur sogenannten Planck-Masse<sup>8</sup>  $M_{\text{PL}} \approx 1,2 \times 10^{19} \text{ GeV} = \Lambda_{\text{UV}}$  gültig ist, so liefern die Schleifenkorrekturen quadratisch divergente Terme (allerdings mit unterschiedlichen Vorzeichen) der Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{38} \text{ GeV}^2)$ . Die gesamte quadratische Higgs-Masse ergibt sich also aus der nackten Masse plus den Schleifenkorrekturen zu

$$M_{\text{H}}^2 = (M_{\text{H}}^0)^2 + (\Delta M_{\text{H}})^2 \quad (2.3)$$

Setzt man  $M_{\text{H}}^0$  vereinfacht mit  $100 \text{ GeV}$  an, wird deutlich, dass diese Korrekturterme  $10^{34}$  Größenordnungen über der quadratischen nackten Higgs-Masse liegen. Die Higgs-Masse kann aber, falls das Standardmodell bis zur Planck-Masse Gültigkeit besitzt, keinesfalls größer als  $160 \text{ GeV}$  sein, da sonst die Unitarität bei der Streuung von W-Bosonen verletzt wird, d. h. die Einzelwahrscheinlichkeiten aller möglichen Prozesse würden sich in diesem Fall zu einem Wert größer Eins addieren. Selbst wenn das SM schon bei  $\Lambda_{\text{UV}} = 1 \text{ TeV}$  seine Gültigkeit verlieren sollte, dürfte das Higgs dennoch nicht schwerer als  $640 \text{ GeV}$  sein [5]. Man hat folglich ein Problem, das offenbar nur dadurch gelöst werden kann, dass die jeweiligen Kopplungskonstanten der Schleifenkorrekturen dermaßen fein abgestimmt sind, dass sich die Terme in Gleichung (2.2) gegenseitig nahezu aufheben. Die Quadrate von  $\lambda_t$ ,  $\lambda$ ,  $g$ , usw. sollten also bis auf über 30 Stellen nach dem Komma exakt sein, um Divergenzen zu vermeiden. Solch eine Forderung ist zwar kompatibel mit dem Standardmodell, aber sicherlich sehr unbefriedigend. Diesen Umstand bezeichnet man als das Hierarchie-Problem. Nähert man sich nun von der anderen Seite und fordert ein akzeptables Finetuning, bei dem die Korrektu-

<sup>8</sup>Die obere Grenze der Planck-Energie-Skala, die man auch mit der Planck-Masse oder der Planck-Länge von  $1,2 \times 10^{-35} \text{ m}$  identifizieren kann, bezeichnet den Energiewert bzw. Abstand, ab dem Quanteneffekte der Gravitation vergleichbar stark zu den anderen Wechselwirkungen werden und das Standardmodell zusammenbricht. Somit müssen spätestens an diesem Grenzwert neue physikalische Effekte auftreten.

ren maximal eine Größenordnung über der nackten Higgs-Masse liegen dürfen, so errechnet sich eine Cut-Off-Skala von  $\Lambda_{UV} \approx 2 \text{ TeV}$  [3]. Auf dieser Skala, deren Energie von bisher gebauten Teilchenbeschleunigern noch nicht erreicht wurde, erwartet man dann die *neue Physik*, die sich im Vorhandensein neuer Teilchen manifestieren sollte. Diese könnten sodann durch noch unentdeckte Symmetrien auf natürliche Art und Weise die Beiträge aus den Schleifenkorrekturen aufheben und das Hierarchie-Problem lösen.

Die bereits erwähnte Planck-Masse ist eine Konstante, die aus drei anderen wohlbekannteren physikalischen Konstanten gebildet wird, nämlich der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dem Planckschen Wirkungsquantum  $\hbar$  und der Gravitationskonstanten  $G$ :

$$M_{\text{PL}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = \frac{1}{\sqrt{G}} \approx 1,2 \times 10^{19} \text{ GeV} \quad (2.4)$$

Sie ist die einzige Energieskala, die in den Einstein-Gleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie auftaucht. Es ergibt sich also eine direkte Verbindung zwischen der Planck-Masse und der Gravitationskonstanten. Damit lässt sich das Hierarchie-Problem auch wie folgt formulieren:

*Warum ist die Gravitation so viel schwächer als die übrigen Fundamentalkräfte?*

## 2.2 Möglichkeiten zur Lösung des Hierarchieproblems

Zur Lösung des Hierarchieproblems der Teilchenphysik wurden verschiedene Ansätze gemacht, zum Beispiel:

- Anthropisches Prinzip
- “Little Higgs”
- Supersymmetrie (SUSY)
- Extra-Dimensionen

Das bereits besprochene Anthropische Prinzip negiert die Existenz eines Hierarchieproblems und ist experimentell nicht überprüfbar. Es ist daher für die Physik uninteressant. Die Little-Higgs-Theorie postuliert, wie die Supersymmetrie, neue Teilchen, die für eine Abschwächung der quadratischen Divergenzen sorgen. Der weitere Teil dieser Arbeit befasst sich ausschließlich mit dem Modell der Extra-Dimensionen zur Beseitigung bzw. Abschwächung des Hierarchie-Problems. Den-

noch soll im folgenden Absatz auch kurz auf den weit beachteten Ansatz der Supersymmetrie eingegangen werden.

### 2.2.1 Supersymmetrie

Die Idee der Supersymmetrie besteht darin, dass in der Natur eine zusätzliche Symmetrie existiert, die bisher unentdeckt ist. In dieser Symmetrie wird jedem Teilchen ein sogenanntes supersymmetrisches Teilchen zugeordnet, dessen Spin sich von dem seines Standardmodell-Partners um  $1/2$  unterscheidet. Ist das Teilchen ein Fermion, so ist sein supersymmetrischer Partner ein Boson und umgekehrt. Diese Art von Symmetrie würde die Zahl der bekannten Elementarteilchen auf einen Schlag verdoppeln. Doch SUSY-Teilchen wurden bisher noch nicht entdeckt. Sollten sie also tatsächlich existieren, so müsste die Supersymmetrie (ähnlich wie die Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung) gebrochen sein und die SUSY-Teilchen eine so große Masse besitzen, dass sie mit bisherigen Beschleunigern nicht erzeugt werden konnten. Eine weitere Folgerung des Vorhandenseins von SUSY-Teilchen wäre der spontane Protonenzerfall, den man jedoch noch nie beobachtet hat. Durch Einführung der sogenannten R-Parität (die im einfachsten SUSY-Modell stets erhalten sein soll) lässt sich dieses Problem jedoch umgehen. Als Folge der R-Paritätserhaltung wiederum würde jedes SUSY-Teilchen unter Aussendung von SM-Teilchen kaskadenartig bis zum leichtesten supersymmetrischen Teilchen (LSP) zerfallen. Dieses wäre dann stabil, elektrisch neutral und unterläge lediglich der schwachen Wechselwirkung. Die Supersymmetrie liefert gleich zu mehreren offenen Fragen des Standardmodells attraktive Erklärungsmöglichkeiten:

- Das Hierarchie-Problem wäre auf elegante Weise beseitigt, denn die Schleifenkorrekturen der SUSY-Teilchen mit dem Higgs-Boson wären betragsmäßig fast identisch mit denen ihrer Partnerteilchen - aber mit anderem Vorzeichen. Die Divergenzen würden ganz ohne Finetuning stark abgeschwächt werden.
- Das SUSY-Modell kann auf natürliche Weise eine Vereinigung der elektroschwachen mit der starken Wechselwirkung ermöglichen.
- Überdies wäre das LSP ein Kandidat für die Dunkle Materie, denn es hätte eine sehr große Masse (relativ gesehen zu SM-Teilchen), kann nicht weiter zerfallen (Erhaltung der R-Parität) und ist nur schwer nachzuweisen (schwache Wechselwirkung).

### 2.2.2 Extra-Dimensionen

Die Idee, unsere räumlich dreidimensionale Welt könnte von zusätzlichen Raumdimensionen durchsetzt sein, entstand bereits zu Beginn des 20. Jahrhunderts, als erst zwei der vier grundlegenden Naturkräfte – die Gravitation und den Elektromagnetismus – bekannt waren. Die Physiker strebten danach, eine einheitliche Theorie zu erschaffen, die beide Kräfte vereinigen sollte. Im Jahr 1914 machte G. Nordström einen geometrischen Ansatz, der Gravitation und den Elektromagnetismus als zwei Aspekte einer fünfdimensionalen Raumzeit betrachtete. Die Idee geriet jedoch während des Krieges in Vergessenheit und erst 1921 stellte T. Kaluza eine vereinheitlichte Feldtheorie [6] vor, in der er die Einsteinschen und die Maxwellschen Gleichungen vereinigen wollte. Dazu musste er zur vierdimensionalen Raumzeit eine mathematisch motivierte zusätzliche Raumdimension einführen. 1926 erweiterte O. Klein die Theorie [7], indem er postulierte, dass diese zusätzliche Dimension aufgerollt (“kompaktifiziert”), aber dennoch flach sei. Klein legte den Radius der Extra-Dimension auf den kleinstmöglichen Radius fest: der Planck-Länge von  $10^{-35}$  m. Damit wäre sie für das menschliche Auge natürlich unsichtbar. Die so entstandene *Kaluza-Klein-Theorie*, eine (nicht renormierbare) Feldtheorie in fünf Dimensionen, stieß anfangs auf reges Interesse. Doch durch die rasante Entwicklung der Quantenmechanik und der Erkenntnis, dass die winzige Extra-Dimension nichts weiter als ein mathematisches Konstrukt darstellt, das sich experimentellen Überprüfungen entzieht, flaute die Aufmerksamkeit bald ab. Erst als Supergravitation und Stringtheorie in den 70er Jahren populär wurden, feierte die Kaluza-Klein-Theorie ihre Renaissance. Dennoch war nach wie vor kein Experiment vorstellbar, das das Vorhandensein einer winzigen Extra-Dimension verifizieren könnte.

#### Das ADD-Modell

Dies änderte sich erst 1998, als N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos und G. Dvali in ihrer Arbeit das Vorhandensein von mehreren Extra-Dimensionen vorschlugen, die eine Größe von bis zu einem Millimeter aufweisen könnten [8]. Man nennt dieses Modell “*Large Extra Dimensions*” (LED) oder auch nach seinen Erfindern *ADD-Modell*. Solch eine Annahme war deshalb möglich, da die Gültigkeit des Newtonschen Gravitationsgesetzes zu dieser Zeit erst bis in den Bereich weniger Zentimeter verifiziert war. Die Motivation hinter der Einführung solcher zusätzlicher Raumdimensionen ist im Hinblick auf das Hierarchie-Problem darin zu sehen, dass auf diese Weise die beiden bisher als fundamental angesehenen Energieskalen der Physik, nämlich die elektroschwache Skala  $m_{EW} \sim 10^3$  GeV und die Planck-Skala  $M_{PL} \sim 10^{19}$  GeV, auf eine einzige fundamentale Energieskala  $M_D \approx m_{EW}$  reduziert werden können. Die quadratischen Korrekturterme

zur Higgs-Masse weisen dann die gleiche Größenordnung wie die nackte Higgs-Masse selbst auf, da die Cut-Off-Skala nun bei  $\Lambda_{UV} \approx m_{EW}$  liegt (siehe Abschnitt 2.1.4). Solch einen Ansatz und seine Kompatibilität zum Standardmodell ergibt sich aus den folgenden Überlegungen. Unter den Annahmen, es existiere zum einen lediglich *eine* fundamentale Energieskala der Physik  $M_D \sim 1 \text{ TeV}$  und zum anderen  $n$  zusätzliche Raumdimensionen mit dem (gleichen) Radius  $R$ , würde sich das Newtonsche Gravitationsgesetz für kleine Abstände verändern. In seiner ursprünglichen Form lautet es bekanntlich

$$F^{(4)}(r) \propto \frac{1}{M_{\text{PL}}^2} \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (2.5)$$

Die Abhängigkeit von  $1/r^2$  ist eine direkte Folge des Gausschen Gesetzes, denn die radial verlaufenden Flusslinien der Gravitationskraft durchsetzen eine Fläche, die proportional zu  $r^2$  ist.

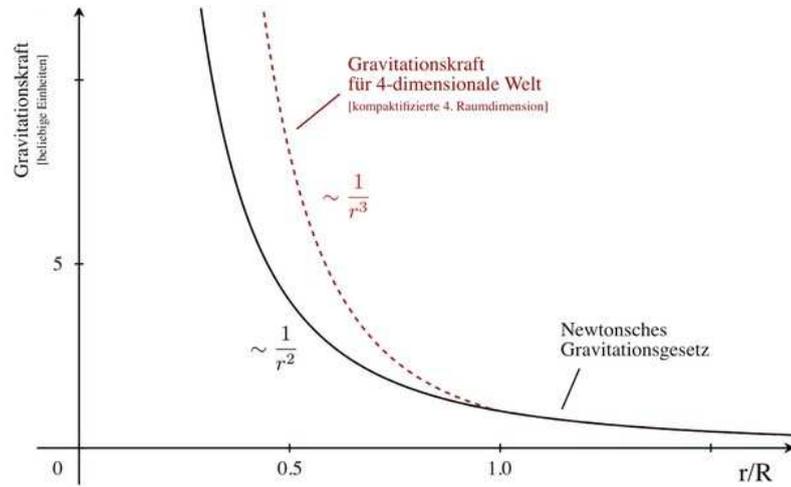
Beschreibt man nun die Welt stattdessen durch  $n$  zusätzliche kompaktifizierte Raumdimensionen und ersetzt die effektive Planck-Skala  $M_{\text{PL}}$  durch die fundamentale Planck-Skala  $M_D \sim 1 \text{ TeV}$ , um das Hierarchie-Problem zu lösen, so ergibt sich für das Gravitationsgesetz innerhalb der Extra-Dimensionen

$$F^{(4+n)}(r) \propto \frac{1}{M_D^{2+n}} \frac{m_1 m_2}{r^{2+n}}, \quad r \ll R. \quad (2.6)$$

Die Gravitationskraft wird also in diesem Modell als eine viel stärkere Kraft als bisher geglaubt angesehen. Doch durch die zusätzliche Oberfläche der Extra-Dimensionen wird sie mit größer werdendem Radius nun anstatt mit  $r^2$  mit  $r^{2+n}$  abgeschwächt und dabei schließlich so sehr “verdünnt”, dass sich in unserer makroskopischen Welt die Stärke dem Newtonschen Gravitationsgesetz anpasst. Da für  $r > R$  per Definition keine Extra-Dimensionen existieren, zeigen die beiden Kurven in Abb. 2.3 ab diesem Punkt den gleichen Verlauf. Bei großen Abständen muss demnach wieder eine invers quadratische Abhängigkeit auftreten:

$$F^{(4+n)}(r) \propto \frac{1}{M_D^{2+n}} \frac{m_1 m_2}{R^n r^2}, \quad r \gg R. \quad (2.7)$$

Durch Vergleich von (2.5) und (2.7) ergibt sich die effektive Planck-Skala  $M_{\text{PL}}$



**Abbildung 2.3:** Vergleich des Verlaufes der Gravitationskraft für drei und vier Raumdimensionen. Für große  $r$  gilt das Newtonsche Gravitationsgesetz, bei kleinen  $r$  sorgt die Extra-Dimension für ein schnelleres ansteigen von  $F(r)$ .

aus der fundamentalen Planck-Skala  $M_D$  zu

$$M_{\text{PL}}^2 \propto M_D^{2+n} R^n . \quad (2.8)$$

Die einzigen Unbekannten sind hier  $R$  und  $n$ , denn  $M_D$  wurde auf 1 TeV gesetzt. Für eine bestimmte Anzahl an Extra-Dimensionen lässt sich also deren Radius berechnen. In Tabelle 2.3 sind die Ergebnisse zusammengefasst.

Den Fall  $n = 1$  kann man offensichtlich ausschließen.  $R$  ergäbe sich zu einer Größe, die dem Durchmesser unseres Sonnensystems entspricht. Auch  $n = 2$  scheidet mit großer Wahrscheinlichkeit aus, denn direkte Messungen des Newtonschen Gravitationsgesetzes mittels Torsionspendel haben dieses bereits bis in den  $\mu\text{m}$ -Bereich bestätigt [9]. Der Fall  $n = 2$  wird auch noch durch eine andere Quelle als unwahrscheinlich erachtet: die Beobachtung der Supernova 1987A. Während des Kollapses eines Sterns wird der Großteil der gravitativen Bindungsenergie durch Neutrinos abgestrahlt. Diese Hypothese wurde unter anderem durch Neutrino-Messungen am Kamiokande-Detektor bestätigt [10]. Die Abstrahlung von KK-Gravitonen würde einen zur Neutrinoabstrahlung konkurrierenden Prozess bilden und diese merklich unterdrücken. Durch Messungen der Neutrinoraten und bei bekannter Abkühlrate der Supernova ist es möglich, für den Wert der fundamentalen Planck-Skala eine untere Grenze festzulegen. Für  $n = 2$  ergaben solche Messungen bei Kamiokande  $M_D > 25 - 30 \text{ TeV}$  [11]. Sogar für  $n = 3$  liegt

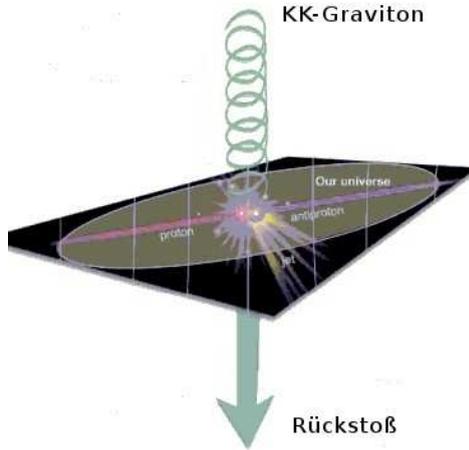
<i>Anzahl der Extra-Dimensionen <math>n</math></i>	<i>Kompaktifizierungsradius <math>R</math></i>	<i>Kommentar</i>
1	$\sim 10^{13}$ m	Größe des Sonnensystems
2	$\sim 1$ mm	Ausgeschlossen durch direkte Messung
3	$\sim 1$ nm	nicht ausgeschlossen
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$
7	$\sim 1$ fm	Die String-Theorie fordert 6 oder 7 Zusatzdimensionen

**Tabelle 2.3:** Die Anzahl  $n$  der zusätzlichen Extra-Dimensionen bestimmt deren Kompaktifizierungsradius  $R$ . Die Fälle  $n = 1$  und  $n = 2$  wurden bereits ausgeschlossen.

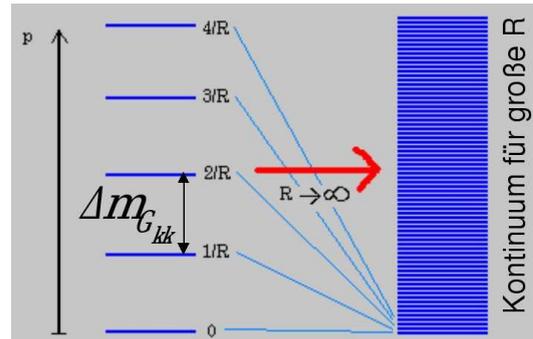
$M_D$  in einem Bereich  $> 2 - 4$  TeV. Für eine größere Zahl an Extra-Dimensionen liegen die Grenzen für  $M_D$  bereits unter 1 TeV.

Das Standardmodell ist im Gegensatz zur Gravitation bereits sehr genau bis zur elektroschwachen Skala  $m_{EW}$  bestätigt. Dies entspricht einer Distanz von  $\sim 10^{-18}$  m. Folglich dürfen die Teilchen des SM im ADD-Modell nicht frei in den  $n$  zusätzlichen Dimensionen propagieren, sondern müssen auf die vierdimensionale Raumzeit beschränkt sein. Man nennt die Welt, in der die SM-Teilchen leben, eine *Brane* (siehe Abb. 2.4). Das einzige Feld, das alle Dimensionen – also den gesamten *Bulk* – durchdringen kann, ist das Gravitationsfeld bzw. dessen Feldquanten, die im  $(4+n)$ -dimensionalen Raum propagierenden und masselosen *Gravitonen*. Sie nehmen ausschließlich an der gravitativen Wechselwirkung teil. Aus quantenfeldtheoretischen Überlegungen lässt sich ihnen der Spin 2 zuordnen. Ein Graviton, das in der Brane erzeugt wird und diese verlässt, verletzt nach Abb. 2.4 scheinbar die Impulserhaltung, jedoch kann die Brane Impulsanteile in Richtung der Extra-Dimensionen aufnehmen.

Ein Graviton, das sich in den kompaktifizierten Extra-Dimensionen bewegt, kann nur bestimmte Energie-Eigenzustände annehmen. Dies ist vergleichbar mit dem bekannten “Teilchen in einem Kastenpotential” - Problem. Die Abstände dieser quantisierten Energiezustände sind dabei  $\propto 1/R$ . Nach Kaluza und Klein benennt man diese Zustände als *KK-Moden* (siehe Abb. 2.5). Für einen Beobachter in der dreidimensionalen Welt ist ein solches KK-Graviton nur dann zu erkennen, wenn es seine Brane passiert. Der Beobachter kann dabei dem KK-Graviton, das in der  $(4+n)$ -dimensionalen Welt masselos ist, eine Masse zuordnen, die dessen



**Abbildung 2.4:** Die Brane nimmt die Impulsanteile, die nicht in der Brane wirken, auf.



**Abbildung 2.5:** Der Kaluza-Klein-Turm. Je kleiner die Anzahl  $n$  der Extra-Dimensionen ist, desto mehr geht der KK-Turm in ein Kontinuum über.

Anregungszustand im KK-Turm entspricht. Dies liegt darin begründet, dass der Beobachter den  $(4+n)$ -dimensionalen Impuls des Gravitons nicht messen kann, sondern lediglich dessen Projektion auf die drei Raumdimensionen der Brane. Nach der Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 - p^2 = m_0^2 \quad (2.9)$$

ergibt sich dadurch die linke Seite der Gleichung nicht mehr zu Null. Dies führt direkt zu einem nicht-verschwindenden Massenterm  $m_0$ .

In Abb. 2.5 ist zu erkennen, dass die Energieabstände um so kleiner sind, je größer der Radius der Extra-Dimensionen ist. Dies ist aus quantenmechanischen Überlegungen sofort einsichtig. So ergibt sich für  $n = 2$  und einer Obergrenze der Energieskala von 1 TeV ein Energieabstand von gerade einmal 1 meV, für  $n = 7$  betrüge die Energielücke zwischen zwei Zuständen 100 MeV. Die Energieobergrenze, bis zu der die Zustände aufgefüllt werden, ergibt sich aus der Cut-Off-Skala, die hier einfach mit  $M_D$  identifiziert wird. Die Gesamtmasse  $m_G^{KK}$  des KK-Turmes errechnet sich sodann aus der Addition der Einzelzustände. Jede einzelne KK-Mode koppelt gravitativ lediglich über die Planck-Skala  $M_{PL}$  an dreidimensionale Brane-Objekte. Die enorme Anzahl an KK-Zuständen führt jedoch letztlich dazu, dass der Gesamtwirkungsquerschnitt sich näherungsweise zu

$$\sigma_{\text{total}} \propto \frac{1}{M_{\text{D}}^2} \left( \frac{\sqrt{s}}{M_{\text{D}}} \right)^n \quad (2.10)$$

ergibt [12].  $\sqrt{s}$  ist hierbei die Schwerpunktsenergie der wechselwirkenden Teilchen. Gleichung (2.10) stellt ein sehr wichtiges Ergebnis dar, denn es zeigt, dass die Wechselwirkung von Gravitonen und SM-Teilchen, unter der Annahme von großen Extra-Dimensionen, nicht etwa mit  $1/M_{\text{PL}}^2$  unterdrückt ist, sondern nur noch mit  $1/M_{\text{D}}^2$ . Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass bei einem Kollisionsexperiment mit Schwerpunktsenergien im TeV-Bereich bereits KK-Gravitonen erzeugt werden könnten. Theoretisch ist der LHC mit einer Gesamtschwerpunktsenergie von 14 TeV also in der Lage, eine völlige Veränderung unserer bisherigen Vorstellung der Beschaffenheit des Raumes vorzunehmen. Da die KK-Gravitonen als nicht-wechselwirkende Elementarteilchen in einem Teilchendetektor keinerlei Spuren hinterlassen würden, entstünden sogenannte Monojet-Signaturen, also Ereignisse, bei denen eine offensichtliche Verletzung der messbaren Impulsbilanz vorliegt. Die Frage, ob solche seltenen Ereignisse am Teilchenbeschleuniger LHC aus der großen Menge an gewöhnlichen Standardmodell-Ereignissen herausgefiltert werden können, bildet die Basis der vorliegenden Arbeit. Mit Hilfe von Computerprogrammen wurde simuliert, wie das Vorhandensein großer Extra-Dimensionen für spezielle Signaturen im ATLAS-Detektor sorgt und welchen Schwierigkeiten man bei deren Suche begegnet.

