

Bachelorarbeit

Studien zur Suche nach langlebigen Supersymmetrischen Teilchen am ATLAS Detektor

Studies in search for long-lived Supersymmetric Particles with the ATLAS Detector

angefertigt von

Silvan Kuttimalai

aus Köln

am Institut für Kern- und Teilchenphysik

Bearbeitungszeit: 22. November 2010 bis 28. Februar 2011

Erstgutachter/in: Dr. Carsten Hensel

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Bachelorarbeitsnummer: II.Phys-UniGö-BSc-2011/01

Zusammenfassung

Supersymmetrische Modelle mit durch Eichwechselwirkungen vermittelter Symmetriebrechung (sog. GMSB-Modelle) sagen in gewissen Bereichen des Parameter-raumes quasi-stabile, schwere geladene Teilchen voraus. Wegen ihrer hohen Masse im Vergleich zu stabilen Standardmodellteilchen unterliegen diese Teilchen hohen Energieverlusten bei Impulsen, bei denen ein solches Verhalten von Standardmodellteilchen nicht zu erwarten ist. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass solche hohen Energieverluste in Daten aus Monte-Carlo-Simulationen im ATLAS-Detektor tatsächlich beobachtet werden können. Des Weiteren werden Methoden für die Gezielte Suche nach Ereignissen mit diesen Teilchen entwickelt. Dazu werden Daten simulierter Standardmodell-Prozesse mit simulierten supersymmetrischen Ereignissen verglichen. Es stellt sich heraus, dass bei Einbeziehung supersymmetrischer Ereignisse nach Anwendung zusätzlicher Schnitte eine Signifikante Abweichung in der Zahl solcher Ereignisse zu verzeichnen ist. Insofern werden Ansätze für Methoden zur Suche nach supersymmetrischen Ereignissen innerhalb des zugrundegelegten Modells vorgestellt. Eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} wird für die vorliegenden Studien zugrunde gelegt.

Stichwörter: Supersymmetrie, GMSB, Energieverluste, stabile geladene Teilchen

Abstract

Within certain areas of parameter space in supersymmetric models with gauge-mediated symmetry breaking (GMSB), long-lived heavy charged particles are predicted theoretically. Due to their high mass, they are subject to energy losses in particular momentum ranges that are noticeably larger than energy losses of known stable particles. Using Monte Carlo generated events it is shown that these high energy losses can indeed be observed within the ATLAS detector. Furthermore it is found that this feature of heavy charged particles can be utilized in the search for events with supersymmetry using energy loss measurements from the ATLAS pixel sub-detector. When additional cuts are applied, combined data for background processes and supersymmetric events yield a significant excess of events containing particles that behave similar to the supersymmetric heavy charged particles. Thus, a method is provided to specifically search for such events within the used model. An integrated luminosity of 1 fb^{-1} is assumed for these studies.

Keywords: Supersymmetry, gauge-mediated symmetry breaking GMSB, energy loss, stable charged particles

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.1. Teilchenspektrum und Wechselwirkungen	3
2.2. Symmetrien im Standardmodell	6
2.3. Grenzen des Standardmodells	7
3. Supersymmetrie in der Teilchenphysik	11
3.1. Motivation	11
3.2. R-Parität	13
3.3. Supersymmetriebrechung	14
3.4. GMSB-Szenarien	16
4. Energieverluste schwerer geladener Teilchen in Materie	21
4.1. Moderat relativistische Teilchen und die Bethe-Formel	22
4.2. Korrekturen zur Bethe-Formel	25
4.3. Statistische Aspekte	26
4.4. Energieverluste von Elektronen	28
5. Das ATLAS-Experiment am LHC	29
5.1. Large Hadron Collider	29
5.2. Geometrie und kinematische Variablen	30
5.3. Innerer Detektor	31
5.4. Kalorimetrie	34
5.5. Myonen-Spektrometer	35
5.6. Trigger-System und Datenerfassung	36
5.7. Messungen des Energieverlustes im Pixel-Detektor	38
5.8. ATHENA-Framework	38
6. Experimentelles Vorgehen	41
6.1. Verwendeter SUSY-Datensatz	41
6.2. Zuordnung der Detektor-Spuren	42
6.3. Einbeziehung von Hintergrundprozessen	43
6.4. Entwicklung von Schnitten	47

7. Auswertung	51
7.1. Zuordnung der Detektor-Spuren	51
7.2. Energieverluste der Staus	55
7.3. Energieverluste der Standardmodellteilchen im SUSY-Datensatz . .	57
7.4. Energieverluste in den Hintergrunddatensätzen	59
7.5. Entwicklung von Schnitten	60
8. Diskussion und Ausblick	73
Anhang	76
A. Histogramme zur Spuridentifikation	76
B. Datensatzdefinitionen	78
C. Fehlerbetrachtungen	80
Quellen- und Literaturverzeichnis	83
Danksagung	89

Abbildungsverzeichnis

2.1. Entwicklung inverser Kopplungskonstanten im Standardmodell.	8
3.1. Vereinigung der Kopplungskonstanten im Rahmen des MSSM.	13
3.2. Supersymmetriebrechung im MSSM.	15
4.1. Energieverlust pro Weeinheit eines Myons in Kupfer.	24
4.2. Energieverluste in Kupfer.	25
4.3. Stragglung-Funktionen für Pionen in Silizium.	27
5.1. Der ATLAS-Detektor in einer Schematischen Darstellung.	30
5.2. Schematischer Aufbau des inneren Detektors.	32
5.3. Schematische Zeichnung des Kalorimetersystems im ATLAS-Detektor.	34
5.4. Schematische Zeichnung des Myonen-Spektrometers.	36
7.1. ΔR -Histogramme.	53
7.2. ΔP_T -Histogramme.	54
7.3. Energieverluste der Staus.	56
7.4. Energieverluste einiger Teilchensorten im SUSY-Datensatz.	57
7.5. Energieverluste aller Detektorspuren im SUSY-Datensatz.	58
7.6. Histogramme der Energieverluste aller Spuren.	59
7.7. Erster geometrische Schnitt.	61
7.8. Gewichtete Zahlen an Spuren nach zweitem geometrischen Schnitt.	64
7.9. Ergebnisse des Fits und zweiter geometrischer Schnitt.	66
7.10. Schnitte auf die Qualität der Spurrekonstruktion.	68
7.11. Schnitte auf fehlende Transversalenergie.	70
8.1. S/\sqrt{B} in Abhängigkeit der integrierten Luminosität.	74
A.1. Logarithmische ΔR -Histogramme.	76
A.2. Logarithmische ΔP_T -Histogramme.	77

Tabellenverzeichnis

2.1. Elementarteilchen im Standardmodell.	4
2.2. Wechselwirkungen, Eichbosonen und ihre Eigenschaften.	5
3.1. Gegenüberstellung der Standardmodellteilchen und Superpartner des MSSM.	12
3.2. Modellparameter des SPS 7 Bezugspunktes.	20
6.1. Hintergrund-Datensätze.	47
7.1. Relative Anteile akzeptierter Zuordnungen.	55
7.2. Mengen der aus den SUSY-Daten extrahierten Messwerte.	56
7.3. Ergebnisse des Fits.	65
7.4. Schnitte auf χ^2	67
7.5. Schnitte auf fehlende Transversalenergie.	71
7.6. Definitionen der angewendeten Schnitte.	71
7.7. Sukzessive Entwicklung von S/\sqrt{B}	72
B.1. Logical Dataset Names.	80

1. Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt einen großen Teil der bekannten Phänomene im Bereich elementarer Wechselwirkungen und Teilchen mit erstaunlicher Genauigkeit. Bis auf das Higgs-Boson wurden alle vom Standardmodell vorhergesagten Teilchen nachgewiesen. Dennoch weist es Mängel auf, die Anlass dazu geben, das Standardmodell zu erweitern und alternative Theorien zu entwickeln. Supersymmetrische Theorien bieten vielversprechende Ansätze, die einige Mängel am Standardmodell beseitigen könnten. Gleichzeitig sagen Theorien mit Supersymmetrie die Existenz neuer, bisher nicht beobachteter Teilchen und Phänomene voraus. Die Suche nach solchen neuen Phänomenen und Teilchen ist eine der wesentlichen Aufgabe des „Large Hadron Colliders“ und der Experimente, die an diesem größten und leistungsfähigsten je gebauten Hadronen-Speicherring durchgeführt werden. Eines dieser Experimente ist das ATLAS-Experiment mit seinem Detektor, in dem Hadronenpakete mit sehr hohen Energien zur Kollision gebracht werden. Einige supersymmetrische Theorien sagen die Entstehung bisher unbekannter ungewöhnlich schwerer aber trotzdem stabiler Teilchen voraus. Da diese eine elektrische Ladung tragen, würden sie im ATLAS-Detektor registriert werden.

Die vorliegende Bachelorarbeit fasst die Ergebnisse kleiner Studien zur Suche nach genau solchen Teilchen zusammen. In den ersten beiden Kapiteln werden sowohl das Standardmodell kurz vorgestellt, als auch Grundzüge des betrachteten Supersymmetrie-Modells erläutert. Der darauffolgende Teil ist den Energieverlusten von schweren geladenen Teilchen in Materie gewidmet. Messungen dieser Energieverluste sollen schließlich dazu genutzt werden, supersymmetrische Teilchen zu identifizieren beziehungsweise nach ihnen zu suchen. Im fünften Kapitel wird der ATLAS-Detektor beschrieben, um im sechsten Kapitel das genaue Vorgehen bei der Durchführung der Studien zu erläutern. Auf die Auswertung der Ergebnisse im siebten Kapitel folgt eine Diskussion der Resultate im letzten Teil.

2. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das theoretische Modell, das Physiker für die Beschreibung der Physik von Elementarteilchen über die letzten Jahrzehnte entwickelt haben, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik, ist eine Theorie, die sowohl bei der Erklärung als auch bei der quantitativen Vorhersage von Phänomenen in diesem Gebiet außerordentlich erfolgreich ist. Sie wurde vor allem im Bereich der elektroschwachen Wechselwirkung hochpräzisen Tests unterzogen, die lediglich Abweichungen im Bereich einiger Promille liefern [1]. So ist die bis auf eine relative Genauigkeit von 10^{-5} bestimmte Masse des Z-Bosons (vgl. Abschnitt 2.1) eine der am genauesten vermessenen physikalischen Größen überhaupt und in exzellenter Übereinstimmung mit Standardmodellvorhersagen [2]. Gegenstand dieses Kapitels ist eine Beschreibung der im Zusammenhang dieser Arbeit wichtigsten Konzepte des Standardmodells. Des Weiteren sollen Umstände erläutert werden, die Anlass dazu geben, das Standardmodell trotz seiner Leistungsfähigkeit zu modifizieren beziehungsweise es zu erweitern. Die gelieferten Darstellungen sind dabei stark zusammenfassenden und vereinfachenden Charakters, für detailliertere Betrachtungen sei an dieser Stelle auf vertiefende Literatur verwiesen [3, 4, 5].

2.1. Teilchenspektrum und Wechselwirkungen

Materie wird im Standardmodell als aus einigen wenigen fundamentalen Elementarteilchen aufgebaut beschrieben. Diese sind insofern als elementar und fundamental aufzufassen, als mit ihrer Hilfe nicht nur alle Materie beschrieben werden kann und ihnen bis heute keinerlei Substruktur nachgewiesen werden konnte. Auch die Theorie des Standardmodells beschreibt diese Teilchen als punktförmige Anregungen fundamentaler Felder und die damit unterstellte Strukturlosigkeit ist heute auf Skalen bis hinunter zu 10^{-18} m bis 10^{-19} m überprüft [6].

Man unterscheidet zwischen zwei Klassen von Elementarteilchen, die sich im Spin und somit bezüglich der statistischen Gesetzmäßigkeiten, denen sie unterliegen, unterscheiden. Materie selbst ist aus den fermionischen Teilchen mit halbzahligem Spin aufgebaut, wohingegen die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen mit Hilfe der bosonischen Austauschpartikeln beschrieben werden. Diese haben einen ganzzahligen Spin und unterliegen damit im Unterschied zu den Vertretern des fermionischen Sektors nicht dem paulischen Ausschlussprinzip. Dieses Prinzip hindert zwei Fermionen daran, gleichzeitig denselben Zustand einzunehmen und verleiht ihnen damit eine Eigenschaft, an die unser intuitives Verständnis von Materie Anlehnung findet. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über den fermionischen Sektor des Teilchenspektrums im Standardmodell. Über die in dieser Tabelle enthaltenen Teilchen hinausgehend gibt es zu jedem der fermionischen Elementarteilchen ein sogenanntes Antiteilchen, das zwar dieselbe Masse wie das korrespondierende ursprüngliche Teilchen besitzt, sich jedoch beispielsweise bezüglich der elektrischen Ladung im Vorzeichen von ihm unterscheidet. Wie

	1. Generation		2. Generation		3. Generation	
Quarks	Up	u	Charm	c	Top	t
	Down	d	Strange	s	Bottom	b
Leptonen	Elektron	e^-	Myon	μ^-	Tauon	τ^-
	e^- -Neutrino	ν_e	μ^- -Neutrino	ν_μ	τ^- -Neutrino	ν_τ

Tab. 2.1.: Elementarteilchen im Standardmodell.

in Tabelle 2.1 ersichtlich, unterliegt dem Organisationsschema des fermionischen Teilchenhaushaltes eine Generationenstruktur. Diese Einordnung geschieht vor dem Hintergrund der Tatsache, dass sich die Teilchen aus der zweiten und dritten Generation in vielerlei Hinsicht wie schwerere Duplikate der Vertreter der ersten Generation verhalten. Die Materie, die für den Menschen in seiner Umgebung unmittelbar erfahrbar ist, setzt sich aus den Teilchen der ersten Generation zusammen. Innerhalb einer Generation unterscheidet man außerdem zwischen Leptonen und Quarks. Bezeichnender Unterschied zwischen diesen beiden Teilchenklassen ist die Art, wie die Teilchen miteinander wechselwirken. Man unterscheidet zwischen

drei Wechselwirkungen, namentlich der schwachen, der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung. Sowohl Leptonen als auch Quarks partizipieren an schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkungsprozessen, sofern sie eine der jeweiligen Wechselwirkung entsprechende Ladung tragen. Die zur starken Wechselwirkung gehörige Farbladung tragen nur Quarks, Leptonen hingegen nehmen nicht an starken Wechselwirkungen teil.

	Reichweite [m]	Stärke	Eichbosonen	Masse [MeV]
Starke Kraft	10^{-15}	1	Gluonen g_1, \dots, g_8	0
Schwache Kraft	10^{-18}	10^{-15}	W^- und Z -Bosonen W^\pm Z	80 91
Elektromagnetismus	∞	10^{-2}	Photon γ	0

Tab. 2.2.: Wechselwirkungen, Eichbosonen und ihre Eigenschaften. Angaben übernommen aus [6].

Prozesse, in denen Teilchen wechselwirken, implizieren stets den Austausch eines mit der jeweiligen Wechselwirkung assoziierten Eichbosons. Diese Austauscheteilchen machen den bosonischen Sektor des Standardmodells aus. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über wichtige Merkmale der drei angesprochenen Wechselwirkungen und der jeweiligen Eichbosonen. Die Erklärung des Umstandes, dass die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung im Gegensatz zu den anderen massiv sind, bedurfte der Einführung eines weiteren Feldes, des Higgs Feldes [7]. Wechselwirkungen mit diesem Feld sind jedoch nicht nur für die Massen der W^- und Z -Bosonen verantwortlich, sie verleihen vielmehr auch den fermionischen Elementarteilchen ihre Masse. Die Einführung des Higgs-Feldes in die Theorie des Standardmodells impliziert zusätzlich die Existenz eines weiteren Eichbosons. Dieses skalare Eichboson ist das einzige bisher nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells und wird Higgs-Boson genannt.

Eine auf makroskopischen Skalen durchaus wichtige Wechselwirkung, die Gravitation, findet bemerkenswerterweise keinen Platz in der Beschreibung der Ele-

mentarteilchenphysik durch das Standardmodell. Der Grund dafür ist, dass der Versuch, die allgemeine Relativitätstheorie (die Theorie der Gravitation) mit einem quantentheoretischen Ansatz, wie er hinter dem Standardmodell steht, in einen konsistenten Einklang zu bringen, besondere Schwierigkeiten theoretischer Natur bereitet [8]. Zudem ist die Gravitation die bei weitem schwächste aller Kräfte, sodass sie auf subatomaren Skalen keine messbaren Auswirkungen zeigt und insofern eine Berücksichtigung in diesem Kontext schlicht nicht notwendig ist [3].

2.2. Symmetrien im Standardmodell

Eine zentrale Rolle in der Teilchenphysik allgemein spielen Symmetrien. Symmetrien liegen im physikalischen Sinne immer dann vor, wenn das Verhalten eines Systems invariant unter einer gewissen Transformation ist. Generieren die Symmetrien eines Systems eine algebraische Gruppenstruktur, so spricht man von einer Symmetriegruppe. Ein typisches Beispiel einer Symmetrietransformation ist die Drehung eines Systems um eine gewisse Raumachse. Man spricht hier von einer kontinuierlichen Raumzeitsymmetrie, wobei der Begriff Raumzeit zwecks Abgrenzung zu einer anderen Klasse von Symmetrien verwandt wird. Dies sind die Symmetrien bezüglich Transformationen interner Freiheitsgrade, die als interne Symmetrien bezeichnet werden. Die den internen Symmetrien des Standardmodells zugrundeliegende Symmetriegruppe wird mit

$$\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y \tag{2.1}$$

bezeichnet. Eng verbunden mit diesen internen Symmetrien sind die Wechselwirkungen innerhalb des Standardmodells. Es besteht eine enge Beziehung zwischen den internen Symmetrietransformationen und den sogenannten Eichfeldern, die letztendlich auch die Eichbosonen der verschiedenen Wechselwirkungen hervorbringen [6]. Ausdruck (2.1) ist das direkte Produkt der zur starken Kraft gehörigen Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(3)_C$ und der Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ der elektroschwachen Wechselwirkungen. Als Untergruppe von $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ geht die Symmetriegruppe der elektromagnetischen Wechselwirkung $\mathrm{U}(1)_{EM}$ in die Theorie des Standardmodells mit ein und in diesem Sinne werden schwache und elektroma-

gnetische Wechselwirkungen als teilweise vereinigt betrachtet [6].

Die Raumzeitsymmetrien des Standardmodells sind die der Poincaré-Gruppe P , der Symmetriegruppe der speziellen Relativitätstheorie in vierdimensionaler Raumzeit:

$$P = \mathbb{R}^4 \rtimes O(3, 1)$$

Zu ihr gehören die Transformationen der räumlichen Drehungen, der räumlichen Translationen und der relativistischen Lorentztransformationen.

2.3. Grenzen des Standardmodells

Das Standardmodell ist insofern eine außerordentlich erfolgreiche Theorie, als seine experimentell überprüften Vorhersagen mit hoher Genauigkeit reproduziert werden konnten. Jedoch lässt das Standardmodell in seiner derzeitigen Form genügend Fragen offen, um begründete Zweifel an seiner universellen Gültigkeit aufkommen zu lassen. Einige der Umstände, die Anlass für Anstrengungen zur Entwicklung alternativer Theorien geben sollen im Folgenden kurz angesprochen werden.

Gravitation und Vereinigung von Kopplungskonstanten

Offensichtlicher Makel am Standardmodell ist die Tatsache, dass eine Einbeziehung der gravitativen Wechselwirkung nicht gegeben ist. Die Vereinheitlichung von Gravitation mit den im Standardmodell enthaltenen Wechselwirkungen stößt auf erhebliche Probleme theoretischer Natur, eine wichtige Rolle spielt dabei das sogenannte Coleman-Mandula-Theorem [11].