Abschließend soll nicht unerwähnt bleiben, dass das ADD-Modell nicht die einzige Beschreibung von Extra-Dimensionen darstellt. Neben dem ADD-Modell (1998) entstanden in den Jahren danach noch weitere Theorien, die zusätzliche Raumdimensionen einführen, wie z.B. das Modell von L. Randall und R. Sundrum (*RS-Modell*) [13], das lediglich *eine* weitere Extra-Raumdimension benötigt, oder auch das Modell der “Universal Extra Dimensions” (*UED-Modell*) [14], welches es auch SM-Teilchen teilweise gestattet, in den Zusatzdimensionen zu propagieren. Letzteres Modell verliert allerdings gegenwärtig immer mehr an Beachtung, denn die Theorie erscheint zunehmend unwahrscheinlicher. In dieser Arbeit wurde aus zwei Gründen das ADD-Modell anstatt des RS-Modells für die Simulation von Extra-Dimensionen ausgewählt: zum einen besitzt es aufgrund seiner Vorhersage – Erzeugung von Monojets – eine klare Signatur, die mit dem ATLAS-Detektor bis zu einem gewissen Grad überprüfbar sein sollte. Zum anderen ist für den bereits häufig im Zusammenhang mit ATLAS verwendeten Ereignis-Generator PYTHIA (siehe Abschnitt 4.5.1) ein gut verstandener Zusatzcode vorhanden, der das ADD-Modell beschreibt und dessen Implementierung keine große Schwierigkeit darstellt.

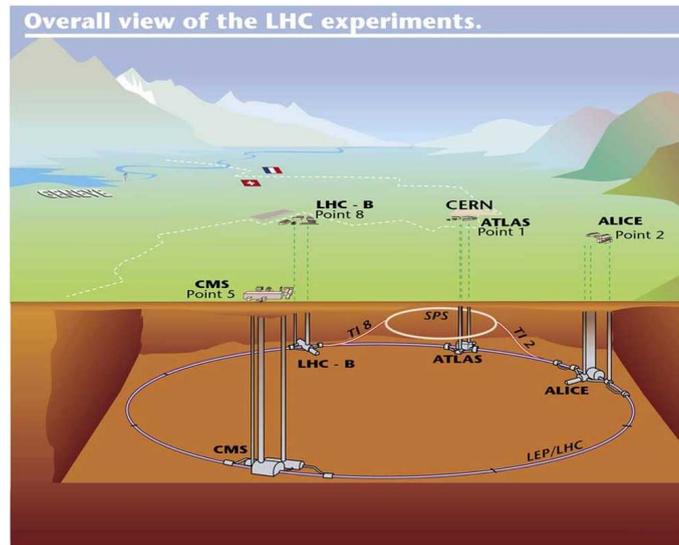
# 3 Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider

## 3.1 Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger, in dem zwei Protonenstrahlen mit einer Energie von je 7 TeV aufeinandergeschossen werden. Damit erreicht er höhere Energien als je ein Teilchenbeschleuniger zuvor und es wird erwartet, dass der LHC neue physikalische Entdeckungen jenseits des Standardmodells ermöglicht. Zunächst jedoch erhoffen sich die Physiker, dass das SM in seiner jetzigen Form mit dem Nachweis des Higgs-Bosons endlich komplettiert werden kann. Der Beschleuniger wird gegenwärtig am CERN in Genf fertiggestellt und soll im Sommer 2008 seinen Betrieb aufnehmen. Der LHC befindet sich in einer unterirdischen Tunnelanlage (siehe Abb. 3.1), die bis zum Jahr 2000 den bereits erwähnten LEP-Beschleuniger beherbergte. Die Anlage befindet sich in einer Tiefe von ungefähr 100 m, um Lebewesen vor den energiereichen Protonenstrahlen zu schützen. Gleichzeitig werden dadurch Störeffekte durch kosmische Strahlung vermindert. Der Umfang des Ringes beträgt 27 km.

Herzstück des LHC sind 1232 supraleitende Dipol-Magnete mit einer Länge von jeweils 15 Metern, die die beiden entgegengesetzt in zwei separaten Röhren umlaufenden Protonenstrahlen auf einer Kreisbahn halten. Zusätzlich steuern 386 fünf bis sieben Meter lange Quadrupolmagnete die Strahlgeometrie. Die maximal erreichbare Energie der Protonen ist im Wesentlichen durch die Stärke der Dipol-Magnetfelder (ca. 8,4 Tesla) begrenzt. Um solch hohe Felder erzeugen zu können, bedarf es einer ständigen Kühlung der Magnetsysteme mittels supraflüssigen Heliums auf eine Temperatur von 1,9 K. Wie in Abb. 3.1 weiter zu sehen ist, sind entlang des LHC vier Hauptexperimente aufgebaut, an deren Standorten die Protonenstrahlen zur Kollision gebracht werden (Interaktionspunkte). Diese Experimente sind:

- **ATLAS** ist ein Multifunktionsdetektor. Er kann die gesamte bekannte SM-Teilchen-physik abdecken und soll darüber hinaus das Higgs-Boson sowie



**Abbildung 3.1:** Skizze des Large Hadron Colliders.

neue Physik entdecken. Mehr zu ATLAS ist im Abschnitt 3.2 zu lesen.

- **CMS**<sup>1</sup> ist ebenfalls ein Multifunktionsdetektor. ATLAS und CMS werden unabhängig voneinander betrieben und können dadurch ihre Ergebnisse gegenseitig verifizieren.
- **LHCb**<sup>2</sup> untersucht seltene b-Quark-Zerfälle sowie CP-verletzende Prozesse.
- **ALICE**<sup>3</sup> wird im Bereich der Schwerionenphysik (später sollen am LHC auch Bleikerne kollidieren) eingesetzt und kann Quark-Gluon-Plasmen studieren.

Der LHC allein kann die Protonen nicht von Null auf eine Energie von 7 TeV beschleunigen. Dazu bedarf es mehrerer Vorbeschleunigungsanlagen, die stufenweise die Strahlenergie erhöhen. Bei einer Energie von 450 GeV werden die Hadronen schließlich in den LHC eingespeist und dort bis zur Zielenergie mittels Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren beschleunigt. Eine solche "Füllung" enthält ungefähr 2800 Protonen-Pakete, sogenannte *Bunches*, mit jeweils  $\sim 1,4 \cdot 10^{10}$  Protonen. Bei maximaler Energie benötigen sie lediglich  $90 \mu\text{s}$  für einen vollen Umlauf. Alle 25 ns treffen sich somit an einem Interaktionspunkt zwei Bunches, was einer Rate von 40 MHz entspricht. Aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnitts von beispielsweise Higgs-Produktions- oder KK-Graviton-Erzeugungsprozessen sollten bei einem Aufeinandertreffen der Bunches im Durchschnitt möglichst viele inelastische Ereignisse stattfinden, um eine ausreichende Menge an solchen

<sup>1</sup>CMS – Compact Muon Solenoid

<sup>2</sup>LHCb – Large Hadron Collider beauty

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

seltenen Ereignissen zu erzeugen. Die Strahlen müssen daher zuvor stark kollimiert werden. Die Größe, mit der sich die Effizienz eines Kollisionsexperimentes beschreiben lässt ist die Luminosität  $L$ . Sie hat die Einheit einer Teilchenstromdichte und ist definiert als

$$L = \frac{N_a N_b f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.1)$$

wobei  $N_a$  und  $N_b$  die Anzahl der Protonen im jeweiligen Bunch ist,  $f$  ist ihre Umlauffrequenz und  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  sind die lateralen Ausdehnungen der Pakete. Am LHC wird eine Luminosität von  $L_{\text{design}} = 2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  angestrebt, was in der Beschleunigerphysik bisher unerreicht ist<sup>4</sup>. Die Gesamtrate  $\dot{N}$  eines speziellen Ereignisses (z.B. Higgs-Produktion) ergibt sich dann zu

$$\dot{N} = \sigma_R \cdot L \quad (3.2)$$

wobei  $\sigma_R$  der energieabhängige Wirkungsquerschnitt des zu untersuchenden Prozesses ist. Im Durchschnitt finden bei jedem “Bunch-Crossing” 23 inelastische Proton-Proton-Kollisionen statt. Bei einer Luminosität von  $L = L_{\text{design}}$  wird also eine Ereignisrate von  $\sim 1 \text{ GHz}$  erreicht.

## 3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist der größte der vier Detektoren am LHC. Mit einer Länge von 45 Metern, einem Durchmesser von 25 Metern und einem Gesamtgewicht von 7000 Tonnen übertrifft er in seinen Abmessungen alle bisher an Beschleunigeranlagen gebauten Teilchendetektoren. An diesem gewaltigen Projekt sind insgesamt über 2100 Physiker und Ingenieure aus 37 Ländern und 167 Instituten beteiligt. Das Primärziel von ATLAS ist die Entdeckung des Higgs-Bosons. Durch die große Gesamtschwerpunktsenergie von 14 TeV, der hohen Luminosität und der hohen Auflösung des Detektors wird es aber auch möglich sein, diverse Parameter des Standardmodells mit bisher unerreichter Präzision zu bestimmen, beispielsweise die Masse von W-Bosonen oder die Masse des erst 1995 entdeckten Top-Quarks. Darüber hinaus erhofft man sich Antworten auf offene

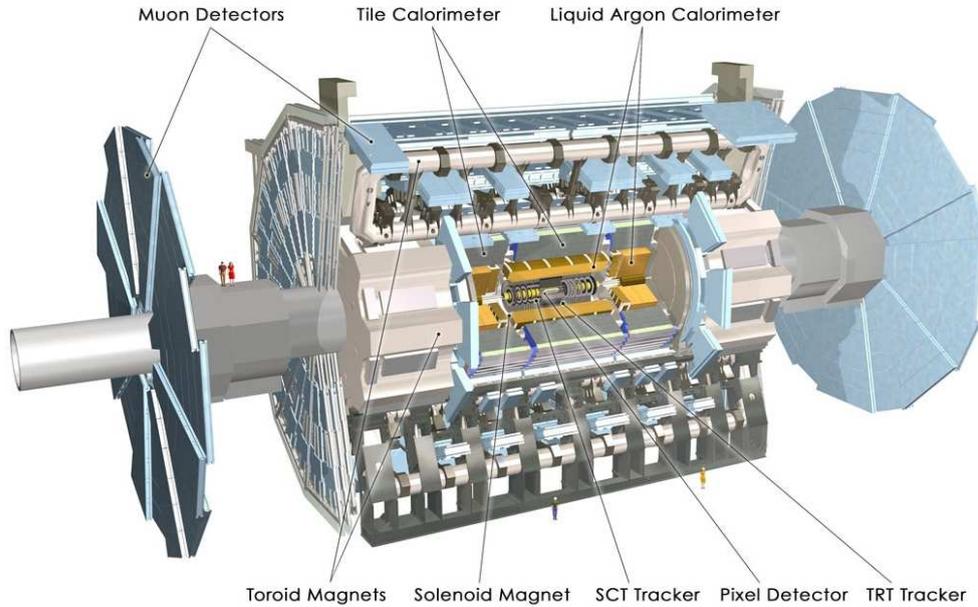
<sup>4</sup>Der LHC wird nicht sofort mit dieser hohen Luminosität betrieben werden können.  $L_{\text{design}}$  soll in einem Zeitraum von fünf Jahren erreicht werden. Im ersten Jahr wird die Luminosität die Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1})$  vermutlich nicht überschreiten.

Fragen des Standardmodells (siehe Abschnitt 2.1.3). Die Entdeckung von Extra-Dimensionen, supersymmetrischen Teilchen oder gar der weiteren Teilbarkeit von Quarks und/oder Leptonen (“Compositeness”), würde den Beginn einer neuen Ära der Physik einläuten.

**Aufbau** Der ATLAS-Detektor besitzt die verschachtelte Struktur einer Zwiebel-schale (siehe Abb. 3.2). Dem zentral gelegenen Interaktionspunkt am Nächsten ist der *innere Detektor*, der wiederum aus drei Komponenten besteht – dem *Pixel-detektor*, dem *Halbleiterspurdetektor* und dem *Übergangsstrahlungsdetektor*. Der innere Detektor befindet sich in einem 2 Tesla starken Solenoidmagnetfeld, dessen Feldlinien parallel zur Strahlachse verlaufen. Dadurch werden geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen gezwungen und Ladung sowie Impuls lassen sich rekonstruieren. Des Weiteren können durch die präzise Vermessung der Teilchenbahnen die Vertizes von Teilchenwechselwirkungen bestimmt und so gegebenenfalls sekundäre Vertizes ermittelt werden. Solche sekundären Vertizes entstehen, wenn ein Teilchen (z. B. ein B-Meson) einerseits gerade so langlebig ist, dass es nicht direkt am Interaktionspunkt wieder zerfällt (wie z. B. das Z-Boson), aber andererseits nicht lange genug existiert, um den ersten Subdetektor zu erreichen. Durch die Vertexrekonstruktion der Zerfallsprodukte eines B-Mesons kann dann ein indirekter Nachweis eines solchen Teilchens erfolgen. Der innere Detektor beginnt bei einem Abstand zur Strahlachse von 5 cm und hat einen Außenradius von 1,05 m. Seine Länge beträgt ca. 6,2 m.

Im Anschluss an den inneren Detektor folgt das *elektromagnetische Kalorimeter* (ECAL). Es ist in der Lage, Elektronen und Photonen nachzuweisen und ihre Energie zu messen. Des Weiteren deponieren Jets den Großteil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter und auch Myonen hinterlassen dort als minimal ionisierende Teilchen hin und wieder Energieeinträge. Da das ECAL als aktives Material große Mengen an flüssigem Argon enthält, wird es auch *Liquid Argon Calorimeter* (LAr) genannt. Es hat einen Außendurchmesser von 4,5 m. Durch einen Kryostaten vom elektromagnetischen Kalorimeter getrennt befindet sich weiter außen das *hadronische Kalorimeter* (HCAL). Es fängt die schweren Hadronen, die das elektromagnetische Kalorimeter durchdringen, vollständig auf und registriert ihre deponierte Energie mittels Photomultiplier. Das hadronische Kalorimeter besitzt einem Außendurchmesser von 8,5 m.

Den äußeren Abschluss bildet schließlich das Myon-Spektrometer. Die schweren Schwesterteilchen der Elektronen durchschlagen aufgrund ihrer großen Masse, ihrer relativ langen Lebensdauer und ihrer elementaren Struktur nahezu ungebremst alle vorherigen Detektoren. Ein sehr starkes Toroidmagnetfeld von ca. 4 Tesla, welches ringförmig um die Strahlachse verläuft, zwingt die Myonen auf gekrümmte Bahnen. Da die Myonmasse sehr genau bekannt ist, lässt sich mittels



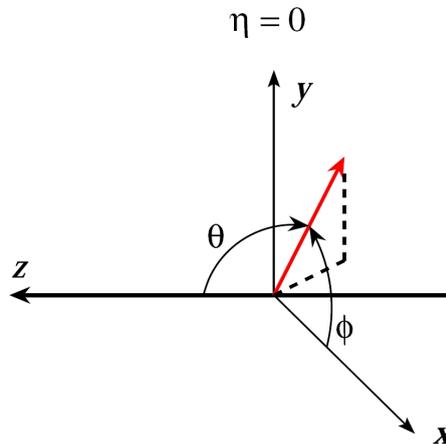
**Abbildung 3.2:** Der ATLAS-Detektor. Er besteht von innen nach außen aus dem *inneren Detektor*, dem *elektromagnetischen Kalorimeter*, dem *hadronischen Kalorimeter* und dem *Myon-Spektrometer* [15].

Drahtdriftkammern ihr Impuls und damit ihre Energie bestimmen. Dieser Subdetektor ist besonders wichtig, da man sich hiervon eine leichte und eindeutige Identifikation des Higgs-Teilchens über den Zerfall in zwei  $Z^0$ -Bosonen, die in vier Myonen weiterzerfallen, verspricht.

**Koordinatensystem** Um Trajektorien von Teilchen einheitlich beschreiben zu können, bedarf es eines einheitlichen Koordinatensystems. Der Protonenstrahl definiert die z-Achse (positiv in Richtung LHCb – siehe Abb. 3.1). Die x-y-Ebene ist orthogonal zur Strahlachse und teilt damit den ATLAS-Detektor in zwei symmetrische Hälften. Die positive x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigerringes und die positive y-Achse senkrecht nach oben. Ein einzelnes Teilchen oder ein Teilchenjet wird in Polarkoordinaten beschrieben. Der Winkel  $\Theta$ , den eine Teilchenbahn mit der z-Achse einschließt, ist der Polarwinkel. Der Azimutalwinkel  $\phi$  wandert von  $0^\circ - 360^\circ$  einmal um die z-Achse (siehe Abb. 3.3).

In der Praxis wird jedoch anstatt  $\theta$  viel häufiger die von  $\theta$  abhängige Pseudorapidität  $\eta$  benutzt:

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.3)$$



**Abbildung 3.3:** Das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors.

Diese Größe ist für sehr hohe Energien bzw. für sehr kleine Ruhemassen ( $E \gg m_0$ ) äquivalent zur Rapazität  $y = \frac{1}{2} \frac{E+p \cdot \cos\theta}{E-p \cdot \cos\theta}$ , die unter einer Lorentztransformation invariant ist. Die Pseudorapazität hat den Vorteil, nicht mehr von Energiegrößen, sondern lediglich dem Winkel  $\theta$  abhängig zu sein. Bei den enormen Energien am LHC ist die Näherung  $\eta \approx y$  für nahezu alle Teilchen zulässig. In Tabelle 3.1 sind exemplarisch einige Wertepaare für  $\eta$  und  $\theta$  angegeben.

$\eta$	0	1	2	3	4	$\infty$
$\Theta$	90, 0°	40, 4°	15, 0°	5, 7°	2, 1°	0°

**Tabelle 3.1:** Zusammenhang zwischen Pseudorapazität  $\eta$  und dem Polarwinkel  $\Theta$ . Für die Transversalebene senkrecht zur z-Achse ist  $\eta = 0$ .

Im Folgenden wird auf die einzelnen Detektorkomponenten von ATLAS noch etwas detaillierter eingegangen.

### 3.2.1 Der innere Detektor

Die drei Subdetektoren des inneren Detektors werden hier nur kurz beschrieben, da sie für die weitere Arbeit im Gegensatz zu den Kalorimetern keine wesentliche Rolle spielten. Genauere Angaben findet man in [16].

### Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor besteht aus drei schalenförmig um die Strahlachse angeordneten Rohrzyklindern, sowie fünf Scheiben<sup>5</sup> auf jeder Seite. Die Aufgabe des Pixeldetektors ist die Vertexbestimmung, die mit einer Genauigkeit von wenigen  $\mu\text{m}$  erfolgen kann. Eine solche Genauigkeit wird durch den Einsatz modernster Pixelsensoren auf Siliziumbasis erreicht. Ein Pixel(-sensor) bezeichnet dabei eine Einheit mit den Abmessungen  $400\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  Breite. Somit enthält ein einzelner Quadratmillimeter 50 Pixel. Die Gesamtzahl der Auslesekanäle beträgt ca. 80 Millionen. Aufgrund seiner Nähe zum Protonenstrahl und der damit verbundenen intensiven Strahlungsbelastung muss dieser Detektor besonders widerstandsfähig sein. Der Pixeldetektor stellt den hochauflösendsten Teil des gesamten ATLAS-Detektors dar.

### Der Halbleiterspurdetektor (SCT)

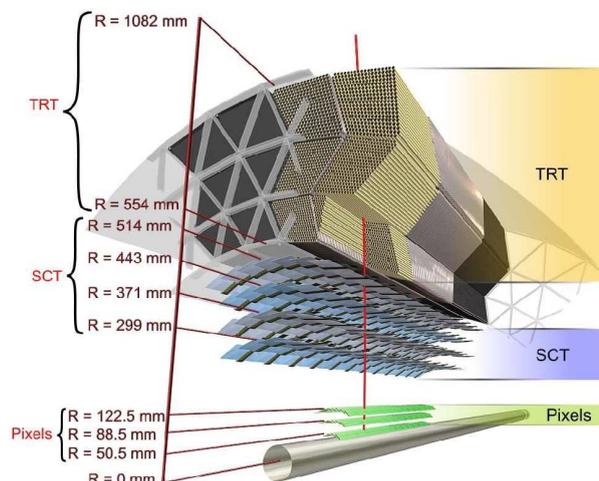
Wie der Pixeldetektor ist auch der Halbleiterspurdetektor ein Siliziumdetektor. Er besteht aus vier Zylinderlagen mit Durchmessern zwischen 60 cm und 104 cm sowie neun Scheiben je Seite. Aus Kostengründen ist es nicht möglich, eine so große Oberfläche wiederum mit Pixelsensoren auszustatten. Die Detektoren des SCT sind daher Streifendetektoren. Ein einzelner Sensor hat zwar ebenfalls nur eine Breite von  $50\ \mu\text{m}$ , ist allerdings 6,4 cm lang. Somit ist in eine Auflösung in radialer Richtung von  $16\ \mu\text{m}$  und in Strahlrichtung von  $580\ \mu\text{m}$  möglich. Der SCT verfügt über 6,3 Millionen Auslesekanäle, die auf einer Fläche von  $61\ \text{m}^2$  angebracht sind.

### Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT)

Der Übergangsstrahlungsdetektor dient zusammen mit den beiden anderen Subdetektoren der endgültigen Bestimmung der Teilchenimpulse geladener Teilchen im inneren Detektor sowie der Teilchenidentifikation. Er besteht aus mit Xenon gefüllten, dünnen Driftröhren, den sogenannten "Straws". Insgesamt verfügt der Übergangsstrahlungsdetektor im zentralen Bereich für  $|\eta| < 0,7$  ("Barrel") über 36 Lagen dieser Straws, die jeweils einen Durchmesser von 4 mm und eine Länge von 144 cm haben. Sie sind parallel zur Strahlachse angeordnet. Jede einzelne

---

<sup>5</sup>Die Scheiben benötigt man für Teilchen, die unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse produziert werden und somit von den Pixelröhren nicht erfasst werden können. Man nennt sie auch "Endcaps".



**Abbildung 3.4:** Ausschnitt des inneren Detektors mit *Pixel*detektor, *Halbleiterspurdetektor* und *Übergangsstrahlungsdetektor* [17].

Röhre kann einen Teilchendurchgang mit einer Genauigkeit von  $130 \mu\text{m}$  vermessen. Zwischen den Driftröhren befinden sich Radiatorfolien, die beim Durchdringen geladener relativistischer Teilchen Übergangsstrahlung in Form von hochenergetischen Röntgen-Photonen erzeugen. Sie sorgen für zusätzliche Ionisationseffekte in den Driftröhren. Der Übergangsstrahlungsdetektor ist dadurch besonders für die Identifikation von Elektronen geeignet. Insgesamt sind in diesem Subdetektor ca. 350 000 Gasdriftröhren eingebaut.