Unter dem Paradigma der Vereinheitlichung erscheint außerdem ein weiterer Umstand unbefriedigend. Bei der Symmetriegruppe (2.1) des Standardmodells handelt es sich um ein direktes Produkt aus drei einzelnen Gruppen, die jeweils eine Kopplungskonstante in die Theorie mit einbringen [12]. Insofern ist die Beschreibung der Wechselwirkungen keine vereinheitlichende. Das Standardmodell ist nun jedoch eine effektive Feldtheorie, was unter anderem bedeutet, dass diese Kopplungskonstanten keine fundamentalen Parameter sind. Vielmehr beschreiben sie effektive Kopplungsstärken, die mit der Energieskala, bei denen man Phänomene

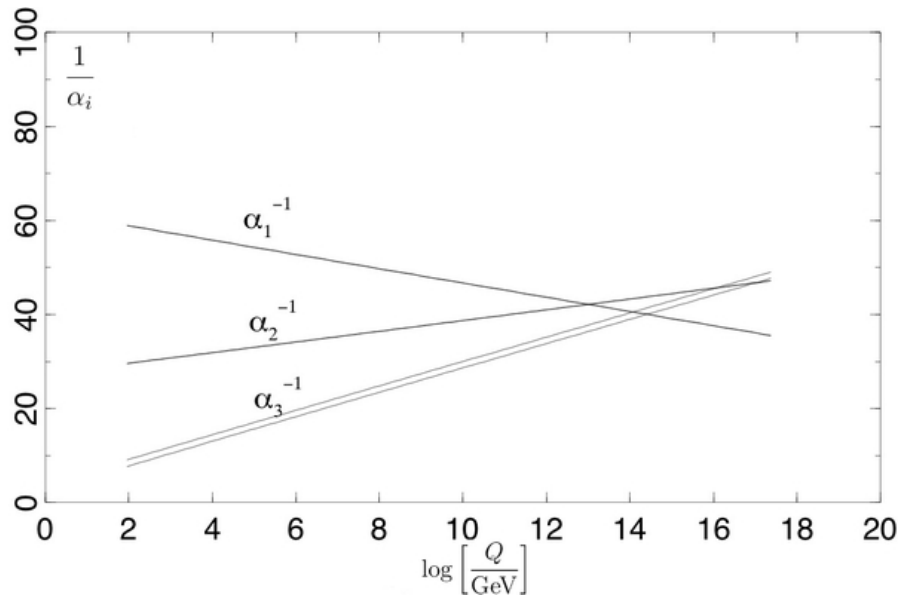


Abb. 2.1.: Entwicklung der inversen Kopplungskonstanten bei Änderung der Energie Q im Standardmodell. In erster Ordnung ist die Entwicklung linear in $\log(Q)$, die Korrekturen zweiter Ordnung sind so klein, dass Abweichungen vom linearen Verlauf kaum bemerkbar wären [9]. Abbildung mit Änderungen übernommen aus [10].

beobachtet, variieren [13]. Eine Interpretation aller Wechselwirkungen als Manifestation unterschiedlicher Aspekte einer einzigen fundamentalen Kraft erscheint besonders elegant und eine Annäherung oder sogar Vereinigung der Kopplungskonstanten bei hohen Energien würde dieser Interpretation entsprechen. Der Verlauf der Größen aller drei Kopplungskonstanten des Standardmodells ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Wie man dort sieht, nähern sich die Kopplungskonstanten zwar einander an, treffen sich jedoch nicht in einem Punkt [14], was der angestrebten Interpretation im Sinne der Vereinheitlichung entgegensteht. Die Abweichung von einer vereinheitlichten Kopplung ist dabei erheblich, sie bewegt sich in Größenordnungen von acht Standardabweichungen [15, 9]. Hinzu kommt, dass die Werte der Kopplungskonstanten, wie die der bis zu 23 anderen Parameter des Modells [12] willkürlich aber beobachtbar sind und aus der Theorie nicht hervorgehen. Sie müssen vielmehr in die Theorie von außen eingebracht werden, um sie mit Beobachtungen in Einklang zu bringen.

Problem der Feinabstimmung

Weitere unbeantwortete Fragen sind eng mit der Masse m_H des in 2.1 erwähnten Higgs-Bosons verknüpft. Zwar wurde es direkt noch nicht beobachtet, jedoch gibt es Argumente theoretischer Natur, die Einschränkungen bezüglich der Higgs-Masse liefern [16]. Zusammen mit Präzisionsmessungen im Bereich der elektroschwachen Theorie liefern diese Betrachtungen starke Argumente für eine Higgs-Masse im Bereich einiger hundert GeV [16].

Zur quadrierten Masse des Higgs-Bosons m_H^2 tragen nun jedoch Korrekturterme aus virtuellen Prozessen bei. Diese Korrekturen wachsen quadratisch mit der Energieskala Λ , bis zu der das Standardmodell als effektive Theorie einer zugrundeliegenden fundamentaleren Theorie gültig ist. Der Beitrag Δm_H^2 eines Fermions f zur quadrierten Higgs-Masse liefert in erster Ordnung [17]:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{1}{8\pi^2} |\lambda_f|^2 \Lambda^2 \quad (2.2)$$

Hierbei ist λ_f die Yukawa-Kopplungskonstante des Fermions an das Higgs-Feld, wobei f ein beliebiges Standardmodell-Lepton oder -Quark sein kann. Den größten Beitrag jedoch liefert das Top-Quark mit $|\lambda_f| \approx 1$.

Neue Physik wird spätestens beim Erreichen der sogenannten Planckskala $M_P \approx 10^{19}$ GeV auftreten; ab dieser Größenordnung werden Effekte der Quantengravitation relevant [18]. Ist Λ nun von der Größenordnung der Planckskala, so müssen sich die sich daraus ergebenden Korrekturterme zu m_H^2 in der Größenordnung von dann $(10^{19} \text{ GeV})^2$ gegenseitig sehr exakt kompensieren, um Higgs-Massen von der Ordnung einiger hundert GeV zuzulassen. Die dafür notwendige Feinabstimmung von Modellparametern auf 16 Stellen Genauigkeit [16] wird als extrem unnatürlich erachtet, da keinerlei Grund dafür bekannt ist, dass diese Parameter so exakt auf die speziellen Werte abgestimmt sind, bei denen sich die Massenbeiträge gerade herauskürzen.

3. Supersymmetrie in der Teilchenphysik

3.1. Motivation

Bei der Supersymmetrie (oft „SUSY“ abgekürzt) handelt es sich um einen konzeptionellen Ansatz zur Erweiterung der Poincaré-Gruppe, um eine vereinheitlichte Beschreibung von Raumzeitsymmetrien und internen Symmetrien zu ermöglichen. Eine einheitliche Beschreibung der Gravitation und der anderen fundamentalen Wechselwirkungen wird auf diese Weise ermöglicht [19]. Die dafür notwendige Ergänzung der Poincaré-Gruppe besteht in der Einführung einer neuen Symmetrietransformation \hat{U} , die bosonische Zustände in fermionische überführt und umgekehrt. Dabei ändert sich der Spin des jeweiligen Teilchens um $\frac{1}{2}$.

$$\text{Fermion} \xrightarrow{\hat{U}} \text{Boson} \quad (3.1)$$

$$\text{Boson} \xrightarrow{\hat{U}} \text{Fermion} \quad (3.2)$$

Sogenannte „No-Go-Theoreme“ setzen einer möglichen Erweiterung der Poincaré-Gruppe strikte Grenzen theoretischer Natur (Coleman-Mandula-Theorem [11]); in der Tat ist eine Symmetrietransformation entsprechend (3.1) beziehungsweise (3.2) die einzig mögliche nichttriviale Erweiterung (Haag-Lopuszanski-Sohnius-Theorem [20]). Eine solche Ergänzung der Poincaré-Gruppe ermöglicht nicht nur die Einbeziehung von Gravitation, vielmehr stellen SUSY-Transformationen entsprechend (3.1) zusätzlich eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen her. In diesem Sinne bieten supersymmetrische Theorien eine teilweise vereinheitlichte Beschreibung von Materie und Kräften. Dafür jedoch muss eine Vergrößerung des Teilchenhaushaltes in Kauf genommen werden. Selbst in der simpelsten Ausführung einer supersymmetrischen Theorie, dem sogenannten minimalen supersymmetrischen Standardmodell (oft als „MSSM“ abgekürzt) müssen zusätzliche Teilchen eingeführt werden. Das MSSM ist insofern minimal, als es die kleinstmögliche Anzahl neuer

Felder und somit neuer Teilchen einführt. Jedes Standardmodellteilchen erhält einen sogenannten Superpartner; der Teilcheninhalt den MSSM ist in Tabelle 3.1 angegeben. Die Superpartner fermionischer Standardmodellteilchen haben jeweils

Gruppe	Standardmodellteilchen	Superpartner
Leptonen	Elektron	e Seletron \tilde{e}
	Myon	μ Smyon $\tilde{\mu}$
	Tau	τ Stau $\tilde{\tau}$
	Neutrinos	$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ Sneutrino 1 bis 3 $\tilde{\nu}_1 \tilde{\nu}_2 \tilde{\nu}_3$
Quarks	Up Down	$u d$ Sup Sdown $\tilde{u} \tilde{d}$
	Charm Strange	$c s$ Scharm Sstrange $\tilde{c} \tilde{s}$
	Top Bottom	$t b$ Stop Sbottom $\tilde{t} \tilde{b}$
Neutrale Bosonen	Gluon	g Gluino \tilde{g}
	Photon Z Higgs	$\gamma Z H^0$ Neutralino 1 bis 4 $\tilde{\chi}_1^0 \dots \tilde{\chi}_4^0$
Geladene Bosonen	W und Higgs	$W^\pm H^\pm$ Chargino 1 und 2 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^\pm$

Tab. 3.1.: Gegenüberstellung der Standardmodellteilchen und Superpartner des MSSM. Gezeigt sind Masseneigenzustände. Neben dem angegebenen neutralen Higgs-Teilchen H^0 gibt es im MSSM zwei zusätzliche neutrale Higgs-Masseneigenzustände h^0 und A^0 , die in obiger Tabelle nicht explizit auftauchen. Angaben übernommen aus [17].

den um ein „s“ am Anfang erweiterten Namen des ursprünglichen Teilchens, sodass man von Squarks und Sleptonen spricht. Die zu den Bosonen des Standardmodells gehörigen Teilchen erhalten hingegen das Suffix „-ino“, der zum Gluon gehörige Superpartner heißt beispielsweise Gluino. Besonders interessant am vergrößerten Teilchenhaushalt ist nun, dass die neuen Teilchen zur quantitativen Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten beitragen. Das hat zur Folge, dass man, sofern gewisse Parameter des MSSM entsprechend gewählt werden, eine Vereinheitlichung der Kopplungskonstanten beim Erreichen von Energien um 10^{16} GeV erzielt [9]. Abbildung 3.1 zeigt die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten im MSSM.

Neben dem Beitrag zur Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten ergeben sich aus dem vergrößerten Teilchenhaushalt im MSSM weitere wünschenswerte Effekte. Die in Abschnitt 2.3 erläuterten Korrekturterme werden in supersymmetrischen Theorien durch diejenigen der Superpartner ergänzt. Neben dem Beitrag zur Higgsmasse eines Fermions muss der entsprechende Term seines Superpartners

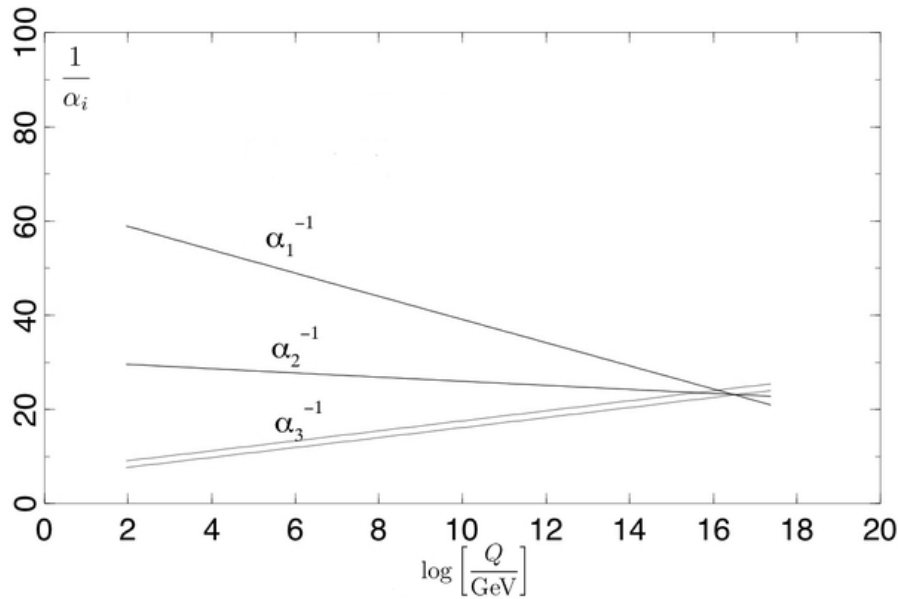


Abb. 3.1.: Vereinigung der Kopplungskonstanten im Rahmen des MSSM. Die Abbildung zeigt den Verlauf der inversen Konstanten und ist mit Änderungen übernommen aus [10].

addiert werden, der jedoch entsprechend der Feynman-Regeln ein umgekehrtes Vorzeichen trägt. Es kann gezeigt werden [17], dass sich aus dadurch gegebenen Kompensationen ein Skalierungsverhalten ergibt, das lediglich logarithmisch in Λ ist. Insofern entschärft das Konzept der Supersymmetrie das Problem der Feinabstimmung enorm.

3.2. R-Parität

Die in der Natur näherungsweise realisierte Erhaltung von Baryonen- sowie Leptonenzahl in physikalischen Prozessen erwächst im Standardmodell in natürlicher Weise aus der Forderung nach Renormierbarkeit der Theorie. Im MSSM hingegen müsste selbige schlicht postuliert werden. Um diesen Schritt zu vermeiden, kann stattdessen die sogenannte „R-Parität“ eingeführt werden. Diese schließt Terme in der Lagrangedichte, die die Baryonen- oder Leptonenzahlerhaltung verletzen, aus [17]. Die multiplikative Quantenzahl der R-Parität P_R eines Teilchens mit Spin S ,

Baryonenzahl B und Leptonenzahl L ist definiert als:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S}$$

Entsprechend dieser Definition erhalten alle Standardmodellteilchen eine R-Parität von 1, während alle Superpartner eine R-Parität von -1 aufweisen. Nimmt man die R-Parität als in physikalischen Prozessen exakt erhalten, so hat dies weitreichende Konsequenzen für die beobachtbaren Phänomene [17]:

- Das leichteste supersymmetrische Teilchen wäre absolut stabil.
- Jedes supersymmetrische Teilchen müsste letztendlich in eine ungerade Anzahl leichtester supersymmetrischer Teilchen zerfallen.
- In Beschleunigerexperimenten könnten supersymmetrische Teilchen nur in gerader Anzahl produziert werden.

Die Stabilität des leichtesten supersymmetrischen Teilchens (des „LSP“) macht es zu einem vielversprechenden Kandidaten zur Erklärung kalter baryonischer dunkler Materie, was wiederum einen Teil der Attraktivität von Supersymmetrie als Erweiterung des Standardmodells ausmacht.

3.3. Supersymmetriebrechung

Aus den in 3.1 erläuterten Gründen ist der supersymmetrische Ergänzungsansatz zum Standardmodell ein vielversprechender Kandidat auf dem Weg hin zu einer zufriedenstellenden Theorie der Elementarteilchenphysik. Bis heute gibt es keine experimentellen Hinweise auf die Realisierung von Supersymmetrie in der Natur [21]. Dies weist darauf hin, dass die in bisherigen Experimenten untersuchten Energiebereiche die Produktion supersymmetrischer Teilchen nicht zulassen und die Superpartner somit schwerer sein müssen, als ihre jeweiligen Gegenstücke aus dem Standardmodell-Teilchenspektrum. Folglich muss eine gebrochene Symmetrie zwischen Standardmodell- und SUSY-Teilchen vorliegen. Es sind viele Mechanismen denkbar, die letztendlich zur Brechung der Supersymmetrie führen, und die Art und Weise, auf der sich Supersymmetrie in den beobachtbaren Phänomenen manifestiert,

hängt empfindlich davon ab, welcher dieser Mechanismen in der Natur realisiert wird [13]. Grundsätzlich kann man zwischen expliziter Symmetriebrechung, die durch Einführung explizit symmetriebrechender Terme in die Lagrangedichte erzielt wird, und spontaner Symmetriebrechung unterscheiden. Spontan gebrochene Symmetrien liegen in einem physikalischen System immer dann vor, wenn selbiges nicht die Symmetrien der Gesetze, denen es unterliegt, widerspiegelt [7]. Ein klassisches Beispiel für die spontane Brechung von räumlicher Rotationssymmetrie ist der Übergang eines magnetischen Materials vom paramagnetischen in den ferromagnetischen Zustand, der eine ausgezeichnete Richtung der Magnetisierung aufweist und damit eine räumliche Symmetrie spontan bricht.

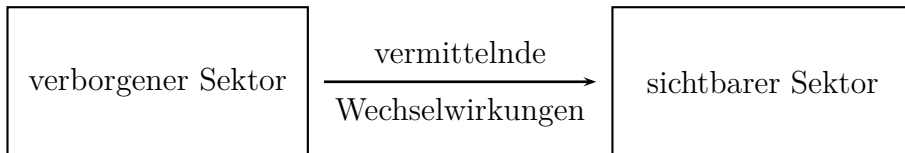


Abb. 3.2.: Im MSSM wird Supersymmetrie im verborgenen Sektor gebrochen; eine Vermittlung hin zum beobachtbaren Sektor erfolgt über gewisse Wechselwirkungen.

Es gibt keinen generellen Konsens darüber, auf welche Weise Supersymmetriebrechung tatsächlich vonstattengeht und die Konstruktion einer spontan gebrochenen Supersymmetrie nur mit Hilfe der MSSM-Felder erweist sich als problematisch. Zur Erklärung der Symmetriebrechung führt man daher einen „verborgenen Sektor“ ein, dessen Felder nicht direkt an die Felder des MSSM koppeln, jedoch für die Brechung der Symmetrie verantwortlich sind [22]. Für die Vermittlung der symmetriebrechenden Effekte im verborgenen Sektor hin zum beobachtbaren Sektor mit den Feldern des MSSM bedarf es einer übertragenden Wechselwirkung.

Unabhängig vom genauen Symmetriebrechungsmechanismus ist man für praktische Zwecke nun darauf angewiesen, explizit symmetriebrechende Terme in die der Theorie zugrundeliegende Lagrangedichte einzuführen. Diese Terme parametrisieren dann die niederenergetischen Effekte eines unbekanntenen Symmetriebrechungsmechanismus, der bei höheren Energien auftritt [23]. An solche Terme wird lediglich die Forderung gestellt, die gewünschten Kompensationen der in Abschnitt 2.3 erwähnten quadratischen Divergenzen nicht zu beeinträchtigen oder gar neue zu erzeugen. Solche Terme werden als „weich“ bezeichnet. Ohne genauere Spezifizierung des Sym-

metriebrechungsmechanismus führt die Parametrisierung aller möglichen weichen symmetriebrechenden Terme auf über einhundert freie zusätzliche Parameter [24]. Die Festlegung auf einen vermittelnden Wechselwirkungsmechanismus verringert die Anzahl freier Parameter jedoch erheblich. Zu den viel beachteten und favorisierten Kandidaten für die Vermittlerrolle zwischen verborgenem und sichtbarem Sektor gehört die Gravitation, wie beispielsweise in „mSUGRA“-Modellen (mSUGRA für „Minimal Supergravity“). Des weiteren gibt es die Möglichkeit der über starke und elektroschwache Eichwechselwirkungen vermittelten Symmetriebrechung in „GMSB“-Modellen (GMSB für „Gauge Mediated Symmetry Breaking“).