### 3.2.2 Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem von ATLAS dient der Identifizierung und der Energiemessung von isolierten Elektronen, Photonen und Hadronen, sowie ganzer Teilchenjets<sup>6</sup>. Durch genaue Kenntnis aller Teilchenenergien kann fehlende, also nicht registrierte Energie bestimmt werden, die z. B. durch nicht mit dem Detektormaterial wechselwirkende Neutrinos aus dem Detektor herausgetragen wurde. Außer Neutrinos kämen für solche Ereignisse auch SUSY-Teilchen oder KK-Gravitonen in Frage. Treten deutlich mehr Ereignisse mit fehlender Energie auf, als man dies durch Standardmodell-Prozesse erwarten würde, wäre dies ein starker Hinweis auf neue Physik. Eine sehr genaue Energie- und Richtungsmessung aller bei einer Proton-Proton-Kollision erzeugten Teilchen ist daher zwingend erforderlich. Detailliertere Beschreibungen zu den im Folgenden vorgestellten Kalorimetern sind in [18] und [19] zu finden.

<sup>6</sup>Eine Beschreibung von Teilchenjets erfolgt in Kapitel 4.

### Das elektromagnetische Kalorimeter

Im elektromagnetischen Kalorimeter lösen sowohl Elektronen und Photonen als auch geladene Hadronen Teilchenschauer aus. Elektronen und Photonen geben dabei nach und nach ihre gesamte Energie ab, während Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter nur einen Teil ihrer Energie deponieren und schließlich im hadronischen Kalorimeter aufgefangen werden. Um einerseits einen Schauer auszulösen und andererseits die absorbierte Energie zu messen, besteht das elektromagnetische Kalorimeter abwechselnd aus einer Absorber-Schicht von 1,5 mm dicken Bleiplatten und einer Schicht flüssigen Argons, welches das aktive Medium darstellt. Es nimmt einen Teil der Gesamtenergie über Ionisationsprozesse auf und erzeugt dabei einen elektrischen Impuls (zwischen den Bleiplatten liegen Elektroden mit einer Spannung von 2 kV). Der gemessene Impuls ist dabei im Mittel proportional zur Teilchenenergie. Das elektromagnetische Kalorimeter muss sehr genau kalibriert werden, um von dem Signal, das am Ende in Form einer verstärkten Spannung registriert wird, auf die wahre Energie der Teilchen schließen zu können. Die einzelnen Materiallagen sind in einer Akkordeonstruktur aufeinandergelegt (siehe Abb. 3.5). Dies gewährleistet eine komplette Symmetrie in  $\phi$ -Richtung und generiert eine gleichförmige Antwortfunktion, unabhängig von der Einfallsrichtung des Teilchens. Das gesamte elektromagnetische Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, der das Argon ausreichend kühlt, um es flüssig zu halten. In radialer Richtung besteht das Kalorimeter aus drei Lagen, sogenannten Samplings, von denen die mittlere Lage den Großteil ausmacht. Die Granularität beträgt hier  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ . Insgesamt besitzt dieses Kalorimeter 190 000 Auslesekanäle und hat im zentralen Barrel-Bereich eine Tiefe von ca. 24 Strahlungslängen  $X_0$ .



**Abbildung 3.5:** Die Akkordeonstruktur des elektromagnetischen Kalorimeters [20].

Der Barrel-Teil kann Teilchen bis zu einer Pseudorapidität von  $|\eta| < 1,475$  detektieren, für kleinere Winkel ( $1,375 < |\eta| < 3,2$ ) ist rechts und links des Barrels jeweils eine Endkappe installiert, die ebenfalls eine Akkordeonstruktur aufweisen. Die erwartete Auflösung des ECAL beträgt  $\Delta E/E = \sqrt{(0,1)^2/E + (0,03)^2}$ ,

wobei für die Energie nur deren Wert in GeV (also ohne die Einheit) angegeben wird. Der zweite Term in der Wurzel steht für systematische Fehlerabweichungen. Mit zunehmender Energie verbessert sich demnach die Auflösung.

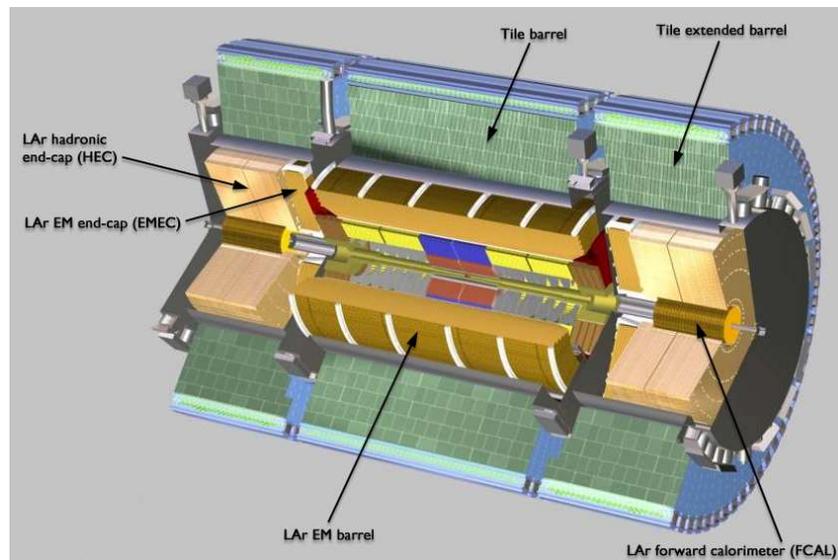
### Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter bestimmt die Energie von hadronischen Teilchen wie z.B. Pionen. Aufgrund ihrer großen Masse und dadurch großen kinetische Energie, werden diese Teilchen vom elektromagnetischen Kalorimeter nicht vollständig absorbiert. Das hadronische Kalorimeter besteht aus Stahlschichten, die als Absorbermaterial dienen, und dazwischen liegenden Szintillatorplatten, die das aktive Medium bilden. Aufgesetzte Photomultiplier registrieren schließlich die Energie des im Szintillatormaterial emittierten Lichts. Im Absorbermaterial verlieren die Hadronen ihre Energie im Wesentlichen durch Kernwechselwirkungen und erzeugen dabei hadronische Schauer. Die charakteristische Größe ist dabei die mittlere Absorptionslänge  $\lambda_{\text{had}}$ . Nach Durchlaufen einer Absorptionslänge hat mit 63%-iger Wahrscheinlichkeit eine inelastische hadronische Wechselwirkung stattgefunden. Für Eisen beträgt  $\lambda_{\text{had}} \approx 18 \text{ cm}$ . Somit weist das hadronische Kalorimeter im Bereich von  $\eta = 0$  eine Tiefe von  $\sim 8 \lambda_{\text{had}}$  auf. Es gilt jedoch zu beachten, dass die Hadronen bereits im elektromagnetischen Kalorimeter den größten Teil ihrer Energie verlieren. Dieser Energieverlust entspricht einer zusätzlichen Absorptionslänge von  $1,2 \lambda_{\text{had}}$ , ist also größer als 63%. Das hadronische Kalorimeter ist in longitudinaler Richtung dreigeteilt und besteht im zentralen Bereich aus dem "Barrel" und in den äußeren Bereichen aus den zwei "Extended Barrels" (siehe Abb. 3.6). Das zentrale Barrel deckt den Bereich bis  $|\eta| < 1,0$  ab, das Extended Barrel reicht von  $|\eta| > 0,8$  bis zu  $|\eta| < 1,7$ .

Die Granularität des hadronischen Kalorimeters beträgt  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$  und ist damit deutlich gröber als die des elektromagnetischen Kalorimeters. Insgesamt besitzt das hadronische Kalorimeter  $\sim 10.000$  Auslesekanäle und verfügt über eine Auflösung von  $\Delta E/E = \sqrt{(0,5)^2/E + (0,03)^2}$ . Für Teilchen, die bei einem Kollisionsereignis unter sehr kleinen Winkeln emittiert werden, sind an den beiden Kopfen von ATLAS Endcap-Kalorimeter angebracht, die aus Kupfer- und flüssigen Argonschichten bestehen. In Abbildung 3.6 sind sie als "LAr hadronic end-caps" bezeichnet.

### Die Vorwärts-Kalorimeter

Für kleinste Winkel gibt es schließlich noch die beiden Vorwärts-Kalorimeter, die sich jeweils in sehr geringem Abstand zur Strahlachse befinden. Obwohl man bei



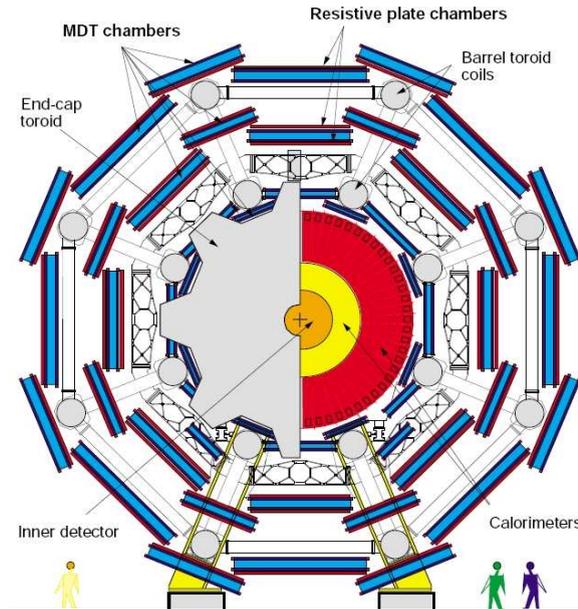
**Abbildung 3.6:** Längsschnitt durch die ATLAS-Kalorimeter [15].

der Suche nach neuer Physik hauptsächlich an Teilchen mit hohen Transversalimpulsen Interesse hat (denn dann fand bei dem Ereignis offensichtlich ein hoher Energieübertrag statt), ist es notwendig die Energie der dort detektierten Teilchen zu messen, damit der Interaktionspunkt möglichst hermetisch umschlossen ist. So geht keine Energie aus dem System verloren. Nur dadurch lassen sich über eine Impuls- und Energiebilanz nicht-wechselwirkende Teilchen später nachweisen.

### 3.2.3 Das Myon-Detektorsystem

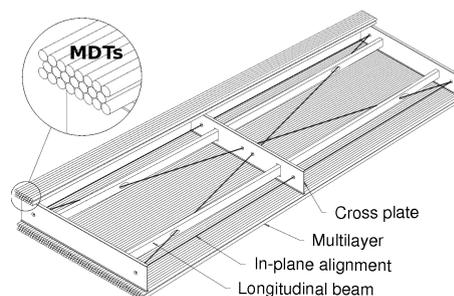
Als minimal ionisierende Teilchen sind Myonen die einzigen elektrisch geladenen Teilchen, die in den Kalorimetern nicht vollständig absorbiert werden und diese durchdringen können. Um eine komplette Ereignisrekonstruktion durchführen zu können ist es aber unerlässlich, Richtung und Impuls bzw. Energie der Myonen zu kennen. Dies geschieht in einem separaten Myon-Spektrometer, das sich außerhalb des Kalorimeters befindet. Es ist wie das hadronische Kalorimeter in einen Barrel- und einen Endcap-Bereich aufgeteilt. Ein großes System von insgesamt acht supraleitenden Toroidmagneten (siehe Abb. 3.2) erzeugt im Barrel-Bereich ein Magnetfeld von ca. 4 Tesla, das zirkular um die Strahlachse verläuft und die Myonen auf gekrümmte Bahnen zwingt. In den beiden Endcap-Bereichen befindet sich jeweils ein massiver Endcap-Magnet, der für die magnetische Ablenkung von Myonen mit größerem  $\eta$  sorgt. Die Myonkammern sind für  $|\eta| < 1$  radial in drei Lagen angeordnet (siehe Abb. 3.7), von denen sich die mittlere im Magnetfeld des Barrel-Toroiden befindet. Durch eine Ortsmessung in jeder der drei Lagen lässt

sich die Ablenkung der Myonen im Magnetfeld und damit ihr Transversalimpuls bestimmen.



**Abbildung 3.7:** Der ATLAS-Detektor im Querschnitt. Man erkennt die drei Lagen der Myonkammern (MDT chambers) [15].

Eine Myonkammer setzt sich aus zwei Schichten mit jeweils drei oder vier Lagen von dichtgepackten gasgefüllten Driftröhren (MDTs<sup>7</sup>) zusammen (siehe Abb. 3.8). Sie bestehen aus Aluminium, haben jeweils einen Durchmesser von 3 cm und eine Länge von 6 m. Passiert ein Myon die MDTs, so wird deren Füllgas ionisiert und die Elektronen wandern zu einem unter Hochspannung stehenden Signaldraht im Innern der Röhren.



**Abbildung 3.8:** Skizze einer Myonkammer im Barrel-Bereich [15].

<sup>7</sup>Monitored Drift Tubes

Jeder Myonkammer ist eine Triggerstufe (RPCs<sup>8</sup> oder TGCs<sup>9</sup>) vorgeschaltet, welche die Durchgangszeit eines Teilchens innerhalb 1 ns registriert. Aus der zeitlichen Verzögerung zum MDT-Signal ergibt sich die Driftzeit und damit der Abstand des Myons zum Signaldraht. Auf diese Weise kann eine Auflösung von  $80\ \mu\text{m}$  erreicht werden. Nahe zur Strahlachse, also im Endcap-Bereich, werden statt der MDTs die robusteren CSCs<sup>10</sup> eingesetzt, da die Strahlungsbelastung in Vorwärtsrichtung für die MDTs zu hoch wäre.

Die drei Lagen von Myonkammern können mit einer Genauigkeit von 2% den Transversalimpuls eines Myons mit  $p_T \approx 100\ \text{GeV}$  bestimmen. Bei  $p_T \approx 1\ \text{TeV}$  sind es immerhin noch 10%. Das Myon-Spektrometer ist letztendlich für die enormen Abmessungen des ATLAS-Detektors verantwortlich, da die Myonen für eine Impulsmessung mit der geforderten Auflösung eine ausreichend lange Strecke durchfliegen müssen. Das gesamte System besitzt über eine Million Auslesekanäle und alle Detektorlagen zusammen bedecken eine Fläche von fast 12 000 Quadratmetern. Weitere Informationen zum Myon-Spektrometer sind in [21] zu finden.

### 3.2.4 Das ATLAS-Triggersystem

Aufgrund der hohen Bunch-Crossing-Rate der beiden Protonenstrahlen von 40 MHz bei einer Luminosität von  $L_{\text{design}} = 2 \cdot 10^{34}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ist es unmöglich, die Informationen aller Kollisionsereignisse dauerhaft abzuspeichern. Die Speichergröße eines Ereignisses beläuft sich auf  $\sim 1,5\ \text{MB}$ , was zur Folge hat, dass jede Sekunde eine Datenmenge von  $\sim 60\ \text{TB}$  anfällt. Jedoch enthalten viele der Wechselwirkungen keine interessanten Ereignisse, denn die überwiegende Zahl der Kollisionen sind weiche Proton-Proton-Wechselwirkungen mit kleinen Streuwinkeln. Wesentlich seltener und interessanter sind dagegen die harten Wechselwirkungsprozesse zwischen den Konstituenten der Protonen. Da gegenwärtig aus technischen Gründen maximal  $\sim 300\ \text{MB/s}$  an Daten dauerhaft gespeichert werden können, ist eine Reduktion der Datenrate um fünf Größenordnungen auf 200 Hz nötig. Diese Aufgabe leistet ein dreistufiges Triggersystem (Level 1 Trigger, Level 2 Trigger und Ereignis-Filter), das die enorme Menge der ankommenden Daten auf ein handhabbares Maß reduziert, indem es aufgrund spezifischer Kriterien nur die gewünschten Ereignisse aus dem hohen Untergrund selektiert und für spätere Offline-Analysen aufzeichnet. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Stufen kurz beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung der Triggerprozesse findet man in [22] und [23].

---

<sup>8</sup>Resistive Plate Chambers

<sup>9</sup>Thin Gap Chambers

<sup>10</sup>Cathode Strip Chambers

**Level 1 Trigger:** Die erste Triggerstufe (LVL1) reduziert die Datenrate von ursprünglich 40 MHz auf maximal 100 kHz. Die Zeit, die LVL1 benötigen darf, um ein Ereignis zu verwerfen oder zu akzeptieren, beträgt dabei  $\sim 2,5 \mu\text{s}$ . Er ist daher als reiner Hardware-Trigger konzipiert. Der LVL1 verwendet zur Selektion nicht das gesamte Ereignis, sondern ausschließlich Daten aus den Kalorimetern und dem Myon-Spektrometer. Für die interessanten Ereignisse stellen die Subdetektoren sogenannte “Regions of Interest” (RoIs) zur Verfügung, die im positiven Fall an den nachfolgenden Level 2 Trigger weitergereicht werden. Die Information des gesamten Ereignisses wird während dieser  $2,5 \mu\text{s}$  in “Pipeline Memories” zwischengespeichert, die sich auf dem Detektor selbst befinden. Der LVL1-Trigger entscheidet schließlich anhand eines benutzerspezifischen Triggermenüs, ob die Daten aus der Pipeline überschrieben oder weitergereicht werden. Das Triggermenü ist eine Ansammlung von verschiedenen Bedingungen, die festlegen, bei welchen Ereignistypen der Trigger das Ereignis akzeptiert. Dabei muss nur eine der Bedingungen erfüllt sein. Beispielsweise gibt es beim LVL1-Menü Einträge für hochenergetische Myonen, elektromagnetische Cluster,  $\tau$ -Leptonen, multiple Jets mit hohem Transversalimpuls sowie fehlende Transversalenergie  $\cancel{E}_T$ . Gerade die beiden Letztgenannten spielen bei der Suche nach Extra-Dimensionen eine wichtige Rolle.

**Level 2 Trigger:** Die nachfolgende Triggerstufe (LVL2) ist ein rein softwarebasiertes System, welches speziell entwickelte Algorithmen auf großen PC-Farmen einsetzt. Es hat die Aufgabe, die Daten weiter zu selektieren und eine Reduktion der Datenrate auf  $\sim 1 \text{ kHz}$  zu erreichen. Hierfür stehen dem LVL2-Trigger 10 ms zu Verfügung. Für seine Entscheidung untersucht er die bereit gestellten ROIs und greift dabei auf die vollen Detektordaten zu. Die Algorithmen des LVL2-Triggers untersuchen nun die von LVL1 akzeptierten Ereignisse genauer und legen dabei striktere Selektionskriterien zugrunde. Eine verfeinerte Triggerentscheidung auf  $\cancel{E}_T$  ist beim LVL2-Trigger jedoch nicht möglich.

**Ereignis-Filter:** Die letzte Triggerstufe besteht aus dem Ereignis-Filter und ist ebenfalls rein softwarebasiert. Dieser ermöglicht eine komplette Rekonstruktion eines Ereignisses innerhalb von  $\sim 1 \text{ s}$ . Als zusätzlichen Input zu den Ereignissen, die LVL2 passiert haben, fließen in den Ereignis-Filter nun auch die Daten aus den “pipeline memories”, die die vollständige Ereignisinformation enthalten, mit ein. Durch nochmals verschärfte Kriterien für ein einzelnes Ereignis wird die Datenrate schließlich auf maximal 200 Hz reduziert. Die Ereignisse, die den Ereignis-Filter passiert haben, werden sodann dauerhaft gespeichert und stehen für eine ausführliche Analyse zur Verfügung.

# 4 Die Suche nach Extra-Dimensionen

## 4.1 Eigenschaften von Monojets und QCD-Dijets

### 4.1.1 Transversaler Impuls, transversale Energie

Ab 2008 werden am LHC Protonen aufeinander geschossen, die sich aus punktförmigen Quarks und Gluonen, den sogenannten Partonen, zusammensetzen. Wie die Impulse bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV dabei entlang des Teilchenstrahls auf die einzelnen Partonen verteilt sind, ist durch Parton-Verteilungsfunktionen (PDFs) [24] festgelegt und daher für ein einzelnes Ereignis a priori unbekannt. So werden die Impulse in  $z$ -Richtung zweier am Interaktionspunkt wechselwirkender Quarks in der Regel nicht den gleichen Betrag haben. Folglich findet nach einer Teilchenkollision ein Boost in die positive oder negative  $z$ -Richtung statt. Anders verhält es sich mit dem Transversalimpuls  $p_T$ . Dieser liegt in der  $x$ - $y$ -Ebene (siehe Abb. 3.3) und sein Betrag ergibt sich dementsprechend zu

$$|\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (4.1)$$

Da nur in transversaler Richtung der Anfangszustand bekannt ist – der gesamte Transversalimpuls ist näherungsweise gleich Null – wird beim ATLAS-Detektor bevorzugt mit der Angabe des Transversalimpulses  $p_T$  bzw. der Transversalenergie  $E_T$  gearbeitet<sup>1</sup>. Bei einem vollständig rekonstruierbaren Ereignis muss sich

---

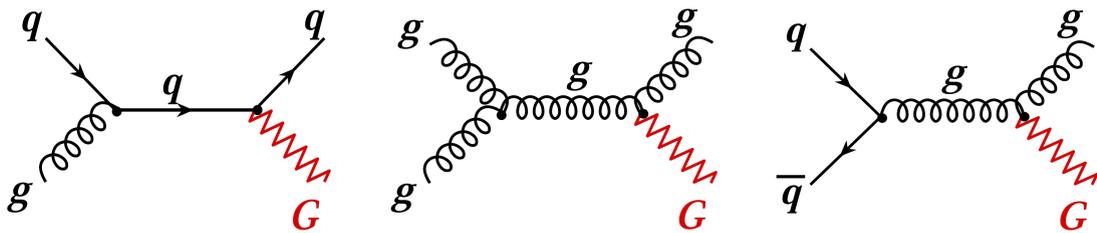
<sup>1</sup>Aufgrund der hohen kinetischen Teilchenenergien der in dieser Arbeit betrachteten Ereignisse ist die Ruheenergie der Teilchen im Vergleich zu ihrer hohen Transversalenergie vernachlässigbar klein. Die Beziehung zwischen Impuls und Energie ergibt sich dann näherungsweise zu  $E \approx p$ .

die vektorielle Summe der Transversalimpulse aller erzeugten Teilchen wieder zu Null ergeben:

$$\sum_i \vec{p}_{T_i} = 0 \quad (4.2)$$

### 4.1.2 Monojets

Sollte unsere Welt tatsächlich von kompaktifizierten Extra-Dimensionen durchsetzt sein und die fundamentale Planck-Skala  $M_D$  im TeV-Bereich liegen, so wäre am LHC bei Ereignissen mit hohen Impulsüberträgen eine direkte Erzeugung von Kaluza-Klein-Gravitonen möglich. Solch ein Ereignis kann in 1. Ordnung durch drei verschiedene Prozesse bewirkt werden (siehe Abb. 4.1):  $qg \rightarrow qG$ ,  $gg \rightarrow gG$  und  $q\bar{q} \rightarrow gG$ , wobei  $q$ ,  $\bar{q}$ ,  $g$  und  $G$  in dieser Reihenfolge für Quark, Antiquark, Gluon und KK-Graviton stehen.