3.4. GMSB-Szenarien

Den Studien dieser Arbeit liegt ein GMSB-Szenario zu Grunde, weshalb die wichtigsten Phänomene, die in solchen Szenarien bei Beschleunigerexperimenten zu erwarten sind, hier beschrieben werden. Wie in 3.3 erwähnt verringert sich die Anzahl freier Parameter durch die Festlegung auf einen Brechungsmechanismus enorm. So werden in der einfachsten Form eines GMSB-Modells die Eigenschaften des Teilchenspektrums sowie aller anderen Observablen determiniert durch lediglich sechs Parameter¹ [25]:

- M_{mess} : „Messenger Scale“
- N_{mess} : „Messenger Index“
- Λ : „Universal soft SUSY breaking Scale“
- $\tan(\beta)$: Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Doublets
- $\text{sgn}(\mu)$: Vorzeichen des Higgsino Massenparameters
- \sqrt{F} : SUSY-Brechungs-Skala

Die ersten beiden Parameter entspringen dem „Messenger Sector“, der in GMSB-Modellen benötigt wird. Dieser Sektor führt eine Energie- beziehungsweise Massenskala M_{mess} in die Theorie mit ein; der Index N_{mess} hängt der mit der Struktur dieses Sektors zusammen [26].

¹In Ermangelung adäquater und geläufiger deutscher Übersetzungen werden hier teilweise die gängigen englischen Ausdrücke genannt

Das Gravitino als leichtestes Supersymmetrisches Teilchen

Kennzeichnend für GMSB-Modelle ist ein sehr leichtes Gravitino \tilde{G} mit einer Masse $m_{\tilde{G}}$ von [26]:

$$m_{\tilde{G}} = \frac{1}{\sqrt{3}k} \frac{F}{M_{\text{P}}} \approx \frac{1}{k} \left[\frac{\sqrt{F}}{100 \text{ TeV}} \right]^2 2,37 \text{ eV}$$

Die SUSY-Brechungs-Skala \sqrt{F} nimmt typischerweise Werte in der Größenordnung von 100 TeV an; k ist ein modellspezifischer Parameter kleiner als eins und M_{P} die reduzierte Planck-Masse. Unabhängig von der Energieskala \sqrt{F} , bei der die Brechung der Supersymmetrie vonstatten geht, ist das Gravitino in GMSB-Modellen stets das leichteste supersymmetrische Teilchen (das „LSP“) und unter der Annahme der Erhaltung von R-Parität muss jede Zerfallskette supersymmetrischer Teilchen beim Gravitino enden [26]. Das Gravitino verlässt einen Detektor weitgehend unbemerkt, es wechselwirkt ausschließlich gravitativ und würde sich daher lediglich durch fehlenden Transversalimpuls beziehungsweise fehlende Transversalenergie bemerkbar machen.

Das zweitleichteste supersymmetrische Teilchen

NLSP ist eine Kurzschreibweise für „Next-to-Lightest Supersymmetric Particle“ und bezeichnet das zweitleichteste Teilchen im SUSY-Spektrum. Unter der Annahme der Erhaltung von R-Parität würden alle supersymmetrischen Teilchen sehr schnell in das NLSP zerfallen, von dessen Natur und anderen Parametern des Modells dann abhängt, wie schnell der Übergang in das Gravitino als LSP vonstatten geht [26]. Die zu erwartende SUSY-Signatur bei Beschleunigerexperimenten hängt in beträchtlichem Umfang vom Charakter des NLSP beziehungsweise von den Zerfällen, die am Ende der Zerfallskaskaden supersymmetrischer Teilchen vorkommen können, ab. Daher werden mögliche Szenarien entsprechend der möglichen End-Zerfälle

kategorisiert [27]:

$$\tilde{\tau}_1 \longrightarrow \tau \tilde{G} \quad (3.3)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \longrightarrow \gamma \tilde{G} \quad (3.4)$$

$$\tilde{l}_R \longrightarrow l \tilde{G} \quad (3.5)$$

$\tilde{\tau}_1$ ist hierbei das leichtere zweier Staus, $\tilde{\chi}_1^0$ das leichteste Neutralino und \tilde{l}_R ein rechtshändiges Slepton ($\tilde{\mu}_R$ oder \tilde{e}_R), wobei l dann der jeweils entsprechende Standardmodellpartner ist. Dominieren entweder die Zerfälle (3.3) oder (3.4), so spricht man von „Stau-NLSP-“ beziehungsweise „Neutralino-NLSP-Szenarien“; spielen hingegen (3.3) und (3.5) eine bedeutende Rolle, so ist die Rede von einem „Slepton-Co-NLSP-Szenario“. Letztendlich bezeichnet das „Neutralino-Stau-Co-NLSP-Szenario“ die Möglichkeit, dass sowohl (3.3) als auch (3.4) das Ende der SUSY-Zerfallsketten dominieren.

Für die Studien in dieser Arbeit wird ein Stau-NLSP-Szenario von Relevanz sein. Die mittlere Lebensdauer T des Staus als Inverses der Zerfallsrate Γ in das Gravitino ist in einem solchen Falle gegeben durch [26]:

$$T = \frac{1}{\Gamma(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau G)} = \frac{16\pi F^2}{k^2 m_{\tilde{\tau}_1}^5} \approx \frac{1}{k^2} \left[\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\tau}_1}} \right]^5 \left[\frac{\sqrt{F}}{100 \text{ TeV}} \right]^4 \times 500 \text{ eV}^{-1} \quad (3.6)$$

GMSB-Signaturen bei Beschleunigerexperimenten

Viele Suchstrategien nach Supersymmetrie an Teilchenbeschleunigern beruhen auf der Annahme von erhaltener R-Parität zusammen mit Neutralinos als stabile LSPs, die paarweise am Ende einer Zerfallskaskade supersymmetrischer Zustände stehen und den Detektor unbemerkt verlassen. So entsteht eine typische Signatur mit fehlendem Transversalimpuls [28]. In gewissen GMSB-Szenarien jedoch kann sich Supersymmetrie auf ganz andere Weise manifestieren. Wie bereits erwähnt ist der für die später folgenden Analysen relevante Fall der eines Staus als alleiniges NLSP, dessen mittlere zurückgelegte Weglänge $\langle x \rangle$ sich aus der Lebensdauer (3.6) zu

$$\langle x \rangle = \beta \gamma T \approx \sqrt{\frac{E^2}{m_{\tilde{\tau}_1}^2} - 1} \left[\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\tau}_1}} \right]^5 \left[\frac{\sqrt{F/k}}{100 \text{ TeV}} \right]^4 \times 10^{-2} \text{ cm} \quad (3.7)$$

errechnet [26]. E ist dabei die bei der Produktion des Staus aufgewandte Energie. Im Falle eines Neutralino-NLSP kommt lediglich ein Vorfaktor hinzu. Die zurückgelegte Wegstrecke eines NLSP vor seinem Zerfall hängt daher stark von der Größe $\sqrt{F/k}$ ab. Für relativ kleine Werte (in etwa unterhalb von 1×10^6 GeV) findet der Zerfall nahezu sofort statt, für größere Werte hingegen kann der Zerfall etwas versetzt vom Punkt der Interaktion oder auch ganz außerhalb der typischen Dimensionen eines Detektors stattfinden [26]. Relativ zum Kollisionspunkt versetzte Zerfallsvertices, denen das Tau-Lepton in (3.3) oder das Photon in (3.4) entspringt, würden aus einem Zerfall innerhalb des Detektors resultieren. Findet der Zerfall des NLSP außerhalb des Detektors statt, so kommt es im Falle eines $\tilde{\tau}$ -NLSP zu dem sehr charakteristischen Phänomen eines schweren geladenen Teilchens, das eine stark ionisierende Spur hinterlässt (mehr dazu in Abschnitt 4), sofern sie nicht zu schnell sind. Hochrelativistische Staus hingegen weisen diese stark ionisierende Wirkung nicht auf und würden als Myonen missinterpretiert.

Bei einem Neutralino-NLSP bliebe eine Detektion der NLSPs auf Grund der fehlenden elektrischen Ladung ganz aus und die resultierende Signatur würde mit fehlender Transversalenergie in vielerlei Hinsicht der von Modellen mit gravitationsvermittelter Symmetriebrechung und einem Neutralino als stabiles LSP ähneln [28].

SPS 7 Bezugspunkt

Minimale GMSB-Modelle weisen lediglich sechs freie Parameter auf, was eine enorme Reduktion im Vergleich zu den über einhundert Parametern des allgemeinsten MSSM darstellt. Nichtsdestotrotz ist bei der Suche nach Supersymmetrie ein systematisches Abarbeiten des gesamten Parameterraumes eines GMSB-Modells meist nicht praktikabel. Man ist daher darauf angewiesen, spezifische Punkte im Parameterraum auszuwählen und gezielt zu untersuchen. Ein wichtiger Aspekt bei der Auswahl von spezifischen Parameterpunkten ist unter Anderem die Qualität an Aussagen, die auch beim Ausbleiben von Abweichungen von Standardmodell-Vorhersagen gemacht werden können. Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Kompatibilität der Referenzpunkte in Bezug auf viele verschiedene Experimente (Beschleunigerexperimente und kosmologische Beobachtungen beispielsweise).

Auf der von der „American Physical Society“ APS organisierten internationalen Versammlung von Vertretern der Hochenergiephysik „Snowmass 2001“ hat man unter anderem einen Konsens über zehn solcher Parameterpunkte gefunden. Zwei dieser Punkte stellen GMSB-Szenarien dar, von denen einer ein Stau-NLSP aufweist und der andere ein Neutralino-NLSP. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Stau-NLSP-Szenario „SPS 7“ untersucht werden. Es ist durch die in Tabelle 3.4 gegebene Parameterwahl gekennzeichnet [24]. Das im Rahmen dieser Arbeit interessante

Parameter	Parameterwert im SPS 7
M_{mess}	80 TeV
N_{mess}	3
Λ	40 TeV
$\tan(\beta)$	15
$\text{sgn}(\mu)$	1

Tab. 3.2.: Modellparameter des SPS 7 Bezugspunktes.