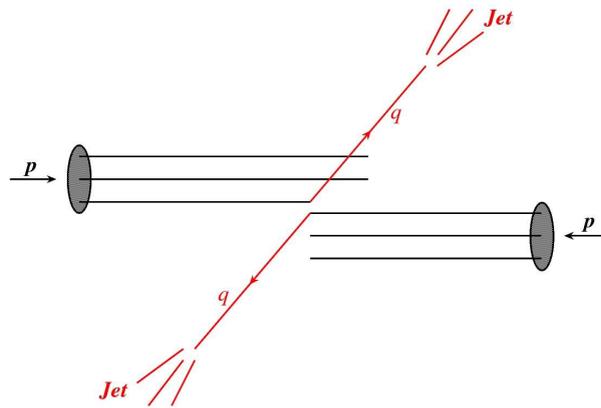
**Abbildung 4.1:** Direkte KK-Graviton-Erzeugung. *Links:* Quark-Gluon-Fusion, *Mitte:* Gluon-Gluon-Fusion, *Rechts:* Quark-Antiquark-Annihilation

Die Gravitonen können dabei in den zusätzlichen Raumdimensionen verschwinden und verlassen den ATLAS-Detektor ohne ein direkt messbares Signal. Sie gehen also dem System verloren und mit ihnen ihr Impuls und die Energie, die sie mit sich führen. Das Quark bzw. das Gluon aus Abb. 4.1 hadronisiert jedoch und bildet dabei einen Teilchenjet aus (die Begriffe Hadronisierung und Teilchenjets werden im Abschnitt 4.1.3 noch ausführlicher beschrieben), der seine Energie schließlich in den Kalorimetern deponiert. Der Detektor registriert im Idealfall einen einzelnen Jet - einen *Monojet*. Es ist klar, dass solch ein Signal die vom Detektor rekonstruierte transversale Energiebilanz verletzen muss. Genau dieser Umstand stellt die experimentelle Signatur der KK-Graviton-Erzeugung dar: *Fehlende Transversalenergie*  $\cancel{E}_T$  gepaart mit einem hochenergetischen Jet. Eine genaue Kenntnis von  $\cancel{E}_T$  ist jedoch nicht nur für die Suche nach Extra-Dimensionen erforderlich, sondern spielt auch in anderen Bereichen von neuer

Physik eine tragende Rolle. So würde zum Beispiel das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP - siehe Abschnitt 2.2) ebenso unbemerkt wie ein KK-Graviton den Detektor verlassen. Zusammenfassend wird die vektorielle Summe aller im Endzustand nicht wechselwirkenden stabilen Teilchen wie Neutrinos, LSPs und KK-Gravitonen als wahre fehlende Transversalenergie,  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ , bezeichnet.

### 4.1.3 Dijets

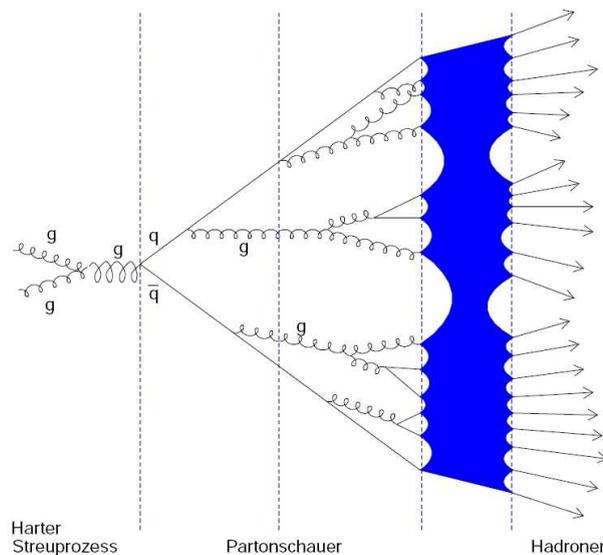
Kommt es bei einer Proton-Proton-Kollision zu einem harten Streuprozess zweier Partonen, so sind die am häufigsten auftretenden Ereignisse sogenannte *Dijet-Ereignisse*. Die beiden streuenden Partonen werden dabei aus dem Proton herausgerissen und bilden jeweils einen Jet mit hoher Transversalenergie  $E_T$ . Dieser Prozess ist in Abb. 4.2 veranschaulicht.



**Abbildung 4.2:** Skizze eines Dijet-Ereignisses. Die beiden Partonen fliegen aufgrund der Transversalimpulserhaltung in entgegengesetzter  $\phi$ -Richtung davon und bilden jeweils einen Teilchenjet.

Solche Teilchenjets sind eine direkte Folge des “Confinements” in der QCD. Der Ausdruck bezeichnet das Phänomen, dass Teilchen, die eine Farbladung tragen, offenbar nie isoliert vorkommen, denn in der Natur werden lediglich Quark-Antiquark-Paare (Mesonen) und Quark-Triplets (Baryonen) beobachtet. Diese sind jeweils farbneutral. Das aus seinem Teilchenverbund herausgetrennte Parton kann im Sinne eines Bremsstrahlungsprozesses ein Gluon emittieren,  $q \rightarrow qg$  bzw.  $g \rightarrow gg$ . Ebenso kann ein Gluon in Quark und Antiquark zerfallen,  $g \rightarrow q\bar{q}$ , die wiederum Gluonen abstrahlen können usw. . Aufgrund der hohen kinetischen Energie werden die erzeugten Teilchen meist in einem kleinen Öffnungswinkel in Flugrichtung emittiert und es entsteht ein sogenannter Partonschauer, dessen

Berechnung nur näherungsweise möglich ist. Mit zunehmendem Abstand der farb-geladenen Partonen steigt jedoch nach der Theorie der QCD deren gegenseitige Wechselwirkungsenergie an. Ab einem gewissen Punkt ist es energetisch günstiger aus dieser Energie neue Farbteilchen zu erzeugen und zwar in der Art, dass farb-neutrale Hadronen entstehen können. Man nennt diesen Prozess *Fragmentation*. Durch weiteren Zerfall der meist instabilen Hadronen bildet sich schließlich der Teilchenjet, der dann auch Leptonen enthalten kann. Der Vorgang ist in Abb 4.3 skizziert.



**Abbildung 4.3:** Ein harter Streuprozess und der darauf folgende Partonschauer. Der blaue Bereich steht als Black-Box für die komplexen Fragmentationsprozesse und die darauf folgenden hadronischen Zerfälle. Den ganzen Prozess nennt man Hadronisierung

Wäre es möglich, Dijet-Ereignisse mit dem ATLAS-Detektor perfekt zu rekonstruieren, so bestünde im Hinblick auf die Monojets keine Notwendigkeit, Dijets weiter zu untersuchen. Allerdings ist kein Teilchendetektor vollkommen und so ist es unvermeidbar, dass immer wieder Dijet-Ereignisse auftreten werden, die aus verschiedenen Gründen (siehe Abschnitt 4.2) ein großes  $\cancel{E}_T$  aufweisen, also unechte (*“fake”*) fehlende Energie. Solche Ereignisse stellen einen Untergrund zu dem gesuchten Signal dar. Eine Abschätzung der Größe dieses Untergrundes wurde für das ATLAS-Experiment bislang nicht vorgenommen und ist Gegenstand dieser Arbeit.

## 4.2 Ursachen unechter fehlender Energie

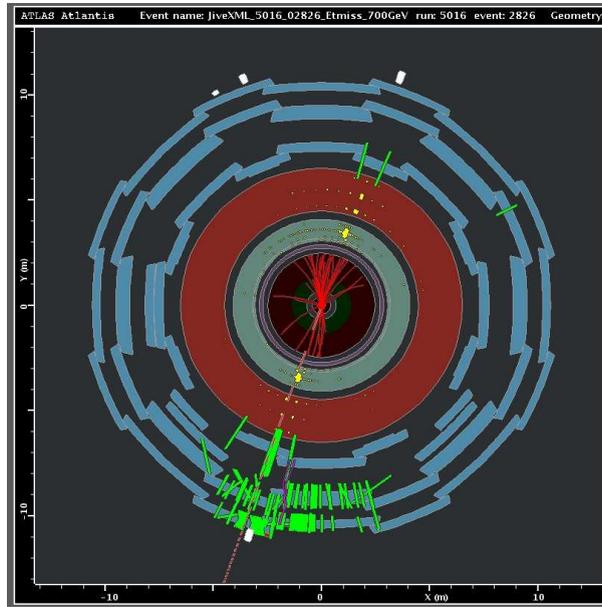
Neben dem Vorhandensein von Neutrinos, die ein  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  erzeugen, können sich auch Detektor-Ineffizienzen und andere äußere Einflüsse für das Aufspüren von KK-Gravitonen als kritisch erweisen. Sie werden dann unter Umständen als graviton-erzeugende Monojet-Ereignisse missinterpretiert. Solche  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$ -Ereignisse können durch folgende Effekte verursacht werden:

- **Multiple Wechselwirkungen:** Bei einer einzelnen Proton-Proton-Kollision kann es vorkommen, dass zeitgleich zwei Partonenpaare einer Streuung unterliegen oder dass ein Parton mehrfach im Proton-Bunch streut. Somit würden sich mehrere Ereignisse überlagern und dadurch Fehlinterpretationen bei der Rekonstruktion ermöglicht werden.
- **Kryostat:** Die Außenhülle des Kryostats befindet sich zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter und wirkt als passives Detektormaterial, in dem Jets einen Teil ihrer Energie undetektiert abgeben. Elektronen und Photonen hingegen deponieren ihre gesamte Energie bereits im elektromagnetischen Kalorimeter und erreichen die Kryostatwand nicht. Für einen Jet mit einem  $p_T$  von über 500 GeV entspricht der Energieverlust durch die Kryostatwand ungefähr 5% seiner Gesamtenergie. Indem man die Energie in der letzten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters mit der ersten Lage des hadronischen Kalorimeters vergleicht, lässt sich der Energieverlust allerdings größtenteils durch Kalibration kompensieren.
- **Defektes Detektormaterial:** Aktives Detektormaterial, das nicht funktionsfähig ist, sorgt in den Kalorimetern für einen zu gering rekonstruierten Wert der Teilchenenergie. Solch ein Ausfall macht sich durch überproportional häufige Energieverluste in der entsprechenden Richtung bemerkbar und sollte daher schnell erkennbar sein.
- **Rauschen:** Die Auslesezellen unterliegen statistischen elektrischen Schwankungen. Dadurch ergibt sich eine untere Nachweisgrenze für die erzeugten Teilchen. Sollten beispielsweise viele niederenergetische Teilchen unter der Nachweisgrenze in die ungefähr gleiche Richtung emittiert werden, kann dadurch ein relativ hoher  $\cancel{E}_T$ -Wert entstehen.
- **”Beam halo“:** Wenn sich ein Proton in der näheren Umgebung des Interaktionspunktes aus seinem Paket entfernt und an Anlagenteilen des LHC streut, so können die Reaktionsprodukte von den Kalorimetern oder Myonkammern registriert werden. Solche Ereignisse sollten leicht zu erkennen sein, da die so eventuell erzeugten Jets und Myonen ihren Ursprung nicht im Interaktionspunkt haben. Allerdings könnten Myonen kleinere, nicht zuzuordnende Energiedepositionen in den Kalorimetern hinterlassen.

- **Gas im Teilchenstrahl:** Da am Interaktionspunkt kein perfektes Vakuum herrscht, kann ein Proton auch jenseits des Interaktionspunktes mit einem Restgasmolekül wechselwirken und somit ein gewöhnliches Ereignis überlagern.
- **Kosmische Myonen:** Besonders energiereiche Myonen können bis tief unter die Erde zum Detektor vordringen und dort vom Myonspektrometer registriert werden oder in den Kalorimetern Energie deponieren.
- **Detektor-Durchschlag:** Ein sehr großer Betrag an fehlender Transversalenergie kann beim sogenannten "Punch-through" auftreten. Dabei durchschlagen Teilchenjets mit sehr hohen Transversalenergien  $E_T$  das hadronische Kalorimeter und deponieren somit in diesem nicht ihre gesamte Energie. Stattdessen lösen die entwichenen Teilchen vielfache Signale in den Myonkammern aus. Einerseits wird dadurch die Energiebilanz der Kalorimeter verfälscht, andererseits werden vom Rekonstruktionsalgorithmus Myonen erzeugt, die gar nicht vorhanden sind. Die Abbildung 4.4 zeigt solch ein simuliertes Ereignis im ATLAS-Detektor. Die Erläuterungen dazu befinden sich in der Bildunterschrift.
- **"Cracks":** Eine weitere wichtige Quelle von  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  sind sogenannte "Cracks". Dies sind Lücken zwischen den einzelnen Detektorkomponenten, die ein Teilchenjet unter verminderter Energieabgabe durchdringen kann. In Abb. 4.5 ist solch ein Crack dargestellt, der sich zwischen dem Barrel und dem Extended-Barrel des hadronischen Kalorimeters befindet. In solchen Regionen verlaufen z.B. Kabel für den inneren Detektor und Leitungen zum Kryostat. Des Weiteren befindet sich bei  $\eta = 0$  eine Lücke von 6 mm zwischen den Komponenten des elektromagnetischen Kalorimeters und für den Bereich um  $|\eta < 0,05|$  existieren Lücken im Myonspektrometer, durch die ebenfalls die genannten Versorgungseinheiten gelegt werden müssen. Hierdurch können undetektierte Myonen mit hohem Transversalimpuls ein erhebliches  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  erzeugen. Aufgrund der festgelegten Lage der Cracks betreffen sie nur solche Teilchen, die unter einem bestimmten  $\eta$  in den Detektor eindringen. In  $\phi$ -Richtung sind sie allerdings symmetrisch. Wichtige Crack-Regionen und ihren Einfluss auf die rekonstruierte Energie von Teilchenjets werden in der Analyse in Kapitel 5 untersucht.

### 4.3 Ursachen echter fehlender Energie

Bei der Rekonstruktion ist ein Neutrino von einem KK-Graviton nicht zu unterscheiden, denn beide Teilchen sind im ATLAS-Detektor nicht direkt nachweis-

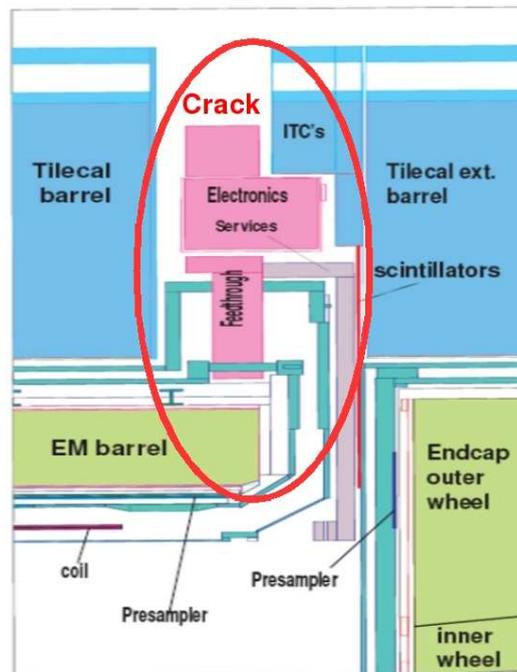


**Abbildung 4.4:** Ein Punch-Through-Ereignis, abgebildet mit dem Programm ATLANTIS [25]. Die Abbildung zeigt den ATLAS-Detektor in der x-y-Ebene. Die äußeren weißen Punkte markieren die Positionen der rekonstruierten Teilchenjets eines Dijet-Ereignisses. Die roten Spuren im inneren Detektor bilden die Teilchenspuren, die gelben Punkte sind Einträge in den Kalorimetern. Die grünen Linien zeigen Signale in den Myonkammern. Die beiden gegenüberliegenden Jets bilden den Dijet. Die beiden anderen Jets links oben sind sehr energiearm und können vernachlässigt werden. Eine Auswertung der Energien auf Truth-Ebene ergibt für das Dijet-Paar eine Energie von jeweils  $\sim 2,2$  TeV. Der untere Jet wurde allerdings nur mit  $\sim 1,5$  TeV rekonstruiert. Er hat das hadronische Kalorimeter durchschlagen und löst in den Myonkammern zahlreiche Signale aus. Das vorliegende Ereignis erzeugt ein  $\cancel{E}_T^{\text{fake}} > 700$  GeV.

bar. Bei bestimmten Ereignissen entstehen daher Monojet-Signaturen, die aus gewöhnlichen Standardmodell-Zerfällen resultieren und ein  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  erzeugen. Hierzu tragen hauptsächlich zwei Prozesse bei:

- Ein Z-Boson zerfällt in zwei Neutrinos:  $Z (\rightarrow \nu + \bar{\nu}) + jet$  (siehe Abb. 4.6, links). Dieser Untergrund ist immer vorhanden und lässt sich nicht reduzieren.
- Ein W-Boson zerfällt in ein Lepton und ein Neutrino:  $W (\rightarrow l + \nu) + jet$  (siehe Abb. 4.6, rechts). Dieser Untergrund ist teilweise reduzierbar, indem man Ereignisse mit isolierten Leptonen aus der Analyse ausschließt.

Über den Untergrund durch  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  wurde bei ATLAS bereits eine Studie durchgeführt, deren wichtigsten Ergebnisse in Abschnitt 4.5.4 kurz dargestellt werden.



**Abbildung 4.5:** Crack-Region im Detektor zwischen Barrel und Extended Barrel des hadronischen Kalorimeters (bei  $|\eta| \approx 1,0$ ) sowie zwischen Barrel und Endcap des elektromagnetischen Kalorimeters (bei  $|\eta| \approx 1,5$ ) [15].

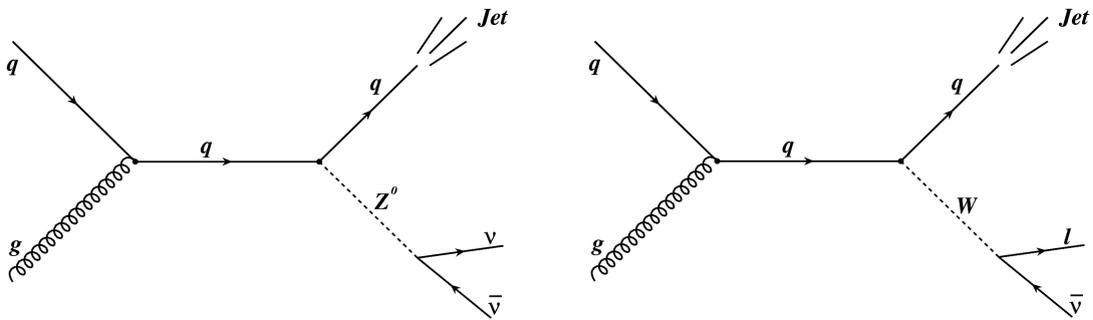
## 4.4 Die Suche nach Extra-Dimensionen am Tevatron

Schon vor dem ATLAS-Experiment wurde und wird nach Signalen von Extra-Dimensionen gesucht. Bereits in den Jahren 1992 bis 1996 wurden an den Experimenten des Tevatron-Teilchenbeschleunigers am Fermilab<sup>2</sup> in Chicago Daten aufgezeichnet, die einer integrierten Luminosität von ca.  $\mathcal{L} = 80 \text{ pb}^{-1}$  entsprechen<sup>3</sup>. Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  des Proton-Antiproton-Beschleunigers betrug dabei 1,8 TeV. Ein Hinweis auf die Existenz von Extra-Dimensionen konnte an den beiden größten Experimenten  $D\phi$  (ausgesprochen: "D-Zero") und CDF<sup>4</sup> jedoch nicht gefunden werden. Dennoch ermöglichten sie, untere Ausschlussgrenzen

<sup>2</sup>Fermilab ist die Abkürzung für *Fermi National Accelerator Laboratory*.

<sup>3</sup>Das Barn, Symbol b, ist eine Flächeneinheit, die zur Angabe von Wirkungsquerschnitten in der Atom-, Kern- und Teilchenphysik verwendet wird.  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ .

<sup>4</sup>Collider Detector at Fermilab.



**Abbildung 4.6:** Nicht reduzierbarer (links) und bedingt reduzierbarer (rechts) Untergrund zu Monojet-Ereignissen:  $Z^0$ -Zerfälle in Neutrinos und  $W^\pm$ -Zerfälle in Lepton und Neutrino sorgen für natürliches  $\cancel{E}_T$  im Detektor.

zen für die fundamentale Planck-Skala  $M_D$  festzulegen. Bei  $D\cancel{\phi}$  ergab sich für  $n = 3 \dots 6$  ein  $M_D > 0,80 \text{ TeV} (n = 3) \dots M_D > 0,65 \text{ TeV} (n = 6)$  [26]. CDF konnte fast identische Ergebnisse vorweisen [27]. Damit lagen die Werte also um mindestens einen Faktor 2 oberhalb der elektroschwachen Skala  $\nu$ . Nach einem Upgrade der Anlage auf  $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$  wurde in einem zweiten Lauf seit 2002 eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L} = 368 \text{ pb}^{-1}$  erreicht und ausgewertet. Wiederum gab es keinen Hinweis auf zusätzliche Raumdimensionen, doch die Ausschlussgrenzen für  $M_D$  konnten weiter heraufgesetzt werden:  $M_D > 0,99 \text{ TeV} (n = 3) \dots M_D > 0,83 \text{ TeV} (n = 6)$  [28].

## 4.5 Ereignis-Simulation

Um auf die Analyse der Daten des ATLAS-Detektors vorbereitet zu sein, beschäftigt man sich bereits im Vorfeld mit der Untersuchung simulierter Ereignisse. Dadurch erhält man Signaturen spezieller physikalischer Prozesse wie beispielsweise dem Higgs-Zerfall oder der Erzeugung von KK-Gravitonen, nach denen dann in den ATLAS-Daten gesucht werden kann. Durch die Fokussierung auf einen bestimmten physikalischen Prozess, kann so innerhalb einer kurzen Zeitspanne eine Verteilung generiert werden, für die das ATLAS-Experiment unter Umständen mehrere Jahre benötigt. Die gesamte Programmumgebung des ATLAS-Experiments, in der sowohl die Detektorsimulation als auch die Ereignisrekonstruktion durchgeführt werden, heißt ATHENA.

### 4.5.1 Die Erzeugung von KK-Gravitonen durch den Ereignisgenerator PYTHIA

Die simulierte Erzeugung von KK-Gravitonen erfolgt mit einem sogenannten Monte-Carlo-Generator. Der Begriff Monte-Carlo-Algorithmus beschreibt im Allgemeinen einen Zufallsalgorithmus. Mit zunehmender Anzahl an Ereignissen verringert sich dabei der relative statistische Fehler<sup>5</sup>. Damit sind diese Algorithmen sehr gut zur Simulation von quantenmechanischen Prozessen geeignet, die gerade solche inhärenten statistischen Fluktuationen aufweisen. In dieser Arbeit wurde der Ereignisgenerator PYTHIA [29] verwendet, der als eigenständiges Programm in die ATHENA-Umgebung eingebunden wird. Mit Hilfe von PYTHIA können Wechselwirkungen auf Partonniveau nachgebildet und so simulierte Daten erzeugt werden. Das Programm berechnet unter anderem die Bildung von Partonschauern mit deren Hadronisierung, sowie die Abstrahlung von Bosonen und Zerfälle instabiler Teilchen. Ebenfalls in PYTHIA berücksichtigt ist die Möglichkeit multipler Wechselwirkungen. Erreichen die Teilchen den ATLAS-Detektor, kommt es in den Kalorimetern zu Energiedepositionen aus denen – zusammen mit den Informationen aus dem inneren Detektor und den Myonkammern – die Ereignisse rekonstruiert werden können. Die vereinfachte Simulation dieser Detektor-Vorgänge übernimmt das Programm ATLFast [30]. PYTHIA selbst ist nicht in der Lage KK-Graviton erzeugende Wechselwirkungen nachzubilden. Hierfür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein bereits vorhandener Zusatzcode in PYTHIA implementiert [31]. In diesem Code lassen sich verschiedene Parameter einstellen, wie beispielsweise die Anzahl  $n$  der Extra-Dimensionen, die Größe der fundamentalen Planck-Skala  $M_D$ , die drei Arten der KK-Graviton-Erzeugung oder die maximal erlaubte Masse eines KK-Gravitons. Da man hauptsächlich an Ereignissen mit deutlichen Monojet-Signaturen – möglichst im TeV-Bereich – interessiert ist, wurde bereits bei der Erzeugung der Simulationsdaten eine untere Grenze für den transversalen Impuls des höchstenergetischen Partons festgelegt. Monojet-Ereignisse im niedrigen Energiebereich sind aus den  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ -Untergrund nicht mehr herauszufiltern (siehe Abschnitt 4.5.4, Abb. 4.7). Die Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht der Parameter und der vorgenommenen Einstellungen.

---

<sup>5</sup>Der absolute Fehler beträgt bei Monte-Carlo-Simulationen  $\sqrt{N}$ , wobei  $N$  die Anzahl der Ereignisse ist. Somit ergibt sich der relative Fehler zu  $\sqrt{N}/N = 1/\sqrt{N}$ .

## 4.5. Die Detektorsimulation und Ereignisrekonstruktion durch ATLFAS**ST**

<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>	<i>Bemerkung</i>
PTcut	$> 500 \text{ GeV}$	Der minimale Transversalimpuls $p_T$ des führenden Partons. Man ist nur an den hochenergetischen Ereignissen interessiert, die eine deutliche Signatur liefern.
NDIM	$2 \dots 6$	Die Anzahl der Extra-Dimensionen. $\text{NDIM} = n$ . Zu Anschauungszwecken wurde auch der bereits ausgeschlossene Fall $\text{NDIM} = 2$ analysiert.
IPROC	1110 ( $q\bar{q} \rightarrow gG$ ) 1111 ( $qg \rightarrow qG$ ) 1112 ( $gg \rightarrow gG$ )	Die Variable bezeichnet die Codes für die verschiedenen KK-Graviton Erzeugungsmechanismen.
aMD	2 TeV, 5 TeV	Die fundamentale Planck-Skala.
amgravmin	0 TeV	Untere Grenze der KK-Gravitonmasse.
amgravmax	2 TeV, 5 TeV	Obere Grenze der KK-Gravitonmasse. Diese wird auf den Wert von $M_D$ gesetzt (siehe hierzu die Erläuterungen in Abschnitt 4.5.4).
Sigmax	$1, 2 \times 10^{-8} \text{ mb}$	technischer Parameter

**Tabelle 4.1:** Die für diese Arbeit relevanten Parameter im Erweiterungs-Code zu PYTHIA und die gewählten Einstellungen.

### 4.5.2 Die Detektorsimulation und Ereignisrekonstruktion durch ATLFAS**T**

Für gewöhnlich besteht die vollständige Simulation von Ereignissen aus drei wichtigen Schritten:

1. Ereignissimulation
2. Detektorsimulation
3. Ereignisrekonstruktion

ATLFAST beinhaltet sowohl eine schnelle Detektorsimulation als auch die Algorithmen zur Rekonstruktion von Ereignissen. Es ist in der ATHENA-Umgebung bereits enthalten. Der Begriff ist ein Kunstwort und setzt sich aus ATLAS und dem englischen Wort für schnell – fast – zusammen. Im Gegensatz zu

einer vollen Detektorsimulation durch das Programm GEANT4 [32] (siehe Abschnitt 4.5.3), die unter Umständen mehrere Minuten Rechenzeit für ein einziges Ereignis benötigt, werden bei ATLFAST hinsichtlich der Beschreibung des Detektoraufbaus und der Rekonstruktion von Teilchen einige Vereinfachungen vorgenommen. ATLFAST beinhaltet zwar die wichtigsten Eigenschaften und Geometrien des ATLAS-Detektors, führt jedoch keine detaillierte Schauerberechnung in den Kalorimetern durch. Stattdessen werden Energien und Impulse der generierten Teilchen verschmiert. Außerdem sind Detektoreffekte, wie beispielsweise die bereits erwähnten Cracks zwischen den einzelnen Subdetektoren, oder Energieverluste in der Kryostatwand nicht implementiert. Die Berücksichtigung solcher Effekte erfolgt erst im Nachhinein durch konstante Korrekturfaktoren.

Der erste Schritt der Rekonstruktion besteht in der Bildung von sogenannten "Clustern". Als Cluster bezeichnet man einen Zusammenschluss von mehreren dicht beieinander liegenden Kalorimeterzellen mit Ladungsdepositionen, die aus den Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Kalorimetermaterial resultieren. Anschließend versucht ATLFAST diese Cluster mit Hilfe von Informationen aus den Spurdetektoren als Elektronen oder Photonen zu identifizieren. Dabei werden nur solche Elektronen und Photonen berücksichtigt, deren Transveralimpuls  $p_T > 5 \text{ GeV}$  (für  $e^-$ ) bzw.  $p_T > 10 \text{ GeV}$  (für  $\gamma$ ) ist und die ein  $|\eta| < 2,5$  aufweisen. Zudem dürfen in unmittelbarer Umgebung keine weiteren Energiecluster vorhanden sein. Ist dies der Fall so erzeugt ATLFAST schließlich isolierte Photonen und Elektronen. Myonen werden mit Hilfe ihrer Signale in den Myon- und den Spurkammern rekonstruiert. Auch auf sie wird ein Isolationskriterium angewandt. Im Allgemeinen ist die Rekonstruktionseffizienz abhängig vom Teilchentyp, vom Transveralimpuls und von der Pseudorapidität. In ATLFAST wird jedoch die Rekonstruktionseffizienz von Elektronen, Photonen und Myonen konstant mit 90% angesetzt.

Alle Energiecluster, die *nicht* einem Elektron oder Photon zugeordnet werden können, werden als potentielle hadronische Jets markiert. Die Rekonstruktion dieser Jets erfolgt durch einen *Cone-Algorithmus*<sup>6</sup>: zunächst werden einzelne Teilchen aufgrund ihres hohen transversalen Impulses als Jet-Kandidaten identifiziert. Der Algorithmus bündelt dann räumlich benachbarte Teilchen zu einem Jet, indem er in einem bestimmten Radius

$$\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (4.3)$$

um den Jet-Kandidaten alle Teilchen hinzuaddiert. In dieser Arbeit wurde dieser Radius auf 0,4 festgelegt. Daher nennt man diesen speziellen und vielfach

---

<sup>6</sup>englisch für "Konus"

erprobten Algorithmus auch *Cone4-Algorithmus*. Schließlich werden nur solche Kandidaten als Jets akzeptiert, die eine bestimmte transversale Mindestenergie überschritten haben. Zuletzt werden noch Energiedepositionen in Kalorimeterzellen berücksichtigt, die nicht für die Bildung von Clusterzellen verwendet wurden. Aus allen Objekten zusammen kann ATLFAST den fehlenden transversalen Impuls  $\cancel{p}_T$  berechnen, indem es die Transversalimpulse aller beobachteten Teilchen vektoriell aufsummiert:

$$\cancel{p}_T = \left| \sum_{reco} \vec{p}_T \right| \quad (4.4)$$

### 4.5.3 Die Ereignisrekonstruktion mit Hilfe von GEANT4

Wie bereits erwähnt, berücksichtigt ATLFAST keine Cracks im Detektor und verschmiert lediglich Energien und Impulse. Für die Rekonstruktion des Signals ist dies für eine erste Analyse vollkommen ausreichend. Jedoch können die zu untersuchenden Untergrundprozesse aus Dijet-Ereignissen auf diese Weise nicht erzeugt werden, denn hierbei spielen Detektorineffizienzen eine entscheidende Rolle. Bei Dijet-Ereignissen ist daher eine volle Simulation mit dem Programm GEANT4 notwendig. Diese Software kann die volle Granularität des ATLAS-Detektors wiedergeben und es ist in der Lage, komplette Teilchenschauer in den Kalorimetern zu simulieren. Ein Rekonstruktionspaket aus der ATHENA-Umgebung übernimmt anschließend die Rekonstruktion des Ereignisses. Mit GEANT4 erzeugte Simulationsdaten wurden bereits für sämtliche Energiebereiche am LHC in großer Zahl erzeugt und sind an zentraler Stelle zugänglich. In der Analyse in Kapitel 5 wurde auf diese Daten zurückgegriffen.

### 4.5.4 Bisherige ATLAS-Studien zu Extra-Dimensionen

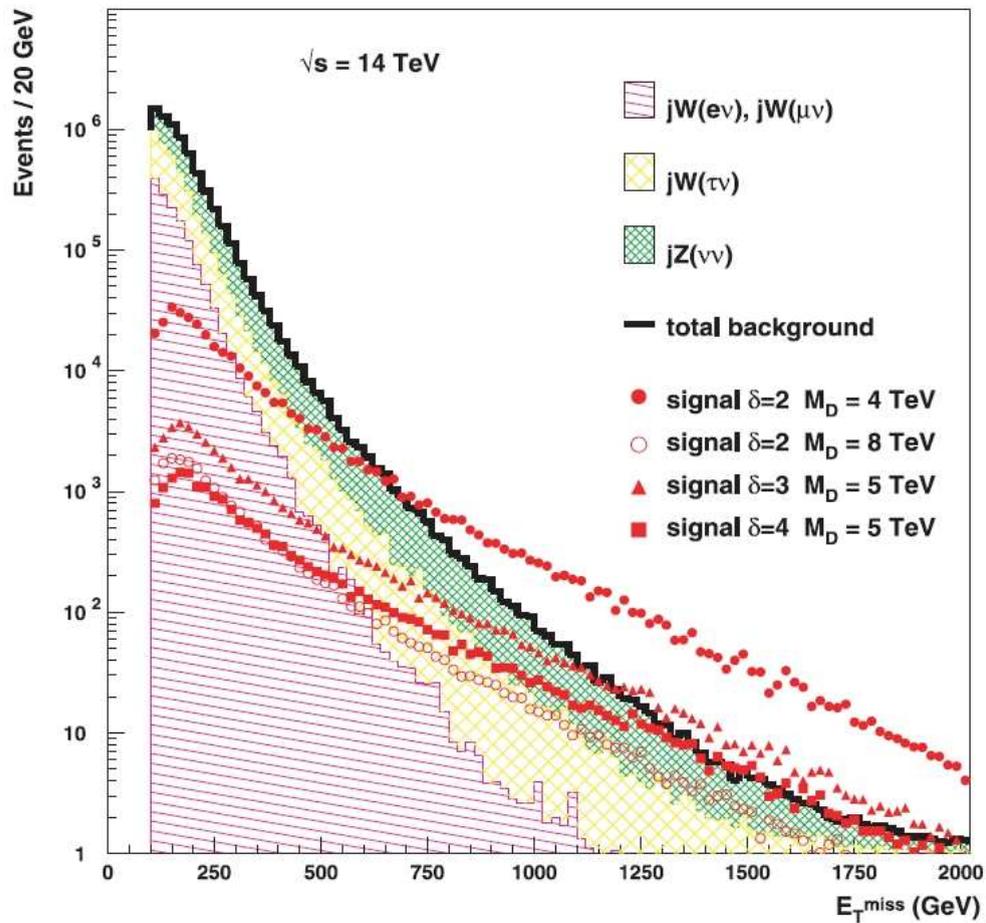
Der Untergrund durch Ereignisse mit  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  wurde bereits in einer ausführlichen Studie durch L. Vacavant und I. Hinchliffe untersucht und 2001 veröffentlicht [33]. Die Detektorsimulation erfolgte hierbei ebenfalls mit ATLFAST, als Monte-Carlo-Generator wurde allerdings das Programm ISAJET benutzt. In der Publikation vernachlässigten die Autoren den Untergrund durch  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$ , da er als vernachlässigbar klein erachtet wurde. Bisherige Untersuchungen von  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  wurden zu dieser Zeit allerdings nur mit ATLFAST durchgeführt und nicht durch eine volle Simulation mit GEANT4 abgebildet. In Abb. 4.7 sind die zentralen Verteilungen dieser Studie abgebildet.

Auf der  $y$ -Achse ist die Anzahl der Ereignisse pro 20 GeV-Intervall aufgetragen, auf der  $x$ -Achse die fehlende Energie durch nicht-wechselwirkende Teilchen<sup>7</sup>. Die schraffierten Flächen kennzeichnen den Untergrund durch  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  (siehe Abschnitt 4.3). Der nicht reduzierbare Anteil durch  $Z (\rightarrow \nu + \bar{\nu}) + jet$  stellt dabei den größten Anteil dar. Man erkennt, dass für  $n = 3$  (in der Studie wurde die Anzahl der Extra-Dimensionen mit  $\delta$  bezeichnet) das Signal erst bei  $\cancel{E}_T > 1200$  GeV eine größere Ereignisanzahl als der Untergrund aufweist. Für größere  $n$  steigt dieser kritische  $\cancel{E}_T$ -Wert weiter an. Des Weiteren ist eine klare Abhängigkeit von der fundamentalen Planck-Skala  $M_D$  für den Fall  $n = 2$  zu sehen: je kleiner  $M_D$  desto deutlicher das Signal. Hierzu ist anzumerken, dass der Vorgang der KK-Gravitonenerzeugung nur für Energien, die deutlich kleiner als  $M_D$  sind, mathematisch korrekt im Rahmen des ADD-Modells beschrieben werden kann. Alle Prozesse, die oberhalb von  $M_D$  stattfinden, unterliegen bislang unbekanntem Gesetzmäßigkeiten. Falls die Physik sich ändern sollte, wird dieser Übergang aber kaum diskret sondern kontinuierlich sein und insofern wurde zwischen der gewählten Planck-Skala und den untersuchten Energien ein gewisser ‘‘Sicherheitsabstand’’ gewählt. Aus diesem Grund wurde der Wert für  $M_D$  in der Studie stets auf mindestens 4 TeV gesetzt.

Das Schaubild erklärt auch, warum bei den Experimenten am Tevatron-Beschleuniger keine Extra-Dimensionen gefunden werden konnten, sofern sie denn existieren: die Schwerpunktsenergie der kollidierenden Hadronen war nicht groß genug. Sollten durch Detektorunzulänglichkeiten gewöhnliche QCD-Ereignisse mit großem  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  rekonstruiert werden, so verschieben sich die von Vacavant und Hinchliffe errechneten Grenzen zu noch höheren Energien. Inwieweit dies der Fall ist, soll im nun folgenden Analyse-Kapitel untersucht werden.

---

<sup>7</sup>Für den Untergrund sind dies Neutrinos, für das Signal die KK-Gravitonen



**Abbildung 4.7:** Monojet-Signal im Vergleich zum Untergrund durch  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ -Ereignisse [33]. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Erst für  $\cancel{E}_T$ -Werte größer 1 TeV wird für  $n > 2$  das Signal mit dem nicht weiter reduzierbaren Untergrund vergleichbar.



# 5 Analyse

## 5.1 Untersuchung des simulierten Monojet-Signals

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von KK-Graviton-Ereignissen ist nach Gl. 2.10 abhängig von der Anzahl  $n$  der Extra-Dimensionen und der Größe der fundamentalen Planck-Skala  $M_D$ . Er wird mit zunehmendem  $M_D$  und zunehmendem  $n$  kleiner. Er variiert daher für die im folgenden gewählten Szenarien zwischen  $10^{-3}$  pb und  $10^{-1}$  pb, und ist damit äußerst gering im Vergleich zu gewöhnlichen QCD-Dijet-Ereignissen<sup>1</sup>. Um die Signalereignisse mit der in Abb. 4.7 in Abschnitt 4.5.4 gezeigten Verteilung vergleichen zu können, wurde der erzeugte Datensatz auf eine integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L}_0 = \int_t L = 100 \text{ fb}^{-1} \quad (5.1)$$

normiert. Dieser Wert ist relativ groß (man vergleiche hierzu die gesammelte Datenmenge am Tevatron in Abschnitt 4.4) und wäre am LHC bei einer Luminosität von  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  nach ca. fünf Jahren normalen Betriebs erreicht. Bei der Analyse muss berücksichtigt werden, dass die unterschiedlichen Erzeugungsprozesse für KK-Gravitonen auch unterschiedliche Wirkungsquerschnitte haben. Die jeweiligen Gewichtungsfaktoren  $w_i$  für die drei Mechanismen direkter KK-Graviton-Erzeugung in 1. Ordnung,  $qg \rightarrow qG$ ,  $gg \rightarrow gG$  und  $q\bar{q} \rightarrow gG$ , ergeben sich über

$$w_i = \frac{\mathcal{L}_0 \cdot \sigma_i}{N_i} \quad (5.2)$$

wobei  $\sigma_i$  der jeweilige Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines KK-Gravitons

---

<sup>1</sup>Zum Beispiel liegt der Wirkungsquerschnitt eines Dijet-Ereignisses mit Jetenergien von 500 GeV im Bereich von  $10^3$  pb.

ist und  $N_i$  die Anzahl der simulierten Ereignisse, die für jedes  $N_i$  10 000 betrug<sup>2</sup>. Der Wirkungsquerschnitt wird anhand der eingegebenen Startparameter (siehe Tab. 4.1) von PYTHIA berechnet.

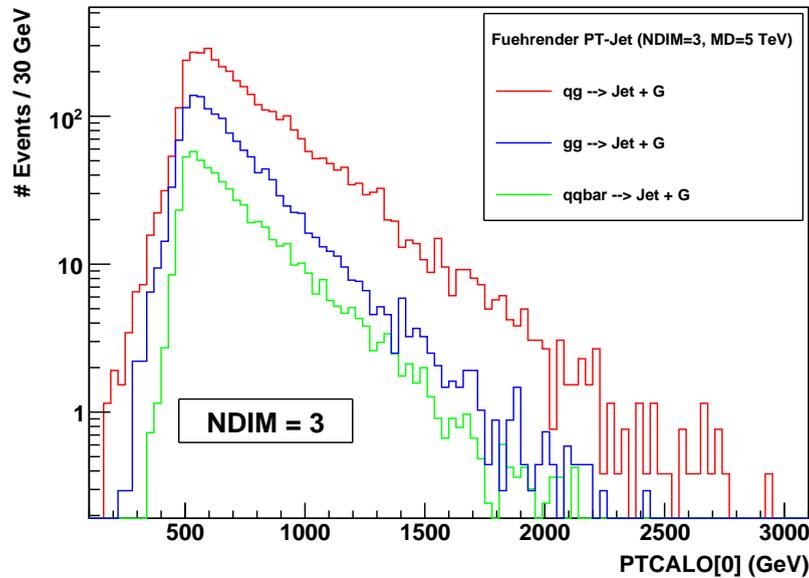
### 5.1.1 Untersuchung der Erzeugungsprozesse für KK-Gravitonen

Zunächst wurden einige Verteilungen eines reinen KK-Graviton-Signals erstellt, um die Signatur von Monojet-Ereignissen besser zu verstehen. In Abb. 5.1 ist die Anzahl der Ereignisse in einem bestimmten Impulsintervall gegen den von ATLFAST rekonstruierten Transversalimpuls des sogenannten *führenden Jets* aufgetragen. Dies ist derjenige Teilchenjet eines jeden Ereignisses, der das höchste  $p_T$  aufweist. Dieser wird im Folgenden als *Monojet* und sein Transversalimpuls mit  $p_T^0$  bezeichnet. In ATLFAST heißt die zugehörige Variable PTCALO[0]. Man erkennt, dass die Wechselwirkung von Quark und Gluon der dominante Prozess ist, während die Annihilation von Quark und Antiquark am seltensten Ereignisse generiert. Dies ist leicht nachvollziehbar, denn Antiquarks treten in Protonen lediglich in Form von Seequarks<sup>3</sup> auf, die im Proton nur über geringe Impulsanteile verfügen.

Das Histogramm besitzt auch Einträge kleiner als Eins. Dies ist auf die vorgenommene Gewichtung zurückzuführen. Durch die Wahl von  $N_i = 10\,000$  wurden demzufolge mehr Ereignisse erzeugt, als bei der gewählten integrierten Luminosität  $\mathcal{L}_0$  tatsächlich zu erwarten sind. Die steile Flanke bei niedrigen Energien ist die Folge eines bereits bei der Generierung erfolgten Schnittes, der nur Ereignisse mit einem  $p_T > 500$  GeV für das höchstenergetische Parton akzeptiert. Diese Flanke ist analog bei allen folgenden Signalverteilungen zu sehen, die eine  $p_T$ -Verteilung zeigen. Ebenfalls charakteristisch für die Monojet-Schaubilder ist der exponentielle Signalabfall zu höheren Jetimpulsen. In Anlehnung an die bereits durchgeführte Studie von Vacavant und Hinchliffe für  $n = 3$  und  $n = 4$ , wurde der Parameter  $M_D$  für dieses und die folgenden Schaubilder des Kapitels auf 5 TeV gesetzt, um die Ergebnisse vergleichbar zu machen.

<sup>2</sup>Für jede Anzahl  $n$  an Extra-Dimensionen stand also ein Datensatz von 30 000 Ereignissen zur Verfügung.

<sup>3</sup>Die Beschreibung, dass Protonen aus genau drei Quarks bestehen, ist falsch. Tatsächlich besteht ein Proton aus einem ganzen "See" von Quarks, Gluonen und Antiquarks von denen jedoch drei, sogenannte Valenzquarks, die deutlich größten Impulsanteile aufweisen.



**Abbildung 5.1:**  $p_T^0$ -Verteilung des führenden Jets für verschiedene KK-Graviton Erzeugungsmechanismen. Am wahrscheinlichsten wird ein KK-Graviton durch Wechselwirkung von einem Quark mit einem Gluon erzeugt (rot).

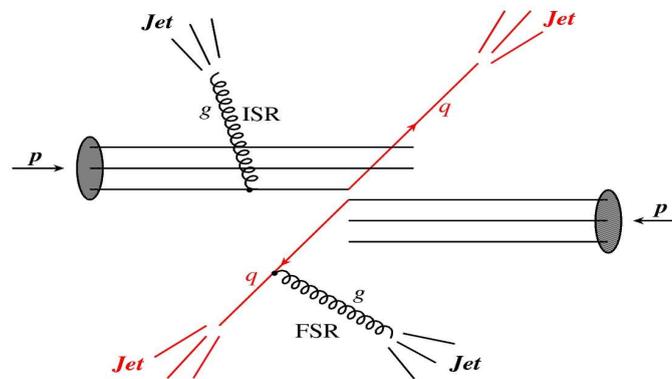
### 5.1.2 Abstrahlungsvorgänge

Dass trotz des Schnittes auf Generatorebene in Abb. 5.1 Ereignisse auftreten, deren höchster Jet-Transversalimpuls  $< 500$  GeV ist, liegt zwar zum Teil in Rekonstruktionseffekten, ist aber hauptsächlich in der komplexen Natur der QCD zu suchen: Quarks und Gluonen emittieren und absorbieren permanent Gluonen. In einer vereinfachten Betrachtungsweise können im Wechselwirkungsbereich noch vor bzw. während der Kollision solche emittierten Gluonen plötzlich frei werden, hadronisieren und als Jet in den Detektor einschlagen. Man nennt dies *Initial State Radiation*<sup>4</sup> (ISR). Ebenso kann ein am Interaktionspunkt gestreutes Quark noch während der Partonschauerbildung ein sehr energiereiches Gluon abstrahlen, das als separater Jet seinen Weg in die Kalorimeter findet. Da diese Abstrahlung *nach* dem Streuvorgang stattfindet bezeichnet man sie als *Final State Radiation*<sup>5</sup> (FSR). Diese Vorgänge sind in Abb. 5.2 für ein Dijet-Ereignis skizziert.