Charakteristikum dieses Parameterpunktes ist das Stau als NLSP, das eine Masse in der Größenordnung von 100 GeV [24] aufweist und elektrisch geladen ist. Ist dieses Teilchen mit einer hinreichend langen Lebensdauer ausgestattet, so würde es als quasi-stabiles sehr schweres geladenes Teilchen einen Teilchendetektor verlassen können. Wie in Abschnitt 4 erläutert wird, ließe sich ein solches Teilchen anhand eines charakteristischen Energieverlustes erkennen. Zwar lässt die Parameterwahl des SPS 7 den Wert für die SUSY-Brechungsskala \sqrt{F} und somit die Lebensdauer des Staus als NLSP (vgl. Gleichung (3.6)) unbestimmt [29]. Jedoch folgt aus Gleichung 3.7, dass ein für ein $\tilde{\tau}_1$ mit einer Masse von etwa 100 GeV bei $\sqrt{F} \approx 100$ TeV die mittlere zurückgelegte Weglänge bei

$$\langle x \rangle \approx \sqrt{\frac{E^2}{100 \text{ GeV}} - 1} \times 10^{-2} \text{ cm}$$

und somit im makroskopischen Bereich liegt (für eine genauere quantitative Betrachtung siehe Abschnitt 6.1).

4. Energieverluste schwerer geladener Teilchen in Materie

Hauptgegenstand dieser Arbeit ist das Verhalten hypothetischer schwerer geladener Teilchen aus dem SUSY-Spektrum beim Durchqueren des Detektors und speziell der Umfang an Energieverlust, den sie dabei erleiden. Die Rolle der schweren geladenen Teilchen nimmt dabei das in 3.4 erwähnte Stau $\tilde{\tau}_1$ als NLSP eines GMSB-Szenarios ein. Es ist im Vergleich zu geladenen stabilen Standardmodellteilchen sehr schwer, was dazu führt, dass die Höhe ihres Energieverlustes beim Durchqueren eines Teilchendetektors die Möglichkeit liefert, Supersymmetrie in Beschleunigerexperimenten zu identifizieren. Im Folgenden sollen einige Grundlagen zum Verständnis des Zustandekommens des charakteristischen Energieverlustes der Staus erläutert werden. Als Formelzeichen für den Energieverlust eines Teilchens pro Wegeinheit zurückgelegter Strecke wird im Verlaufe dieser Arbeit

$$\frac{dE}{dx} \tag{4.1}$$

verwendet. In vielen Quellen unterscheidet sich der verwandte Ausdruck um ein Vorzeichen. Da er in dieser Arbeit jedoch sehr häufig auftauchen wird, bezeichne (4.1) im Folgenden der Übersichtlichkeit halber stets die *abgegebene* Energie eines Teilchens pro Wegeinheit zurückgelegter Strecke. Des Weiteren wird statt (4.1) oft der spezifische Energieverlust pro Wegeinheit

$$\frac{dE}{\rho dx} \tag{4.2}$$

angegeben. Dabei bezeichnet ρ die Massendichte des vom Teilchen durchwanderten Materials. Der zusätzliche Vorfaktor ändert nichts an der qualitativen Abhängigkeit dieser Größe von relevanten betrachteten Parametern, weshalb der Begriff „Energieverlust“ im Folgenden synonym für beide Größen verwandt wird.

4.1. Moderat relativistische Teilchen und die Bethe-Formel

Unter schweren geladenen Teilchen sind im Kontext dieses Abschnitts Teilchen zu verstehen, die signifikant schwerer als Elektronen sind. Dazu gehören beispielsweise Myonen, Pionen, Protonen und Kaonen, jedoch auch die bereits angesprochenen Staus in GMSB-Modellen. Schwere Atomkerne und Ionen mit komplexerer Substruktur hingegen sind von folgender Diskussion ausgeschlossen, da sie der Einbeziehung zusätzlicher Effekte bedürfen. Energieverluste der in dieser Arbeit diskutierten Teilchen in Materie sind auf verschiedene Effekte zurückzuführen. Die wichtigsten Prozesse, die beim Durchdringen der meisten Materialien auftreten, umfassen dabei:

- inelastische Wechselwirkungen mit den Elektronen des Materials
- elastische Streuung an Atomkernen
- Emission von Čerenkov-Strahlung
- Emission von Bremsstrahlung
- Kernreaktionen

Die ersten beiden der fünf oben genannten Prozesse sind dabei weitaus häufiger und für die folgenden Betrachtungen wichtiger als Brems- und Čerenkov-Strahlung und vor allem Kernreaktionen [30]. Im Vergleich zu den hier diskutierten Teilchen (mit Ausnahme der Staus) sind die Atomkerne der wichtigen Materialien in Teilchendetektoren sehr schwer, weshalb Stöße mit Atomkernen meist elastisch sind und der bei weitem bedeutendste Teil des Energieverlustes auf Wechselwirkungen mit Elektronen zurückzuführen ist [30]. Niels Bohr lieferte eine auf Argumente klassischer Physik beruhende Formel für den Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Materie; eine Beziehung, die hingegen Quanteneffekte berücksichtigt, wurde unter anderem von Hans Bethe unter Zuhilfenahme der Bornschen Wellenmechanik entwickelt [31]. Sie ist bekannt als „Bethe-Formel“ und liefert eine Abschätzung für den mittleren zu erwartenden Energieverlust pro Wegeinheit $\langle dE/dx \rangle$, die im Bereich moderater Geschwindigkeiten $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ adäquate Ergebnisse liefert

[32]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = nz^2 \frac{4\pi}{m_e c^2} \left(\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.3)$$

Die in diese Beziehung eingehenden Größen sind dabei:

v	Geschwindigkeit des betrachteten Teilchens
zq_e	Ladung des betrachteten Teilchens
$\beta = v/c$	v geteilt durch die Lichtgeschwindigkeit c
$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$	Relativistischer Faktor
q_e	Elementarladung
m_e	Elektronenmasse
n	Elektronendichte des durchdrungenen Materials
I	mittleres Anregungspotential des Materials
T_{\max}	maximaler Energieverlust des Teilchens bei einzelner Kollision mit einem Elektron

Verlässliche Werte für das mittlere Anregungspotential I verschiedener Materialien werden hauptsächlich experimentell ermittelt (siehe beispielsweise Ref. [33]). T_{\max} ist für ein Teilchen der Masse M gegeben durch:

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (4.4)$$

Im niederenergetischen Fall $2\gamma m_e/M \ll 1$ kann der Nenner in Gleichung (4.4) durch Eins genähert werden:

$$T_{\max} \approx 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 \quad (4.5)$$

Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf des Energieverlustes pro Wegeinheit beim Durchdringen von Kupfer im Falle eines Myons. Die Kurve weist im Bereich der Gültigkeit der Bethe-Formel ein typisches Minimum auf, auf das zu größeren Geschwindigkeiten hin ein näherungsweise logarithmischer Anstieg folgt. Zu niedrigeren Geschwindigkeiten hin ($0.1 < \gamma\beta < 1$) zeigt sich ein starker Anstieg, der in vielen Quellen als in etwa proportional zu $1/\beta^2$ approximiert wird. Eine akkuratere Approximation wird durch $\langle dE/dx \rangle \propto \beta^{-5/3}$ erreicht [34]. Siehe dazu auch Abbildung 4.2. Im

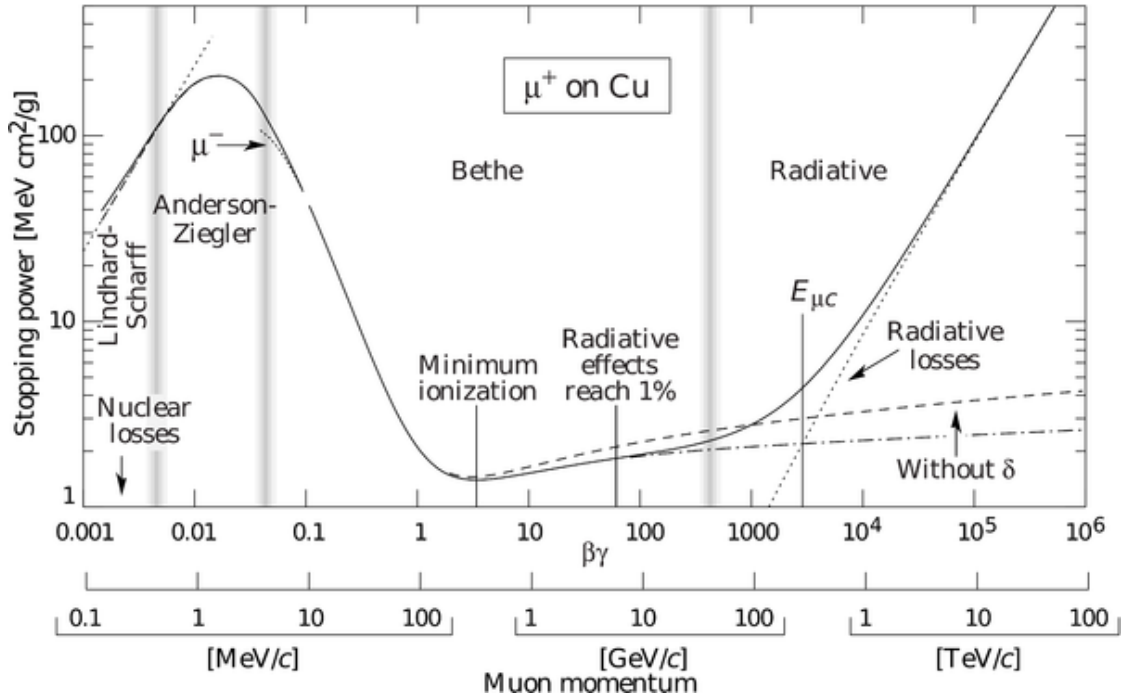


Abb. 4.1.: Energieverlust pro Weeinheit eines Myons in Kupfer über neun Größenordnungen im Impuls. Die vertikalen Linien markieren Bereiche in denen unterschiedliche Näherungen greifen. Das für die Analysen in dieser Arbeit wichtige Charakteristikum ist der steile Anstieg bei $\beta\gamma \approx 1$ zu niedrigen Geschwindigkeiten hin. Abbildung übernommen aus [32].