Beide Prozesse sind im Wesentlichen dafür verantwortlich, dass von PYTHIA erzeugte Partonimpulse und die zugehörigen von ATLFASST rekonstruierten Jetimpulse oftmals voneinander abweichen. ISR und FSR führen in der Regel zu einer Erhöhung der Gesamtzahl an rekonstruierten Jets. Dadurch haben die erzeugten

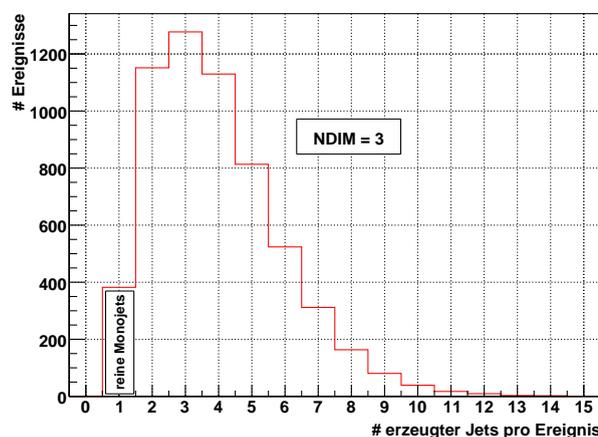
<sup>4</sup>zu deutsch frei übersetzt: Abstrahlung beim Streuvorgang

<sup>5</sup>zu deutsch frei übersetzt: Abstrahlung nach dem Streuvorgang



**Abbildung 5.2:** Harte ISR- und FSR-Abstrahlungs Vorgänge anhand eines Dijet-Ereignisses skizziert.

Monojet-Ereignisse keine so klare Signatur, wie die Bezeichnung es vermuten ließe. Tatsächlich würde man über 90% der KK-Graviton-Ereignisse verlieren, legte man das Auftreten eines einzigen Jets als notwendige Bedingung fest. Dies ist auch der Grund warum man von einem führenden Jet und nicht von *dem* Jet spricht. In Abb. 5.3 wurde für  $n = 3$  Extra-Dimensionen die Anzahl der Jets pro Ereignis aufgetragen. Das Schaubild zeigt, dass eine zum Teil deutliche Erhöhung der Gesamtzahl der Jets pro Ereignis auftritt – mit bis zu 15 Teilchenjets. Dennoch soll im Folgenden für KK-Graviton erzeugende Ereignisse der Begriff “Monojet” für den führenden Jet beibehalten werden, denn wie in Abschnitt 5.1.3 zu sehen sein wird, weist er den mit Abstand höchsten Transversalimpuls auf. Tritt tatsächlich genau ein einzelner Jet auf, so wird dieser in Folgenden explizit als *reiner Monojet* benannt.

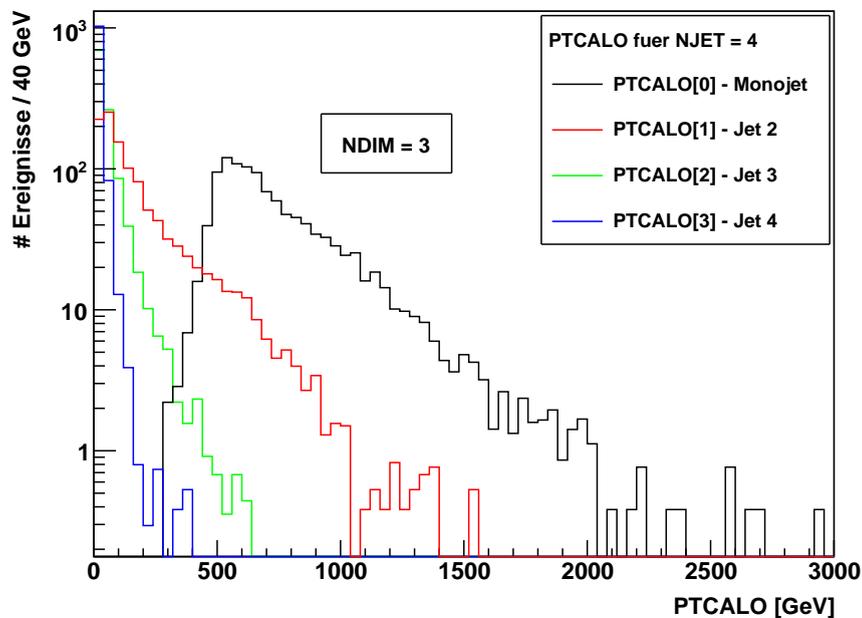


**Abbildung 5.3:** Anzahl der rekonstruierten Jets pro Ereignis für  $n = 3$  und  $M_D = 5$  TeV

Wie man Abb. 5.3 entnehmen kann, liegt das Maximum der Multiplizität der Teilchenjets bei drei. Bei genauerer Untersuchung erweist es sich als unabhängig von der Anzahl der Extra-Dimensionen. Bei einer gesammelten Datenmenge von  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$  würde der Fall  $n = 3$  ca. 5900 Monojet-Ereignisse liefern, von denen lediglich 380 (6,5%) reine Monojet-Ereignisse sind.

### 5.1.3 Transversalimpuls- und räumliche Verteilung der Jets eines Monojet-Ereignisses

Der Transversalimpuls der durch ISR und FSR erzeugten zusätzlichen Teilchenjets erweist sich im Vergleich zum Monojet-Impuls als wesentlich niedriger. In Abb. 5.4 ist die Verteilung der rekonstruierten Transversalimpulse der vier höchstenergetischsten Jets für  $n = 3$  Extra-Dimensionen zu sehen. Zur besseren Anschauung wurden hier nur Ereignisse ausgewählt, die genau vier Jets beinhalten. Die meisten Monojets weisen einen Impuls  $p_T^0$  im Bereich von 500 – 700 GeV auf. Für die Teilchenjets mit dem zweithöchsten Transversalimpuls liegt das Maximum bereits bei weniger als 100 GeV. Die Identifikation des führenden Jets als ‘‘Monojet’’ erscheint daher durchaus als gerechtfertigt.



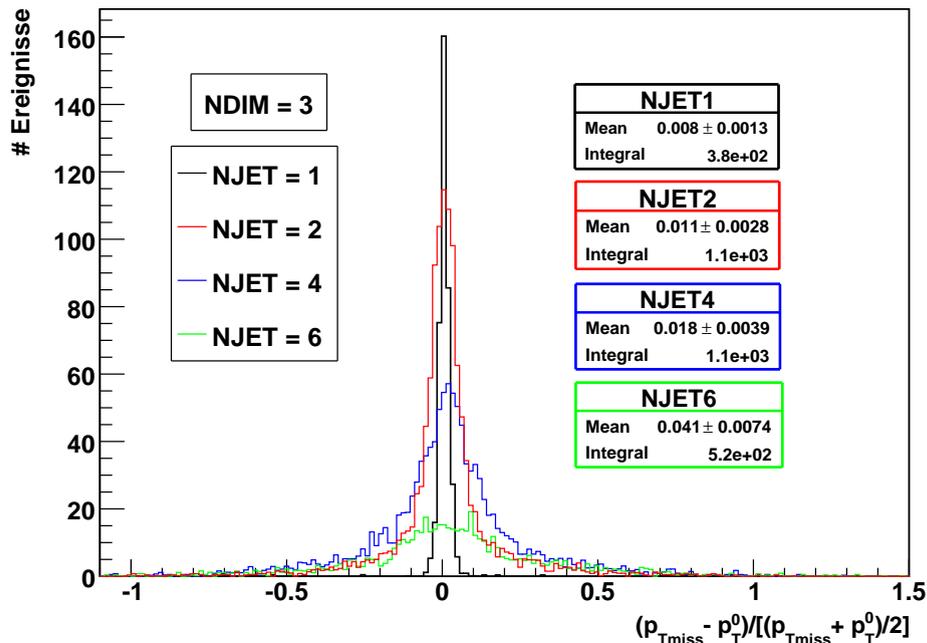
**Abbildung 5.4:** Verteilung der Transversalimpulse der rekonstruierten Jets für NDIM = 3 und  $M_D = 5 \text{ TeV}$ .

Bei der Suche nach Monojet-Ereignissen erscheint es nach den bisherigen Er-

kenntnissen also sinnvoll, nach folgenden Signaturen zu suchen:

- Ein einzelner Jet mit hohem Transversalimpuls  $p_T^0$  – der Monojet.
- Ein hoher Wert für den fehlendem Transversalimpuls  $\cancel{p}_T$ . Dessen Richtung muss dem Monojet in etwa entgegengesetzt sein, denn die zusätzlichen Jets weisen zum Großteil nur geringe Transversalimpulse auf.
- Zusätzliche Jets mit deutlich kleineren Impulsen als die des Monojets werden akzeptiert. Die Forderung nach einer reinen Monojet-Signatur würde, wie bereits erwähnt, zu viele Signalereignisse verwerfen.

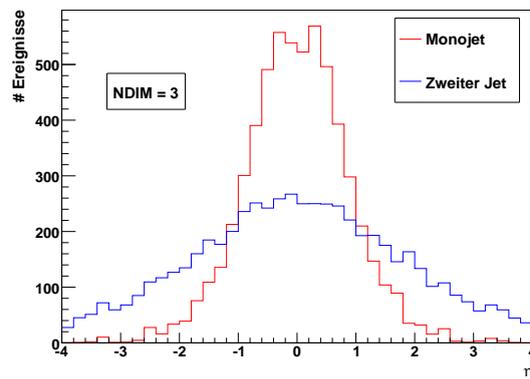
Interessant ist noch, die räumliche Verteilung der Teilchenjets und ihre Korrelation zum Monojet zu untersuchen. Trägt man die Differenz von  $\cancel{p}_T$  und dem  $p_T^0$  des Monojets (geteilt durch den Mittelwert von  $p_T^0$  und  $\cancel{p}_T$ ) für eine unterschiedliche Anzahl an erzeugten Jets (NJET) auf, so führt dies zu der in Abb. 5.5 gezeigten Verteilung. Der Mittelwert liegt für NJET = 1 wie nicht anders zu erwarten ziemlich nahe bei Null<sup>6</sup>, verschiebt sich aber signifikant mit zunehmender Jet-Anzahl zu höheren Werten.



**Abbildung 5.5:** Untersuchung des Verhältnisses von  $\cancel{p}_T$  zum  $p_T^0$  des Monojets für eine unterschiedliche Gesamtzahl an erzeugten Teilchenjets.

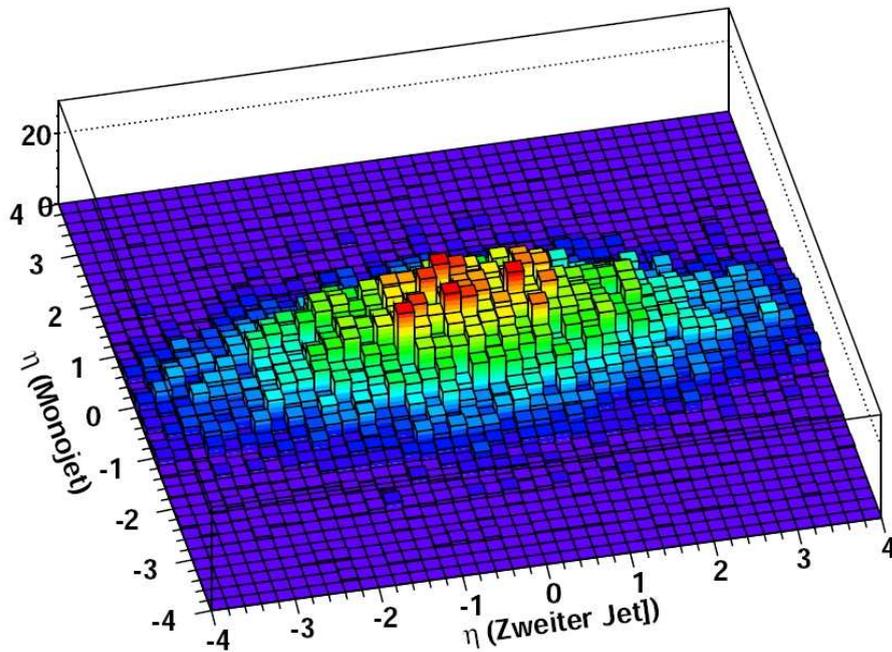
<sup>6</sup>Dass auch für NJET = 1 der Wert signifikant größer Null ist, ist in der Tatsache zu sehen, dass bei der Jetbildung gelegentlich Myonen in Richtung des reinen Monojets emittiert werden, die das  $p_T^0$  vermindern.

Dies bedeutet, dass die zusätzlich erzeugten Jets offenbar mit einer größeren Wahrscheinlichkeit in Richtung des Monojets als von ihm weg emittiert werden. Für durch FSR entstandene Jets ist dies nachvollziehbar, da sie einen Boost in Monojet-Richtung erhalten. Wie man der Abb. 5.5 entnehmen kann, ist der Gesamteffekt allerdings sehr klein und führt nur zu einer minimalen Asymmetrie, die bei der späteren Analyse vernachlässigbar ist. Die Ursache für den kleinen Gesamteffekt ist darin zu sehen, dass viele durch FSR erzeugte Jets bei ihrer Hadronisierung in Richtung des Monojets mit diesem bereits verschmelzen und eine Auflösung bei der Rekonstruktion mittels Cone-Algorithmus nicht möglich ist. Die verbleibenden FSR-Jets sorgen dann für die obige Verschiebung. Des Weiteren sind in dieser Verteilung auch Abstrahlungsvorgänge durch ISR enthalten, die keine Beziehung zur Monojet-Richtung aufweisen und den Effekt weiter abschwächen.



**Abbildung 5.6:** Grundsätzliche  $\eta$ -Verteilung des Monojets und des Jets mit dem zweithöchsten Transversalimpuls ("zweiter Jet") für einen Schnitt auf Generatorebene bei 500 GeV auf das führende Parton.

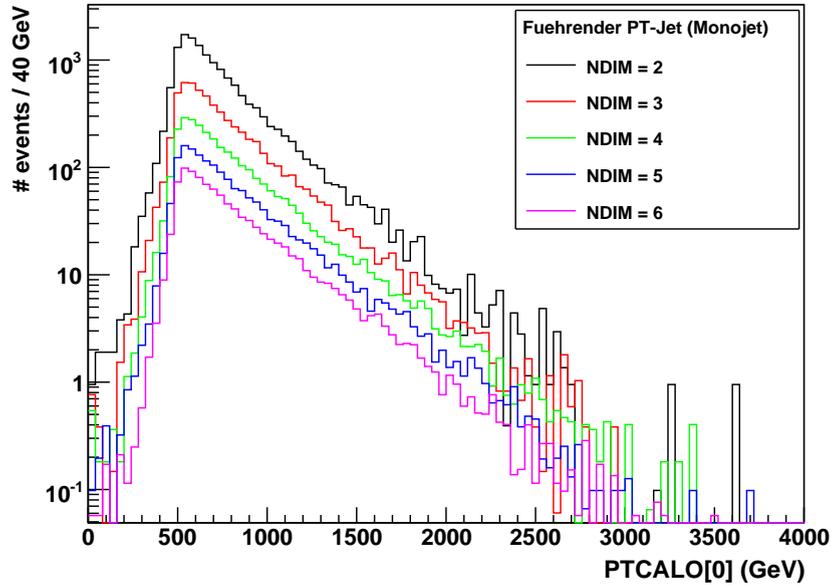
Wie Abb. 5.7 ebenfalls verdeutlicht, ist keine zusätzliche Korrelation zwischen dem  $\eta$  des Monojets und dem  $\eta$  des nächstenergiereichen Jets zu erkennen, die jenseits der grundsätzlichen  $\eta$ -Verteilung läge, die für den Monojet und den Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls (falls es einen gab) in Abb. 5.6 dargestellt sind. Die ovale Form der Verteilung in Abb. 5.7 zeigt, dass die Mehrzahl der Monojets in einem Bereich  $|\eta| < 2$  auftreten. Dies erklärt sich einerseits durch die grundsätzliche Winkelverteilung der Monojets, sowie durch den bei der Erzeugung getätigten Schnitt bei 500 GeV auf den Transversalimpuls des führenden Partons.



**Abbildung 5.7:** Überprüfung einer räumlichen Korrelation zwischen dem Monojet und dem Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls ("zweiter Jet") für  $n = 3$  und  $N_{JET} \neq 1$ . Es ist keine zusätzliche signifikante Korrelation erkennbar.

### 5.1.4 Die Anzahl der Extra-Dimensionen

Nach Gleichung 2.10 auf S. 20 hängt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{total}}$  entscheidend von dem Verhältnis zwischen  $\sqrt{s}$  und  $M_D$  ab. Dieser Quotient wird mit  $n$  potenziert. Da  $M_D$  in der Analyse auf 5 TeV festgelegt wurde, ergibt sich für diesen Quotienten für so gut wie alle Ereignisse ein Wert kleiner Eins. Dies liegt an der Form der Parton-Verteilungsfunktionen [24]. Aus diesen resultiert eine geringe Wahrscheinlichkeit dafür, dass zwei Partonen bei einer Gesamtschwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 14$  TeV eine Parton-Parton-Schwerpunktsenergie  $> 5$  TeV erreichen können. Damit fällt der Wirkungsquerschnitt für gravitonerzeugende Prozesse mit der Anzahl der zusätzlichen Raumdimensionen ab. Dieses Erkenntnis spiegelt auch Abb. 5.8 wieder, in der die Fläche unter den jeweiligen Kurven der Anzahl der Ereignisse entspricht. Für große  $n$  stehen die Entdeckungschancen am LHC demzufolge am schlechtesten. So würde das Szenario mit  $n = 3$  Extra-Dimensionen insgesamt 5900 KK-Graviton-Ereignisse liefern, während es für  $n = 6$  nur 965 wären. Diese Zahlen sind notwendigerweise von dem in PYTHIA getätigten  $p_T$ -Schnitt abhängig. Wie bereits erwähnt macht es jedoch keinen Sinn, KK-Graviton-Ereignisse bei niedrigeren Energien zu studieren (siehe Abschnitt 4.5.4).



**Abbildung 5.8:** Abhängigkeit der Anzahl der Signal-Ereignisse von der Anzahl der Extra-Dimensionen. Auf der x-Achse ist der transversale Impuls des Monojets aufgetragen.

## 5.2 Untersuchung von QCD-Dijet-Ereignissen auf fehlende Transversalenergie

QCD-Dijet-Ereignisse können, auch wenn sie ausschließlich aus detektierbaren Teilchen bestehen, für ein  $\cancel{E}_T$  im Detektor sorgen. Die unterschiedlichen Effekte, die dies bewirken, wurden bereits in Abschnitt 4.2 ausführlich beschrieben. Um den Anteil solcher Ereignisse am Gesamtuntergrund, der sich aus  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  und  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  zusammensetzt, abschätzen zu können, wurden in den folgenden Abschnitten anhand von mit vollständiger Detektorsimulation erzeugten Dijet-Ereignissen  $\cancel{E}_T$ -Verteilungen erstellt.

Für gewöhnlich besteht der relevante QCD-Dijet-Untergrund aus zwei bei einem harten Streuprozess erzeugten hochenergetischen Teilchenjets, die ein relativ geringes  $\eta$  und damit einen großen Transversalimpuls  $p_T$  besitzen. Hinzu kommen, wie auch bei den Monojet-Ereignissen, niederenergetische Jets, die eine Folge von Gluonabstrahlungen vor, während oder nach dem Streuvorgang sind. Die beiden führenden Jets sind in  $\phi$ -Richtung näherungsweise entgegengesetzt, schließen also einen Winkel von  $\sim \pi$  ein. Die durch ISR und FSR erzeugten Jets sorgen dafür, dass diese Kolinearität nicht exakt ist. In  $\eta$ -Richtung besteht keine solche Kor-

relation, da die Ereignisse in der Regel einen Boost in eine der Strahlrichtungen aufweisen.

### 5.2.1 Eigenschaften der verwendeten QCD-Dijet-Datensätze

Die simulierten Datensätze für Dijet-Ereignisse sind in insgesamt acht orthogonale  $E_T$ -Bereiche unterteilt, die in Tabelle 5.1 zusammen mit ihren Wirkungsquerschnitten, den Ereignisanzahlen und den daraus errechneten Gewichtungsfaktoren aufgelistet sind:

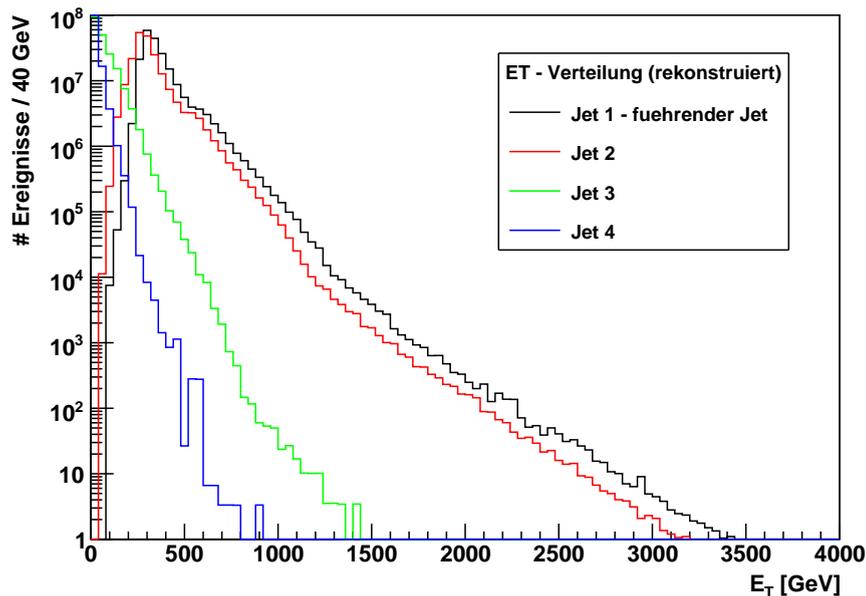
<i>Bezeichnung</i>	<i>transversaler Energiebereich [GeV]</i>	<i>Wirkungs- querschnitt [pb]</i>	<i>Größe des Datensatzes</i>	<i>Gewichtung</i>
J1	17...35	$1,38 \times 10^9$	—	—
J2	35...70	$9,33 \times 10^7$	—	—
J3	70...140	$5,88 \times 10^6$	—	—
J4	140...280	$3,08 \times 10^5$	—	—
J5	280...560	$1,25 \times 10^4$	120 000	3759,40
J6	560...1120	$3,60 \times 10^2$	172 425	273,87
J7	1120...2240	$5,71 \times 10^0$	359 300	3,31
J8	> 2240	$2,44 \times 10^{-2}$	332 500	0,02

**Tabelle 5.1:** Die Aufteilung von Dijet-Ereignissen nach  $E_T$ , ihr Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , die Anzahl der vorhandenen simulierten Ereignisse und die für eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$  errechneten Gewichtungsfaktoren.

Die Gewichtungen ergeben sich nach Gleichung 5.2 für eine integrierte Luminosität  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$ . Die Datensätze J1-J4 liegen in einem so niedrigen Energiebereich, dass sie aus der Analyse ausgeschlossen werden können. Auch der J5-Datensatz enthält zwar hauptsächlich Ereignisse mit  $E_T < 560 \text{ GeV}$ , jedoch sind zu geringem Anteil auch höherenergetische Jets vorhanden. Dies liegt an Detektor- und Rekonstruktionseffekten, die diese transversalen Energiegrenzen für alle Datensätze verschmieren. Da zudem der Wirkungsquerschnitt zwei Größenordnungen über J6 liegt, wird dieser Datensatz in die Analyse mitbezogen. Zum Vergleich: der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von KK-Gravitonen liegt für  $p_T > 500 \text{ GeV}$  und  $M_D = 5 \text{ TeV}$  mit  $10^{-3} \text{ pb}$  bis  $10^{-1} \text{ pb}$  deutlich unter dem Wirkungsquerschnitt für die hier aufgeführten Dijet-Datensätze, bis auf J8. Eine vollständige statistische Betrachtung des durch QCD-

Dijet-Ereignisse verursachten Untergrundes würde für den J5-Datensatz eine Ereignisanzahl von  $1,25 \times 10^9$  erfordern, um die verwendete integrierte Luminosität  $\mathcal{L}_0$  nachbilden zu können. Für die Datensätze J5 bis J8 konnte allerdings auf nur insgesamt  $\sim 10^6$  PYTHIA-Ereignisse zurückgegriffen werden. Dementsprechend liegen die Gewichtungsfaktoren in Tabelle 5.1 für den J5- und J6-Datensatz deutlich über Eins. Die vier Datensätze zusammen repräsentieren eine Ereignisanzahl von  $\sim 1,35 \times 10^9$ .

In Abb. 5.9 ist die Verteilung der Transversalenergie  $E_T$  der einzelnen Jets für alle vorhandenen Ereignisse (J5-J8) aufgezeigt. Jet 1 und Jet 2 bilden das Dijet-Paar, das sich energetisch deutlich von den restlichen Jets abhebt. Man vergleiche diese Verteilung mit der der Monojet-Ereignisse in Abb. 5.4 auf S. 55. Wie man erkennen kann, liegt die Anzahl an Teilchenjets mit hohem  $E_T$  einige Größenordnungen über der von Monojets<sup>7</sup>. Bereits bei Abweichungen der gemessenen Jetenergien von mehr als 20% könnte bei den hochenergetischen Dijet-Ereignissen ein  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  von mehr als 500 GeV entstehen.



**Abbildung 5.9:** Die  $E_T$ -Verteilung für QCD-Dijet-Ereignisse über 280 GeV, normiert auf  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$ . Zu Vergleichszwecken mit dem Monojet-Signal wurde hierbei ebenfalls ein Schnitt auf  $\text{NJET} = 4$  vorgenommen. Nur sehr selten hat Jet 3 eine Energie  $> 1 \text{ TeV}$ .

<sup>7</sup>ATLFAST benutzt bei der Rekonstruktion von Jets die Transversalimpulse, während bei der vollen Simulation mit der Angabe von Transversalenergien gearbeitet wird. Durch die hohen Energien sind die Größen vergleichbar (siehe auch Fußnote auf S.35)

## 5.2.2 Der Einfluss von Myonen

Um das gesamte  $\cancel{E}_T^{\text{fake}} = \cancel{E}_T^{\text{reco}}$  ("reco" = rekonstruiert) eines Ereignisses bestimmen zu können, müssen zunächst alle Objekte identifiziert und ihnen eine Transversalenergie zugewiesen werden. In die Berechnung der Größe gehen mit ein:

- $E_T$  der rekonstruierten und kalibrierten Myonen
- $E_T$  der rekonstruierten und kalibrierten Elektronen und Photonen (isoliert)
- $E_T$  der rekonstruierten und kalibrierten Teilchenjets
- $E_T$  aus Detektorzellen, die zwar angesprochen wurden, denen aber kein Objekt zugewiesen werden konnte

Erst zusammengesetzt<sup>8</sup> ergeben diese Größen den gesuchten Wert  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  des jeweiligen Ereignisses. Eine besondere Rolle bei der Berechnung von  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  nehmen Myonen bzw. Myoneinträge ein, die im Detektor auf zweierlei Arten ein  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  erzeugen können:

1. Das im Ereignis erzeugte Myon wird im Detektor nicht registriert.
2. Der Detektor registriert fälschlicherweise ein Myon, obwohl keines erzeugt wurde.

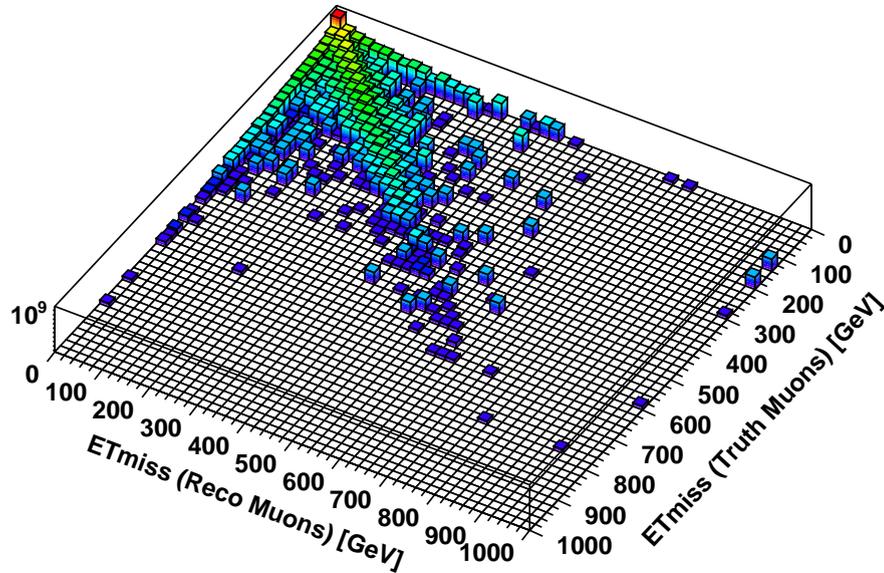
Was die Rekonstruktion betrifft unterscheiden sich Myonen von Elektronen und Photonen hauptsächlich dadurch, dass sie, selbst wenn sie in einem Teilchenjet gebildet werden, stets durch die Myonkammern einzeln nachgewiesen werden können. Da sie minimal ionisierende Teilchen sind, wird die Energie des Jets, aus dem sie hervorgingen, dadurch kaum verfälscht. Elektronen und Photonen, die in einem Teilchejet erzeugt werden, verschmelzen dahingegen mit dem Jet und ihre Energien fließen in die Rekonstruktion der Jetenergie mit ein. QCD-Dijet-Ereignisse, die isolierte Elektronen oder Photonen erzeugen, sind äußerst selten<sup>9</sup>. Darüber hinaus sind hochenergetische isolierte Elektronen und Photonen mit einer guten Auflösung rekonstruierbar (siehe Abschnitt 3.2.2). Lediglich das Vorhandensein von defekten Detektorregionen oder multiplen Wechselwirkungen könnte hier zu groben Abweichungen führen. Energieverluste in den Cracks des elektromagnetischen Kalorimeters werden durch Kalibration kompensiert. Durch diese Umstände ist die Annahme gerechtfertigt, dass Elektronen oder Photonen nicht für Ereignisse mit hoher fehlender Transversalenergie in Frage kommen und

<sup>8</sup>Dies muss stets vektoriell geschehen, d. h. es wird eigentlich mit den Impulsen  $p_x$  und  $p_y$  gearbeitet und diese werden dann in die entsprechende Energie umgewandelt

<sup>9</sup>Ereignisse die  $Z^0$ - oder  $W^\pm$ -Boson Zerfälle enthalten, werden im Rahmen dieser Analyse nicht untersucht, sondern sind Gegenstand von  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ -Studien.

für die folgenden Analysen zu  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  vernachlässigt werden können. Dies wird sich auch im Folgenden bestätigen.

Die Abb. 5.10 zeigt die Korrelation zwischen tatsächlich durch den Generator erzeugten Myonen und den in den Myonkammern rekonstruierten Myonen. Dabei ist jeweils das  $\cancel{E}_T$  als Betrag der *vektoriellen Summe* aller an einem Ereignis beteiligten Myonen aufgetragen. Tritt in einem Ereignis zum Beispiel genau ein Myon auf, so ist  $\cancel{E}_{T_{\text{Myon}}}^{\text{true}}$  so groß wie die Transversalenergie des Myons. Die Größe beschreibt also nicht die tatsächliche fehlende Energie eines Ereignisses, sondern ist nur ein Summand davon. Die z-Achse zeigt in logarithmischer Darstellung die Ereignisanzahl in einem  $20 \text{ GeV} \times 20 \text{ GeV}$ -Intervall. Leider konnte in dieser Darstellung der J8-Datensatz nicht mit eingebunden werden, da der entsprechende Parameter für rekonstruierte Myonen in diesem Datensatz nicht enthalten ist.



**Abbildung 5.10:** Darstellung der Korrelation zwischen den tatsächlich erzeugten Myonen (Truth Muons) eines QCD-Dijet-Ereignisses und den rekonstruierten Myonen (Reco Muons).

Die beiden oben aufgezählten Möglichkeiten sind in der zweidimensionalen Verteilung gut zu erkennen. Zum einen existieren auf der “Truth”-Achse (dies sind die von PYTHIA generierten Myonen) Ereignisse, denen keine rekonstruierten Myonen zugeordnet werden konnten<sup>10</sup>, zum anderen gibt es auf der “Reco”-Achse

<sup>10</sup>Ist der Wert einer  $\cancel{E}_{T_{\text{Myon}}}$ -Variable  $\simeq 0$ , so ist es wesentlich wahrscheinlicher, dass gar kein Eintrag erzeugt wurde, als dass sich die Impulse aller erzeugten Myonen perfekt zu Null addieren

(dies sind die rekonstruierten Myonen) Ereignisse, denen offenbar kein reales Myon zuzuordnen ist. Der Großteil der Myonen befindet sich jedoch auf der Winkelhalbierenden und wird somit detektiert und rekonstruiert. Deutlich erkennbar befindet sich die Spitze der Verteilung im Ursprung. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Gewichtungen, offenbart ein Energie-Schnitt bei 10 GeV auf die rekonstruierten Myonen, dass für Dijet-Ereignisse mit  $E_T^{\text{Jet}} > 280$  GeV bei 3,6 % aller Fälle ein energiereiches Myon detektiert wird. Für Myonen mit hoher Transversalenergie  $\cancel{E}_{T\text{Myon}} > 500$  GeV sinkt dieser Wert auf  $8,8 \times 10^{-4}$  %. Von diesen wiederum weisen etwas weniger als die Hälfte ( $3,4 \times 10^{-4}$  %) keinen entsprechenden  $\cancel{E}_{T\text{Myon}}^{\text{true}}$ -Wert auf. Dies bedeutet, dass bei einer integrierten Luminosität  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$  insgesamt ca. 4500 Ereignisse zu erwarten sind, die ein sehr großes  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  erzeugen.

Der umgekehrte Fall, dass erzeugte Myonen nicht detektiert werden, ist für Energien  $E_T > 500$  GeV vernachlässigbar. Die in Abb. 5.10 gezeigte Verteilung lässt diesen Schluss durch ihr symmetrisches Erscheinungsbild zwar offenbar nicht zu, doch zeigt sich, dass Ereignisse mit hohem  $\cancel{E}_{T\text{Myon}}^{\text{true}}$  fast ausschließlich aus dem J7-Datensatz stammen, der eine relativ geringe Gewichtung aufweist. Die Erzeugung von hohen, falsch rekonstruierten  $\cancel{E}_{T\text{Myon}}$ -Werten tritt dagegen in allen drei Energiebereichen J5-J7 gleichermaßen auf. Der Fehler durch Nichtbeachtung von J8-Ereignissen ist als klein einzuschätzen, sowohl wegen des geringen Gewichtungsfaktors von 0,02 des Datensatzes, als auch aufgrund der generellen Seltenheit der Myonerzeugung bei hochenergetischen Dijet-Ereignissen<sup>11</sup>.

Zum Beitrag isolierter Myonen zu  $\cancel{E}_T$  lässt sich abschließend sagen, dass für hohe Energien vor allem falsch rekonstruierte Myonen zu einer fehlerhaften Berechnung des Gesamtereignisses beitragen. Im niederenergetischen Bereich ( $\cancel{E}_{T\text{Myon}} < 150$  GeV) ist es genau umgekehrt. Dort überwiegt der Anteil an nicht detektierten Myonen, den Anteil an falsch rekonstruierten Myonen deutlich [34]. In einem Ereignis trat z. B. ein rekonstruiertes Myon mit  $\cancel{E}_{T\text{Myon}} \approx 145$  TeV auf. Dies kann natürlich verworfen werden, da dieser Wert größer als die Gesamtenergie des Systems ist. Ereignisse mit  $\cancel{E}_{T\text{Myon}}^{\text{fake}} > 2$  TeV (die vereinzelt auftreten, aber in der Abb. 5.10 aus Darstellungsgründen nicht abgebildet sind), bedürfen allerdings einer Erklärung. Zusätzlich zu der Möglichkeit eines einfachen Messfehlers ist es beispielsweise denkbar, dass zwei verschiedene Myonen, in der Myonkammer Spuren hinterlassen, die von der Software falsch zusammengesetzt werden. So könnte eine einzige Spur entstehen, die eventuell eine sehr geringe Krümmung aufweist und dadurch einen hohen Teilchenimpuls vortäuscht. Des Weiteren können durch hadronische Schauer, die im Kalorimeter nicht vollständig gestoppt wurden (siehe Abschnitt 4.2, Detektordurchschlag), zahlreiche Teilchen in das Myonsystem ein-

<sup>11</sup>Bei 120 000 Einträgen des J8-Datensatzes und einem Gewichtungsfaktor von 0,02 ergibt sich ein Gesamtbeitrag von J8 zu allen betrachteten Dijet-Ereignissen ( $1,35 \times 10^9$ ) von  $1,8 \times 10^{-6}$ .

dringen und dort wiederum für eine falsche Zuordnung von Teilchenspuren sorgen. Auch ein durch elektronisches Rauschen erzeugtes Signal in einer der Myonkammern kann mit dem Vorbeiflug eines Myons zusammenfallen und zu fehlerhaften Rekonstruktionen führen.

### 5.2.3 Der Einfluss von Teilchenjets

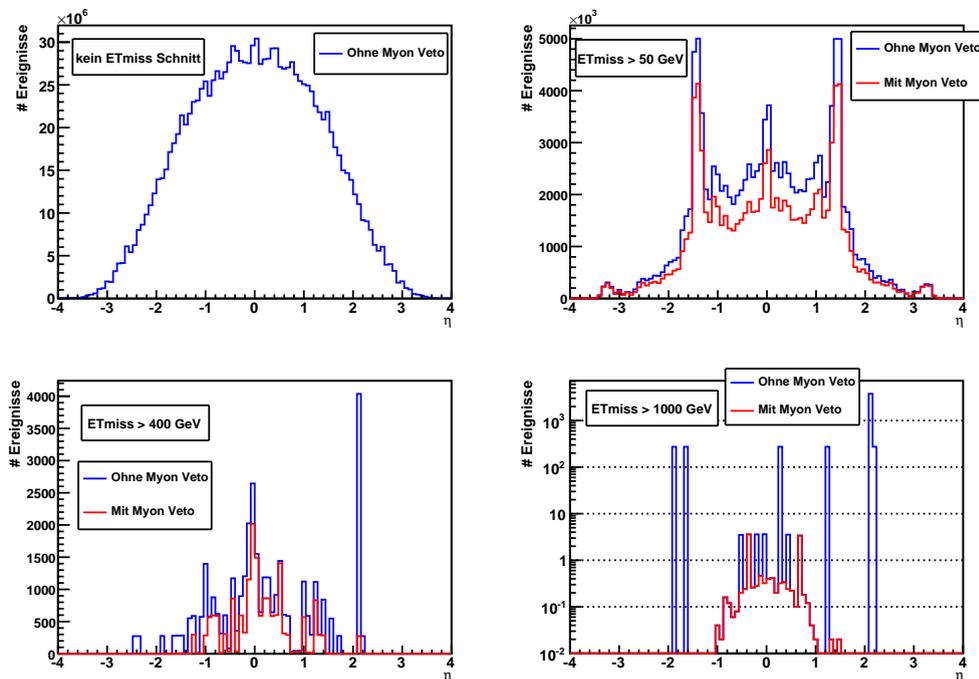
Nachdem Myonen, Elektronen und Photonen untersucht wurden, fehlen nun noch die Beiträge der Teilchenjets und der Detektorzellen, die keinem Objekt zugewiesen werden konnten.

Die Beiträge von nicht objektzugehörigen Detektorzellen zu  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  sind im niedere-nergetischen Bereich anzusiedeln und spielen bei der Analyse ebenso wie isolierte Elektronen und Photonen keine Rolle. Damit sind bei einem regulären Ereignis nur noch die Teilchenjets als kritisch anzusehen, im Besonderen die beiden hoch-energetischen führenden Jets. Zwar ist GEANT4 in der Lage, die Cracks und die Kryostatummantelung von ATLAS zu simulieren und bei der Rekonstruktion der Jet-Energie zu berücksichtigen, dennoch wird durch das zusätzliche passive Detektormaterial entlang der Jet-Trajektorie die Energieauflösung in diesen Bereichen beeinträchtigt. Hinzu kommt eine schlechtere Gesamtauflösung des hadronischen im Vergleich zum elektromagnetischen Kalorimeter (siehe 3.2.2). So kommt es auch zu kalibrationsbedingten Überkompensationen der Jetenergie, so dass die Rekonstruktion eine höhere Energie liefert, als der Jet tatsächlich hatte<sup>12</sup>.

In Abbildung 5.11 ist die  $\eta$ -Verteilung des Jets mit dem zweithöchsten  $E_T$  aufgetragen. Der zweithöchste Jet wird exemplarisch verwendet, da hier die relevanten Effekte deutlicher zu erkennen sind. Eine Betrachtung des führenden Jets wurde ebenfalls durchgeführt und lieferte analoge Ergebnisse. Zunächst sind in der Abbildung nur die Verteilungen von Interesse, bei denen kein Myon-Veto angewandt wurde (blau).

Links oben ist die  $\eta$ -Referenzverteilung aufgetragen, also ohne einen Schnitt auf  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$ . Die Verteilung rechts davon zeigt, dass Ereignisse mit  $\cancel{E}_T^{\text{reco}} > 50 \text{ GeV}$ , eine deutliche Häufung von Jets bei spezifischen  $\eta$ -Werten aufweisen. Für  $|\eta| \approx 1,5$  und  $\eta \cong 0$  treten signifikante Spitzen auf. Grund hierfür sind die Detektor-Cracks. An besagten Stellen führen die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Lücken im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter zu einer schlechteren Energieauflösung. Dieser Effekt ist in [15] im Detail beschrieben.

<sup>12</sup>Bei der Simulation von Ereignissen werden auch die Truth-Daten der Jet-bildenden Partonen festgehalten



**Abbildung 5.11:** Die  $\eta$ -Verteilung des Jets mit der zweithöchsten rekonstruierten Transversalenergie  $E_T$  eines QCD-Dijet-Ereignisses. Links oben ist die normale Verteilung dargestellt. Die Abbildung rechts oben zeigt die Abhängigkeit des Jet-Winkels von  $\eta$  für kleine  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$ , während die unteren beiden Abbildungen eine solche deutliche Abhängigkeit für große  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  nicht erkennen lassen. Die roten Verteilungen zeigen Ereignisse, die nach dem getätigten Schnitt auf  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  zusätzlich über keine Myon-Einträge verfügen (Myon-Veto).

Links unten wurde der Schnitt für  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  auf 400 GeV gesetzt. Es ist erkennbar, dass der starke Einfluss der Cracks bei  $|\eta| \approx 1,5$  verschwunden ist. Für  $|\eta| \approx 1$  sind noch Spitzen zu erkennen. Dennoch sind die Detektor-Cracks, die in den Kalibrationsalgorithmen für die Rekonstruktion bereits berücksichtigt werden, offenbar nicht hauptverantwortlich für Ereignisse mit hohem  $\cancel{E}_T$ . Die Verteilung hat nun ihr Maximum bei  $\eta \approx 0$ . Hierfür sind zwei Effekte verantwortlich. Zum einen der Spalt im elektromagnetischen Kalorimeter und zum anderen Punch-through-Ereignisse, die aus folgender Überlegung in der Transversalebene am wahrscheinlichsten sind: der Weg für einen Jet durch den Detektor ist für  $\eta = 0$  minimal. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit für hochenergetische Jets, dass ein Teil des Schauers das hadronische Kalorimeter durchdringt. Das deutlich herausragende Ereignis bei  $\eta = 2,1$  stammt aus dem niederenergetischen J5-Datensatz und erweist sich bei Durchsicht der Rekonstruktionsvariablen als ein falsch rekonstruiertes Myon mit einer Energie von ca. 1,6 TeV. Durch den Gewichtungsfaktor von über 3000 entsteht die abgebildete Spitze. In der rech-

ten unteren Darstellung wurden schließlich nur Jets von Ereignissen aufgetragen, die mehr als 1 TeV fehlende Energie aufweisen. Man beachte die logarithmische Darstellung der  $y$ -Achse, sowie die Position der Eins. Wiederum erkennt man das Ereignis aus dem J5-Datensatz. Die fünf nächstniedrigeren Spitzen stammen aus dem J6-Datensatz (erkennbar am gleichen Gewichtungsfaktor) und sind ebenfalls ausnahmslos auf falsch rekonstruierte Myonen zurückzuführen. Die restlichen Einträge, die durch die Gewichtungen eine relativ starke Entwertung erfahren, haben ihr Maximum bei  $\eta \cong 0$  und setzen sich zum Großteil aus den höchstenergetischen Ereignissen des J8-Datensatzes zusammen.

Falsche Myon-Einträge erweisen sich in dieser Untersuchung als eine beachtliche Quelle von  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  bei ATLAS. Durch die geringe Anzahl an Einträgen für großes  $\cancel{E}_T$  ist ein eindeutiger Rückschluss auf den erwarteten Untergrund durch Myonen nur eingeschränkt möglich. Ein Schnitt auf Ereignisse, die Myoneinträge aufweisen, würde den Untergrund durch  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  deutlich reduzieren. Ein solcher Schnitt wurde durchgeführt und ebenfalls in Abb. 5.11 als Verteilung (rot) dargestellt. Es ist erkennbar, dass die unteren beiden Verteilungen nun deutlich gleichmäßiger und symmetrischer sind.

## 5.3 Selektionskriterien für QCD-Dijet-Ereignisse zur Reduktion des Untergrundes

### 5.3.1 Transversalimpuls und fehlende Transversalenergie

Bei der Generierung von KK-Graviton-Ereignissen wurden bereits nur solche Ereignisse gewählt, deren führendes Parton einen Transversalimpuls größer als 500 GeV hatte. Für kleinere Energien liegt der “Truth”-Untergrund für den günstigsten Fall  $n = 3$  Extra-Dimensionen um nahezu zwei Größenordnungen über dem Signal (siehe Abb. 4.7). Dieses wäre daher nur schwer zu extrahieren. Durch den getätigten Generatorschnitt liegt es nahe, auch für den führenden Jet der rekonstruierten Ereignisse einen Transversalenergie  $E_T > 500$  GeV zu fordern. Ein Schnitt auf die wichtige Größe  $\cancel{E}_T$  bietet sich natürlich ebenfalls an, wird jedoch lediglich auf  $\cancel{E}_T > 100$  GeV gesetzt, da die aus allen getätigten Selektionskriterien resultierende Verteilung später über  $\cancel{E}_T$  aufgetragen wird. Diese beiden Schnitte lassen keinen großen Verluste an Signalereignissen erwarten.

### 5.3.2 Myon-Veto

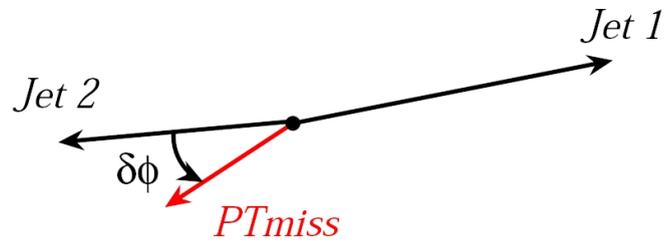
In der durchgeführten ATLAS-Studie von Vacavant und Hinchliffe in Abschnitt 4.5.4 wurde das Monojet-Signal auf Untergrundprozesse durch  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$  untersucht. Um den durch  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Zerfälle in Neutrinos plus (isolierte) Leptonen erzeugten Anteil zu reduzieren, wurde ein Veto auf isolierte Leptonen angewandt. Auch bei den Experimenten  $D\cancel{\phi}$  und CDF am Tevatron wurden Ereignisse, die isolierte Myonen enthalten aus den gleichen Gründen ausgeschlossen. Hierdurch wird ein Schnitt auf Myonen also zusätzlich motiviert. Ereignisse mit isolierten Elektronen erwiesen sich bei  $D\cancel{\phi}$  und CDF als sehr gering und wurden vernachlässigt. Gleiches gilt auch für die vorliegende Analyse.

Im vorherigen Abschnitt wurden sämtliche Ereignisse mit Myonen (also auch nicht-isolierten) verworfen. Für das Signal ist dieser Schnitt unkritisch, denn es zeigt sich im folgendem Abschnitt 5.4, dass der Anteil der Monojet-Signale, die Myoneinträge enthalten, gering ist. Ein Myon-Veto ist also ein wichtiges Selektionskriterium bei dieser Analyse. Ein Schnitt auf  $\tau$ -Leptonen kann nicht auf solch einfache Weise erfolgen, da diese oftmals hadronisch zerfallen und als sogenannte Tau-Jets in das Kalorimeter eindringen.