Bereich dieses Anstiegs ist $\gamma < \sqrt{2}$ und für das Myon mit Masse $m_\mu \approx 106 \text{ MeV}$ ist $2\gamma m_e/m_\mu < 0,014$, sodass hier und vor allem für schwerere Teilchen die Näherung (4.5) verwendet werden kann. In dieser Approximation wiederum ist die Bethe-Formel lediglich eine Funktion von $\beta\gamma$, was bedeutet, dass der Kurvenverlauf in diesem Bereich weitgehend unabhängig von der Teilchenmasse ist. Erfolgt nun eine logarithmische Auftragung gegen den Impuls $\beta\gamma M$ (wie in Abbildung 4.1), so wird der Kurvenverlauf entsprechend der Masse M nach rechts verschoben, wenn selbige anwächst. Für ein Stau mit einer Masse im Bereich von 100 GeV bedeutet dies einen charakteristischen Anstieg zu kleinen Geschwindigkeiten hin wie er in Abbildung 4.1 zu sehen ist, jedoch bei um drei Größenordnungen höheren Impulsen. Dies ist das aus der Stabilität des Staus in Verbindung mit seiner hohen Masse resultierende Erkennungsmerkmal anhand dessen man das Stau entdecken könnte, sofern es mit den in Stau-NLSP-Szenarien unterstellten Eigenschaften existiert.

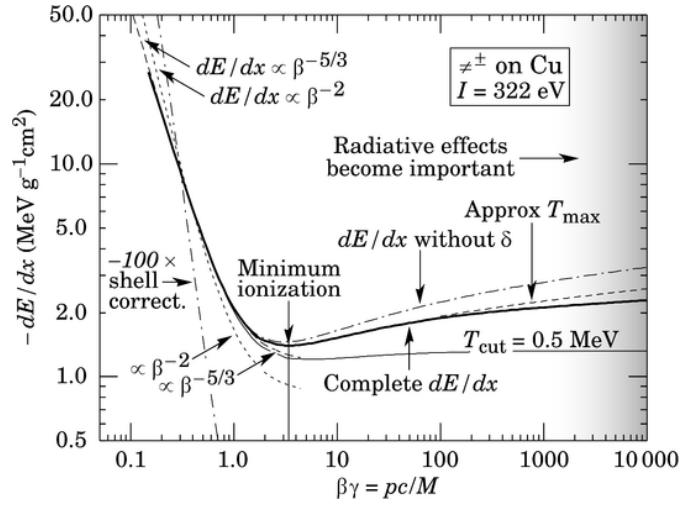


Abb. 4.2.: Energieverluste in Kupfer. Dargestellt ist der Verlauf der Bethe-Funktion und verschiedenste Näherungen. Der Anstieg zu niedrigen Geschwindigkeiten kann näherungsweise proportional zu $\beta^{-5/3}$ beschrieben werden. Übernommen aus [34].

4.2. Korrekturen zur Bethe-Formel

Die Bethe-Formel liefert auf etwa 1% genaue Ergebnisse bis hinunter auf etwa $\beta \approx 0.05$, wenn zusätzliche Korrekturen einbezogen werden, die beispielsweise den Einfluss atomarer Bindungen berücksichtigen [33]. Für das Intervall von 0,01 bis 0,05 muss meist darauf zurückgegriffen werden, einen von Andersen und Ziegler entwickelten Ausdruck an experimentell ermittelte Daten anzupassen. Eine für noch langsamere Teilchen entwickelte Formel, die eine Proportionalität zu β liefert, geht auf Lindhard zurück [35].

Um größere Genauigkeiten bei höheren Geschwindigkeiten zu erhalten, wird oft ein Korrekturterm $\delta(\beta\gamma)/2$ in die eckigen Klammern von Gleichung (4.3) mit einbezogen [36]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = nz^2 \frac{4\pi}{m_e c^2} \left(\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (4.6)$$

Dieser Term begrenzt den logarithmischen Anstieg, der unter anderem durch das Abflachen und Ausdehnen des elektrischen Feldes eines schnell bewegten Teilchens erzeugt wird. Diesem Effekt wirkt der Dichteeffekt entgegen, der auf die

Abschirmung des elektrischen Feldes des bewegten Teilchens durch das polarisierte durchdrungene Medium zurückzuführen ist und der durch die $\delta(\gamma\beta)/2$ -Korrektur berücksichtigt wird. In Abbildung 4.1 ist der Umfang dieser Korrektur zum Kurvenverlauf illustriert.

Bei noch höheren Geschwindigkeiten werden Verluste durch Bremsstrahlung relevant und schließlich dominierend, wie auch in Abbildung 4.1 verdeutlicht. Dieser Bereich wird jedoch für die folgenden Betrachtungen eine untergeordnete Rolle spielen.

4.3. Statistische Aspekte

Für eine korrekte Interpretation der Bethe-Formel ist es unerlässlich, den stochastischen Charakter des Energieverlustes von bewegten geladenen Teilchen in Materie zu berücksichtigen. Die Anzahl an Kollisionen eines Teilchens beim Durchstoßen von Materie und der Umfang der dabei abgegebenen Energie unterliegt statistischen Schwankungen, sodass der Energieverlust eines Teilchens in seiner stochastischen Natur am besten von der dazugehörigen „Straggling“-Funktion f beschrieben wird. Dabei handelt es sich um die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Energieverlust Δ eines Teilchens beim Durchwandern einer Wegstrecke x in einem bestimmten Material mit der Geschwindigkeit $\beta\gamma$. Mit ihr erhält man aus

$$\int_{\Delta_1}^{\Delta_2} f(\Delta, \beta\gamma, x) d\Delta$$

die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust Δ im Bereich von $\Delta_1 < \Delta < \Delta_2$ bei einer Geschwindigkeit $\beta\gamma$ für eine zurückgelegte Wegstrecke x . Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen des Energieverlustes weisen für nicht zu dünne Materialienproben ein Maximum beim wahrscheinlichsten Energieverlust Δ_p auf. Eine generelle Eigenschaft der Wahrscheinlichkeitsfunktionen ist die Asymmetrie um diesen wahrscheinlichsten Wert [37, 32]. Es liegt eine ausgeprägte Rechtsschiefe¹ in den Verteilungen vor, die umso ausgeprägter ist, je kleiner die zurückgelegte

¹eine „rechtsschiefe“ Verteilung weist in der Regel ein langsames Abflachen der Wahrscheinlichkeitsdichte zu großen Werten hin auf, als zu kleinen.

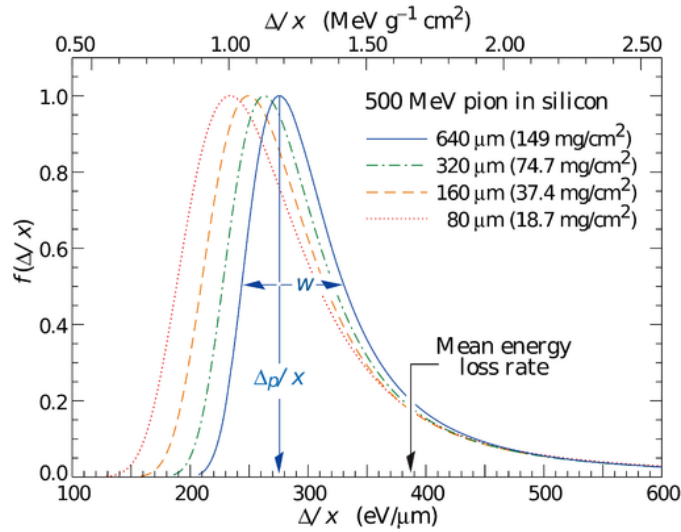


Abb. 4.3.: Straggling-Funktionen für Pionen in Silizium unterschiedlicher Dicke. In dieser Darstellung ist die Wahrscheinlichkeitsdichte auf Eins bei Δ_p/x normiert. Die rechtsschiefe Asymmetrie ist bei dünnen Absorbern stärker ausgeprägt als bei dicken, wobei der mittlere zu erwartende Energieverlust konstant ist. Daher weicht der wahrscheinlichste Energieverlust umso stärker vom mittleren ab, je dünner der Absorber ist. Die Abbildung wurde übernommen aus [32].

Wegstrecke x ist. Abbildung 4.3 verdeutlicht diesen Zusammenhang; der Verlauf von Straggling-Funktionen für Pionen beim Durchdringen von Silizium unterschiedlicher Dicke wird dargestellt. Trotz unterschiedlicher Δ_p -Werte ist der *mittlere* Energieverlust bei allen dargestellten Kurven gleich, da selbiger durch das langsame Abflachen der Verteilungen zu großen Energieverlusten hin dominiert wird. Das Zustandekommen des unter Zuhilfenahme der Bethe-Formel errechneten mittleren Energieverlustes beruht somit zu einem großen Teil auf Kollisionen mit hohen Energieverlusten, die jedoch äußerst selten sind. Dieser Umstand macht den mittleren Energieverlust pro Wegeinheit äußerst anfällig gegenüber statistischen Schwankungen und damit Messungen desgleichen anfällig für Hintergrundsignale. Bei dünnen Absorbern tritt dieser Effekt verstärkt auf, wie in Abbildung 4.3 zu erkennen. Die Siliziumelemente der ATLAS Pixel-Detektoren (siehe Abschnitt 5.7), auf deren Energieverlust-Messungen die Analysen dieser Arbeit beruhen, weisen eine Dicke von etwa $250\ \mu\text{m}$ auf [38], sodass Auswirkungen dieses Umstandes auf die Qualität der Ergebnisse zu erwarten sind [39].