### 5.3.3 Azimutalwinkel zwischen fehlender Transversalenergie und dem zweiten Jet

Ein weiteres wichtiges Kriterium zur Reduktion des Untergrundes bildet der Winkel  $\delta\phi$ , den der Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls mit der Richtung des fehlenden Transversalimpulses einschließt,  $\delta\phi(\text{jet2}, \cancel{p}_T)$ , (siehe Abb. 5.12). Relevant ist dies zum einen für Punch-Through-Ereignisse, bei denen  $\cancel{p}_T$  näherungsweise in die Richtung des zweiten Teilchenjets zeigt<sup>13</sup>, zum anderen einen Teil der Ereignisse, bei denen ein  $\cancel{E}_T$  durch Cracks verursacht wurde. Der Wert für  $\delta\phi$  darf einerseits nicht allzu groß sein, da sonst zu viele Ereignissignale verloren gehen – in Abb. 5.5 des Abschnitts 5.1.3 wurde bereits gezeigt, dass der Monojet und der Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls unkorreliert sind. Die Abschwächung des Signals ergibt sich demnach näherungsweise aus dem zweifachen des gewählten Öffnungswinkels  $\delta\phi$  geteilt durch  $360^\circ$ . Andererseits würde aber ein zu kleiner Wert von  $\delta\phi$  nicht genügend QCD-Dijet Ereignisse mit großem  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$  aus der Analyse ausschließen. Durch einen geeigneten Wert von  $\delta\phi$  sollten jedoch viele QCD-Dijet-Ereignisse mit  $\cancel{E}_T > 100$  GeV verworfen werden können.

<sup>13</sup>Der Jet, der den Punch-Through verursacht, war zwar auf Generatorebene meist der führende Jet, wird aber bei der Rekonstruktion aufgrund seiner geringeren Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter als Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls identifiziert.



**Abbildung 5.12:** Skizze des führenden Jets (Jet 1), des Jets mit dem zweithöchsten Transversalimpuls (Jet 2), der in diesem Beispiel einer groben Fehlmessung unterlag und der Richtung des fehlenden Transversalimpulses  $\cancel{p}_T$ .

In der Analyse wurde der Winkel schließlich auf  $\delta\phi = 15^\circ$  festgelegt, was einem optimalen Kompromiss entsprach. Auch in der Studie in [33] wurde ein solches Winkelkriterium definiert, allerdings bei ca.  $25^\circ$ . Dadurch sollte zusätzlich der durch Tau-Jets verursachte Untergrund reduziert werden.

## 5.4 Anwendung der Selektionskriterien

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Selektionskriterien wurden in dieser Reihenfolge auf die QCD-Dijet- und die KK-Graviton-Ereignisse angewandt. Welchen Einfluss die Schnitte auf die Anzahl der verworfenen Ereignisse hatte, zeigt Tabelle 5.2. In der linken Spalte sind die einzelnen Schnitte aufgeführt, die beiden anderen Spalten enthalten die Anzahl der Ereignisse, die die geforderten Kriterien erfüllen. Es ist zu beachten, dass diese Zahlen auf eine integrierte Luminosität von  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$  normiert sind. Des Weiteren sind in dieser Analyse nur QCD-Dijet-Ereignisse inbegriffen, die einen Jet mit  $E_T > 280 \text{ GeV}$  besitzen (Vernachlässigung der J1-J4-Datensätze). Es ist aber zu erwarten, dass durch die gewählten Selektionskriterien, im Besonderen durch den Schnitt auf  $E_T > 500 \text{ GeV}$ , diese niederenergetischen Dijet-Ereignisse verworfen würden.

In den Abbildungen 5.13 und 5.14 sind die Verteilungen der fehlenden Transversalenergie sowohl für QCD-Dijet- als auch KK-Graviton-Ereignisse aufgetragen. Die erste Abbildung zeigt das Ergebnis ohne getätigte Schnitte. Deutlich erkennbar sind in der vorliegenden Abbildung die Spitzen bei hohen Energien, die aus fehlerhaften Myoneinträgen stammen. Es bedürfte deutlich mehr Statistik für die hochgewichteten Dijet-Datensätze, um hierüber klare Aussagen treffen zu können. So bleibt festzustellen, dass es  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$ -Ereignisse im Bereich jenseits von  $1 \text{ TeV}$  gibt. Die Abb. 5.14 zeigt die Verteilung nach allen vier ausgeführten Schnitten. Die  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$ -Einträge bei hohen Energien sind verschwunden. Erst unterhalb von  $900 \text{ GeV}$  ist ein solches Ereignis erkennbar. Es wird deutlich, dass ein Schnitt

<i>Kriterium</i>	<i>Anzahl Dijets</i>	<i>Anzahl "Monojets"</i>			
		<i>n = 3</i>	<i>n = 4</i>	<i>n = 5</i>	<i>n = 6</i>
gesamt	$1,349 \times 10^9$	5904	2864	1594	965
$E_T > 500 \text{ GeV}$ , $\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$	$6,108 \times 10^6$	5384	2633	1469	899
Myon-Veto	$4,003 \times 10^6$	5329	2602	1451	889
$\delta\phi(\text{jet}2, \cancel{p}_T) > 15^\circ$	$0,951 \times 10^6$	4974	2438	1358	833
Reduktion	99,93%	15,8%	14,9%	14,8%	13,7%

**Tabelle 5.2:** Die Tabelle zeigt die Wirkung der angewandten Selektionskriterien auf Dijet- und KK-Graviton-Ereignisse. Die Spalten "Anzahl Dijets" bzw. "Anzahl Monojets" geben an, wie viele Ereignisse das jeweilige Kriterium erfüllen.

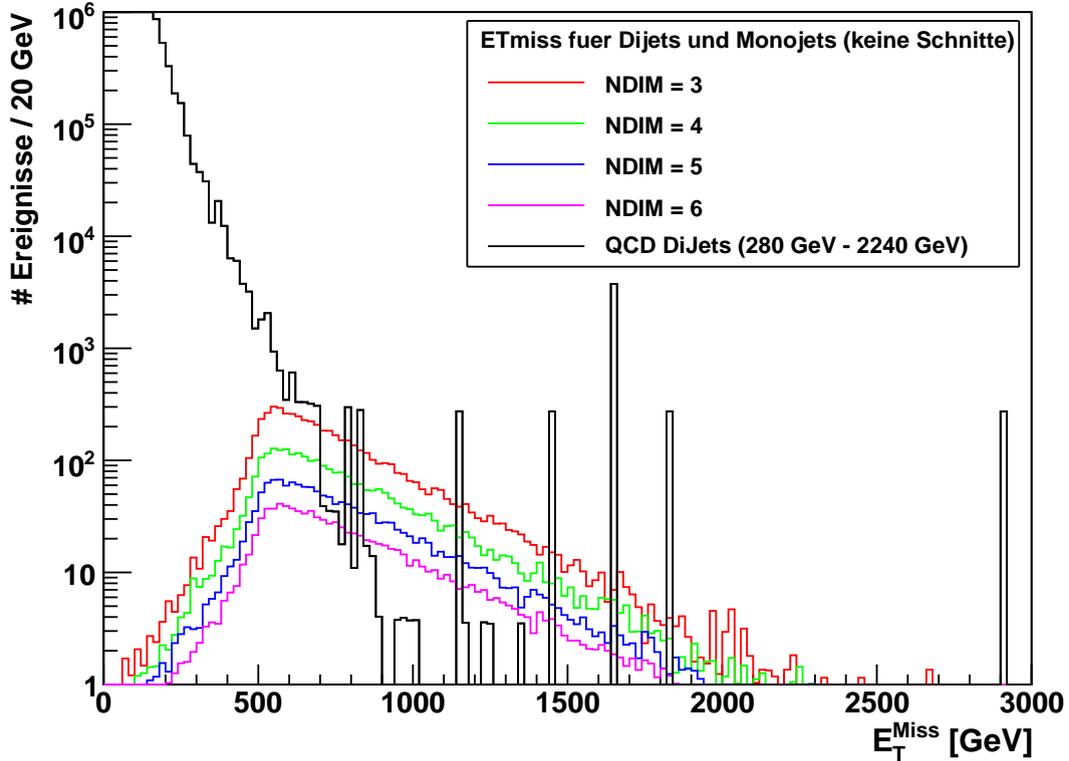
auf  $\cancel{E}_T$  bei 1 TeV den gesamten  $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$ -Untergrund abschneiden und ausschließlich Signalereignisse passieren lassen würde. Durch einen Fit an die Verteilung des Untergrundes kann auch der Untergrund für höhere  $E_T$ -Werte abgeschätzt werden. Dabei wurde in einem Bereich hoher Statistik eine Potenzfunktion  $a \cdot x^{-b}$  an die Verteilung angepasst und zu größeren  $\cancel{E}_T$ -Werten extrapoliert. Dabei ergab sich für  $a$  ein Wert von  $1,77 \times 10^{19}$  und für den Exponenten ein Wert von  $b = -6,60$ .

*Durch QCD-Dijet-Ereignisse, die aufgrund von Rekonstruktionsineffizienzen eine fehlende Transversalenergie vortäuschen, sind nach der Anwendung geeigneter Selektionskriterien keine weiteren Erhöhungen des Gesamtuntergrundes für  $\cancel{E}_T > 1 \text{ TeV}$  zu erwarten, falls der Detektor in Wirklichkeit so funktioniert, wie in der Simulation angenommen wurde.*

Durch die ähnlichen Schnitte dieser Analyse und der Studie von Vacavant und Hinchliffe ist es möglich, das in der dortigen Abb. 4.7 erhaltene  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ -Signal mit dem Monojet-Signal aus dieser Studie einem ersten Vergleich zu unterziehen. In der  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ -Studie ergab ein Schnitt bei  $\cancel{E}_T > 1 \text{ TeV}$  eine Anzahl von 700 Untergrund-Ereignissen, hervorgerufen durch bosonische Zerfälle in Endzustände mit Neutrinos. Eine grobe Abschätzung für die Beobachtbarkeit eines durch Extra-Dimensionen erzeugten Monojet-Signals am ATLAS-Detektor ergibt sich über die Signifikanz

$$S = \frac{S - B}{\sqrt{B}} \quad (5.3)$$

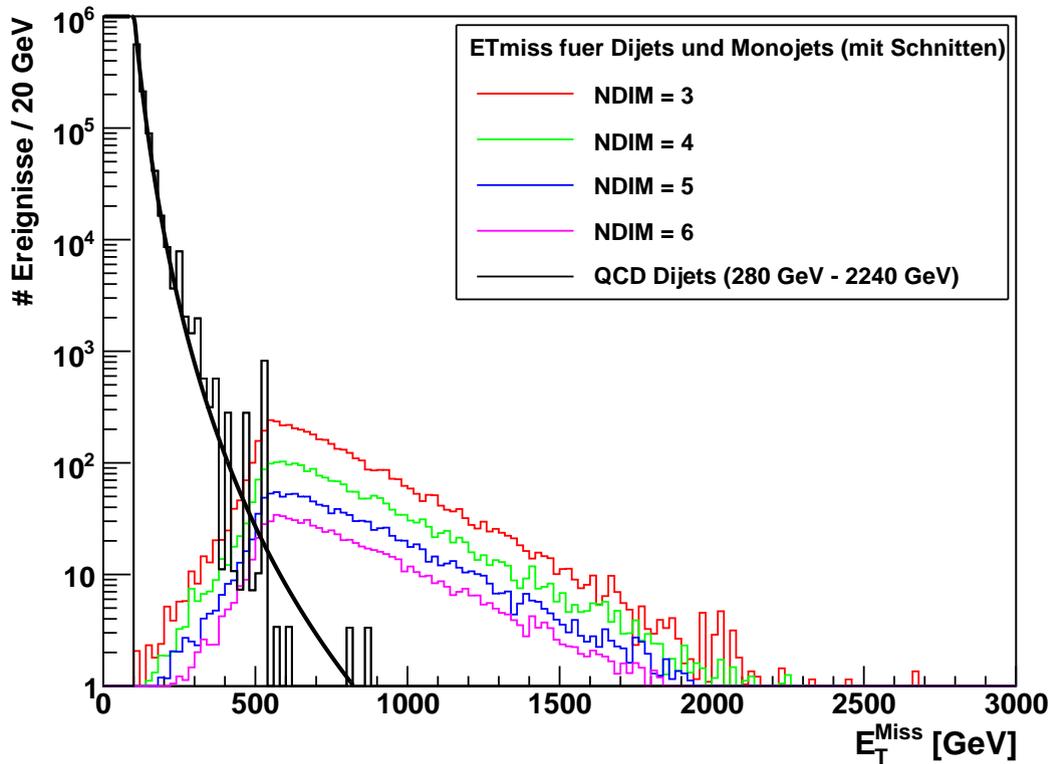
wobei  $S$  für die Anzahl der gesamten gemessenen Signalereignisse steht, die die



**Abbildung 5.13:** Darstellung der  $\cancel{E}_T$ -Verteilungen für QCD-Dijet-Ereignisse und durch KK-Graviton-Erzeugung hervorgerufene Monojet-Ereignisse. Es wurden keine Schnitte angewandt. Die hohen Spitzen bei  $\cancel{E}_T$ -Energien größer 1 TeV stammen von einzelnen Einträgen und wurden durch die Gewichtung erzeugt.

Selektionskriterien erfüllt haben und  $B$  für die Anzahl der Untergrund-Ereignisse. Es gilt  $B = B_{\text{true}} + B_{\text{fake}}$  wobei für  $\cancel{E}_T > 1 \text{ TeV}$ , die Größe  $B_{\text{fake}}$  sich zu Null ergibt.

In Tabelle 5.3 sind die Anzahl der verbleibenden Monojet-Ereignisse nach einem finalen Schnitt auf  $\cancel{E}_T > 1 \text{ TeV}$  aufgeführt. Die letzte Spalte zeigt die daraus berechnete Signifikanzen  $\mathcal{S}$  an. Für ein Szenario mit einer fundamentalen Planck Skala  $M_D = 5 \text{ TeV}$  erscheinen bei einer gesammelten Datenmenge von  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$ , Entdeckungen von Extra-Dimensionen bis zu mindestens  $n = 6$  mit einer  $> 5\sigma$ -Signifikanz möglich.



**Abbildung 5.14:** Analoge Darstellung zu Abb. 5.13, allerdings wurden nur solche Ereignisse eingetragen, die alle Selektionskriterien aus Tab. 5.2 erfüllen. Das Signal erfährt im Gegensatz zum Untergrund nur eine leichte Abschwächung, die Spitzen bei Energien größer 1 TeV sind verschwunden. Zwischen 200 GeV und 300 GeV wurde für die Untergrund-Verteilung ein Fit durchgeführt und zu höheren Energien extrapoliert. Dadurch soll der Einfluss des Untergrundes bei hohen Werten für  $\cancel{E}_T$  abgeschätzt werden, da dieser Bereich nur vereinzelt Einträge enthält.

$n$	Signalereignisse für $\cancel{E}_T > 1 \text{ TeV}$	statistischer Fehler	$\mathcal{S} = \frac{S-B}{\sqrt{B}}$
3	917	30,3	34,6
4	515	22,7	19,5
5	306	17,5	11,6
6	196	14,0	7,4

**Tabelle 5.3:** Die Tabelle zeigt die erwartete Anzahl der verbleibenden Monojet-Signalereignisse und ihre statistischen Fehler nach einem  $\cancel{E}_T$ -Schnitt bei 1 TeV für  $n = 3 \dots 6$  Extra-Dimensionen. Diese Ergebnisse wurden für  $M_D = 5 \text{ TeV}$  und  $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ fb}^{-1}$  erhalten.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss von QCD-Dijet-Ereignissen auf ein durch KK-Gravitonen erzeugtes Monojet-Signal untersucht.

Zunächst wurde eine Untersuchung des reinen Signals durchgeführt. Neben den einzelnen Prozessen zur Entstehung von KK-Gravitonen wurde auch die Multiplizität der Jets eines Ereignisses betrachtet. Hier gelangt man zu der Erkenntnis, dass ein Monojet-Signal nur in den wenigsten Fällen aus genau einem Teilchenjet besteht und meist die Zahl der Jets durch *Initial State Radiation* und *Final State Radiation* erhöht wird. Zudem zeigt sich, dass bei einer größeren Anzahl an potentiell vorhandenen zusätzlichen Extra-Dimensionen, die Anzahl der Monojet-Signale zwar abfällt, die Signatur aber unverändert bleibt.

In Teil 2 der Analyse fand eine Überprüfung von QCD-Dijet-Ereignissen auf fehlende Transversalenergie statt, die durch Detektorineffizienzen hervorgerufen wird. Als eine Quelle großer fehlender Transversalenergie zeigen sich dabei Ereignisse, die zwar rekonstruierte Myonen im TeV-Bereich enthielten, aber keine oder nur niederenergetische Myonen im generierten Ereignis aufwiesen. Des Weiteren ergeben sich für die Verteilungen der Teilchenjets des Dijet-Paares deutliche Häufungen für spezielle  $\eta$ -Bereiche, wenn ein Schnitt auf  $\cancel{E}_T^{\text{reco}} > 50 \text{ GeV}$  angewandt wurde. Dies ist auf das Vorhandensein von durch die Geometrie des Detektors festgelegten *Cracks* zurückzuführen. Für größere Werte von  $\cancel{E}_T^{\text{reco}}$  wird diese Korrelation zunehmend abgeschwächt und es zeigt sich, dass hauptsächlich fehlerhaft rekonstruierte Myonen für große fehlende Transversalenergien verantwortlich sind. Abschließend wurden Selektionskriterien festgelegt, mit deren Hilfe der durch QCD-Dijets verursachte Untergrund im Bereich von großen  $\cancel{E}_T$  auf ein Minimum reduziert werden sollte. Gleichzeitig sollte dabei das Monojet-Signal so wenig wie möglich abgeschwächt werden. Durch Schnitte auf die Transversalenergie  $E_T$  des führenden Jets, die gesamte fehlende Transversalenergie  $\cancel{E}_T$ , den Winkel  $\delta\phi$  zwischen dem "zweiten Jet" und  $\cancel{E}_T$ , sowie durch Anwendung eines Myon-Vetos, kann der Untergrund so weit reduziert werden, dass das QCD-Dijet Ereignis mit der höchsten fehlenden Transversalenergie erst bei  $\cancel{E}_T \approx 900 \text{ GeV}$  auftritt. Es zeigt sich somit, dass für den für Monojet-Signale relevanten  $\cancel{E}_T$ -Bereich  $> 1 \text{ TeV}$  durch die Anwendung dieser Selektionskriterien keine Erhöhungen des Untergrunds durch QCD-Dijet-Ereignisse zu erwarten sind.

Die Abschwächung des Signals durch diese Schnitte ist dabei nur gering und liegt bei ca. 15%.

In weiteren Studien mit QCD-Dijet-Ereignissen sollte vor allem darauf geachtet werden, dass genügend Statistik vorhanden ist, um die J5- und J6-Datensätze ausreichen repräsentieren zu können. Dies würde die Spitzen in den Verteilungen zu einem Großteil beseitigen und präzisere Schlussfolgerungen zulassen. Des Weiteren sollte zusätzlich zu den QCD-Dijet-Ereignissen, die  $\cancel{E}_T^{\text{true}}$ -erzeugenden bosonischen Zerfälle in die Analyse miteingebunden werden, um den kompletten Untergrund zu erhalten. Nur so können zuverlässige Aussagen über das Entdeckungspotential von Extra-Dimensionen gegeben werden. Eine weitere Verbesserung wäre in der Rekonstruktion der ADD-Monojet-Signale mit GEANT4 und der ATHENA-Rekonstruktionssoftware zu sehen, da dadurch die Vergleichbarkeit von Untergrund und Signal verbessert wird.

# Literaturverzeichnis

- [1] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. 12, S. 13
- [2] DELPHI Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000*, (2000)
- [3] M. C. Brak, *The Hierarchy Problem in the Standard Model and Little Higgs Theories*, S.36, (2004)
- [4] M. Schmaltz, *Physics beyond the Standard Model (theory): Introducing the Little Higgs.*, (2003)
- [5] S. Dawson, *Introduction to Elektroweak Symmetry Breaking*, S. 13, (1999)
- [6] T. Kaluza, *Sitzungsber. K. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl.*, S. 966, (1921)
- [7] O. Klein, *Z. Phys.* 37, S. 895, (1926)
- [8] N. Arkani-Hamend, S. Dimopoulos und G. Dvali, *The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter*, Phys. Lett. B 429, S. 263, (1998)
- [9] E. G. Adelberger, B. R. Heckel und A. E. Nelson, *Tests of the Gravitational Inverse-Square Law*, (2003)
- [10] K. Hirata *et al.*, *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*
- [11] S. Cullen und M. Perelstein, Phys. Rev. Lett. 83, 268, (1999); V. D. Barger, T. Han, C. Kao und R. J. Zhang, Phys. Lett. B 461, 34, (1999); C. Hanhart, J. A. Pons, D. R. Phillips und S. Reddy, Phys. Lett. B 509, 1, (2001); C. Hanhart, D. R. Phillips, S. Reddy und M. J. Savage, Nucl. Phys. B 595, 335, (2001)
- [12] J. A. Hewett and M. Spiropulu, *Particle Physics Probes of Extra Spacetime Dimensions*, (2002)
- [13] R. Sundrum und L. Randall, *A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*, (1999)
- [14] T. Appelquist, H.-C. Cheng, B. A. Dobrescu, *Bounds on Universal Extra Dimensions*, (2000)

- [15] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, (2008)
- [16] ATLAS Inner Detector Community, *Inner Detector – Technical Design Report*, (1997)
- [17] Abbildung entnommen aus: <http://www.ge.infn.it/rossi/leoweb/>
- [18] ATLAS LARG Unit, *Liquid Argon Calorimeter – Technical Design Report*
- [19] ATLAS/Tile Calorimeter Collaboration, *Tile Calorimeter – Technical Design Report*, (1996)
- [20] Abbildung entnommen aus: <http://atlas.ch/>
- [21] ATLAS Muon Collaboration, *Muon spectrometer – Technical Design Report*, (1997)
- [22] ATLAS Level-1 Trigger Group, *Level-1 Trigger – Technical Design Report*, (1998)
- [23] ATLAS HLT/DAQ/DCS Group, *ATLAS High Level Trigger, Data Acquisitions and Controls*, (2003)
- [24] C. Gwenlan et al., *Impact of future HERA data on the proton PDF uncertainties using the ZEUS QCD NLO fit*, Figure 1, (2006)
- [25] mehr Informationen sind unter <http://atlantis.web.cern.ch/atlantis/> zu finden
- [26]  $D\phi$  Collaboration, *Search for Large extra dimensions in the Monojet +  $\cancel{E}_T$  channel at  $D\phi$* , (2003)
- [27] CDF Collaboration, *Search for Kaluza-Klein Graviton Emission in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV using the Missing Energy Signature*, (2004)
- [28] CDF Collaboration, *Search for Large Extra Dimensions in the Production of Jets and Missing Transverse Energy in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV*, (2006)
- [29] Offizielle PYTHIA Webseite: <http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [30] Offizielle ATLFast Webseite: <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/>
- [31] Private Korrespondenz mit P. Beauchemin (beteiligt am CDF-Experiment) und G. Azuelos (ATLAS)
- [32] Offizielle GEANT4 Webseite: <http://www.cern.ch/geant4>
- [33] L. Vacavant, I. Hinchliffe, *Signals of models with large extra dimensions in ATLAS*, (2001)
- [34] Atlas Collaboration, *J13 Missing ET Note*, (2008)

Erklärung:

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

Heidelberg, den 16.07.2008

Unterschrift