Ein Ansatz zur Berücksichtigung der Seltenheit von Ereignissen mit hohen Energieüberträgen ist das Einführen eines maximalen Energieverlustes T_{cut} pro Kollision des betrachteten Teilchens mit Elektronen im Medium, der konstant und niedriger als T_{max} in Gleichung (4.4) ist. Diese Näherung unterdrückt den logarithmischen Anstieg der Bethe-Formel [32], mit dem in dünnen Siliziumschichten in der Tat nicht zu rechnen ist [40].

4.4. Energieverluste von Elektronen

Elektronen verhalten sich beim Durchwandern von Materie auf Grund ihrer geringeren Masse grundsätzlich anders als die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Teilchen. In Energiebereichen oberhalb von 100 MeV dominieren Energieverluste durch Bremsstrahlung, welche dann in etwa logarithmisch mit der Energie steigen. Im Bereich von 100 GeV, wo im Kontext dieser Arbeit nach charakteristischen Signalen von Staus gesucht werden soll, ist kein Anstieg des Energieverlustes von Elektronen zu erwarten, der von so großem Umfang ist, wie der von der Bethe-Formel für die Staus vorhergesagte [32]. Nichtsdestotrotz unterliegen auch die Energieverluste von Elektronen starken stochastischen Schwankungen, weshalb von ihnen ein signifikanter Beitrag zum Hintergrundsignal zu erwarten ist [41].

5. Das ATLAS-Experiment am LHC

5.1. Large Hadron Collider

ATLAS ist eines der umfangreichsten Experimente am LHC, dem weltgrößten Hadronen-Speicherring an der französisch-schweizerischen Grenze in der Nähe von Genf. Der von der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN betriebene Teilchenbeschleuniger befindet sich in einem kreisförmigen Tunnel von etwa 27 km Umfang über 100 m unter der Erdoberfläche und dient dazu, Pakete von Hadronen zur Kollision zu bringen. Dafür werden entweder Protonen- oder Bleiionenpakete gegenläufig auf hochrelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, um diese schließlich an einem der vier Interaktionspunkte zur Kollision zu bringen. Die angestrebte Schwerpunktsenergie bei den Proton-Proton-Kollisionen übersteigt dabei mit 14 TeV bei Weitem die des bisher leistungsfähigsten Teilchenbeschleunigers dieser Art, des Tevatrons am Fermilab [42]. Die angestrebte Luminosität des LHC beträgt $10^{34} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ und soll es erlauben, Prozesse mit selbst äußerst kleinem Wirkungsquerschnitt beobachten zu können. Seit der ersten erfolgreich durchgeführten Proton-Proton Kollision am 30. März 2010 bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV lief die Maschine bis zum 4.11.2010 im Protonen-Modus und erreichte dabei die für den ersten Lauf angestrebte Luminosität von $2 \times 10^{32} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [43]. Innerhalb von nur vier Tagen konnte die Umstellung auf Bleiionenkollisionen durchgeführt werden, sodass seit dem 8. November 2010 Experimente mit Schwerionen erfolgreich liefen.

Ursprünglich war ein Herunterfahren der Anlage für dieses Jahr geplant, um schließlich innerhalb eines Jahres die Vorbereitungen für das Erhöhen der Schwerpunktsenergien auf die angestrebten Maximalwerte zu treffen. Vor Kurzem jedoch wurde die Entscheidung getroffen, diesen Prozess bis zum Ende 2012 hinauszuzögern und die Schwerpunktsenergien im Laufe des kommenden Jahres dabei eventuell auf 8 TeV bei Proton-Proton-Kollisionen zu erhöhen [44].

Von den insgesamt sechs Experimenten am LHC (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb,

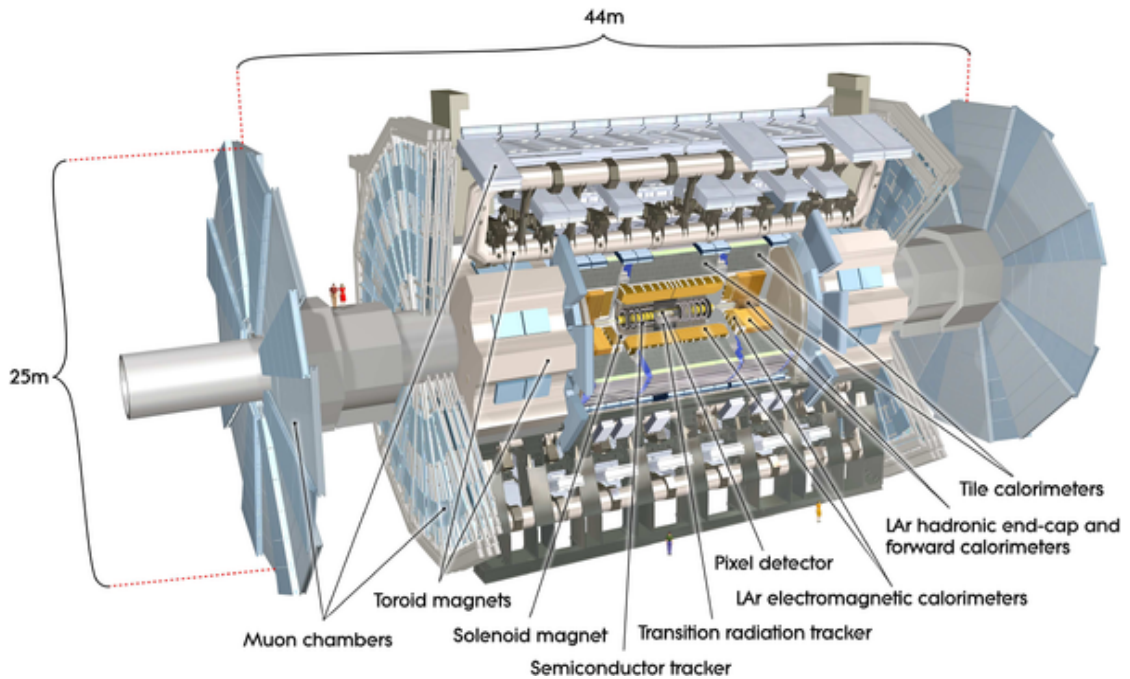


Abb. 5.1.: Der ATLAS-Detektor in einer Schematischen Darstellung. Übernommen aus [45].

TOTEM und LHCf) sind der ATLAS- und CMS-Detektor die beiden größten. Sie sind dazu konzipiert, als Vielzweck-Detektoren ein breites Spektrum an Beobachtungen zu erlauben. Die Suche nach Supersymmetrie ist nur einer von vielen Einsatzbereichen, zu denen des Weiteren der angestrebte Nachweis des Higgs-Bosons zählt.

5.2. Geometrie und kinematische Variablen

Der ATLAS-Detektor ist nahezu rotationssymmetrisch um das Strahlrohr, in dem sich die beschleunigten Hadronen bewegen, aufgebaut. Seine Ausmaße betragen in der Länge etwa 44 m und 22 m im Durchmesser (vgl. Abbildung 5.1). Durch die annähernd zylinderartige Geometrie des Detektors motiviert verwendet man per Konvention ein Koordinatensystem mit Ursprung im Interaktionspunkt, wobei die Richtung des Strahlrohrs an diesem Punkt eine z -Achse definiert. Als kinematische Variablen werden per Konvention der Transversalimpuls P_T , der Azimuthwinkel ϕ

des Impulsvektors um die z -Achse herum sowie die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ und die Masse m eines Teilchens verwandt. θ ist dabei der Winkel zwischen dem Impulsvektor und der z -Achse des Koordinatensystems. Für Teilchen mit einem Transversalimpuls, der wesentlich größer als dessen Masse ist, ist die Pseudorapidität eine gute Näherung für die Rapidität. Sie bietet jedoch den Vorteil, im Gegensatz zur Rapidität ohne Messung der Geschwindigkeit eines Teilchens nur aus θ ermittelbar zu sein und somit von nur einem Detektorbauteil gemessen werden zu können.

5.3. Innerer Detektor

Unter dem inneren Detektor („ID“) fasst man die in Abbildung 5.2 abgebildeten, dicht am Strahlrohr installierten Komponenten zusammen. Zu seinen Aufgaben zählen sowohl die Aufzeichnung von Spuren und Messung von Transversalimpulsen als auch die Lokalisierung von primären und sekundären Vertices. Um eine Messung des Impulses von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen zu ermöglichen, ist der innere Detektor in ein 2 T starkes axial zum Strahlrohr ausgerichtetes Magnetfeld eingebettet, das von dem in Abbildung 5.1 eingezeichneten, supraleitenden Spulenmagneten erzeugt wird („Solenoid magnet“). Dieses Magnetfeld krümmt die Trajektorien der Teilchen und erlaubt eine Bestimmung des Transversalimpulses durch Vermessung der Krümmungsradien. Mit den oben genannten Aufgaben, die im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2,5$ erfüllt werden sollen, ergeben sich enorme Anforderungen an den inneren Detektor. Während der Proton-Proton-Kollisionen ist mit der Erzeugung von etwa 1000 Spuren alle 25 ns im Bereich $|\eta| < 2,5$ zu rechnen, die es so effektiv wie möglich zu rekonstruieren gilt [38]. Des Weiteren sind sie einer enormen Strahlenbelastung ausgesetzt, was eine besondere Herausforderung an alle elektronischen Bauteile in Hinblick auf die Haltbarkeit der Elemente stellt. Die drei wesentlichen Komponenten des inneren Detektors sind zwei Halbleiterdetektoren. Sowohl im Pixel- als auch im SCT-Detektor werden in den Halbleitersensoren von durchquerenden geladenen Teilchen und Photonen Elektronen-Loch Paare in der Bänderstruktur des Halbleitermaterials erzeugt. Durch eine angelegte Spannung wandern diese Elektronen und Löcher in der Bänderstruktur zu Elektroden, an denen schließlich Signale ausgelesen werden können. Die dritte Komponente des inneren Detektors stellt ein Übergangsstrahlungsdetektor („Transition Radiation

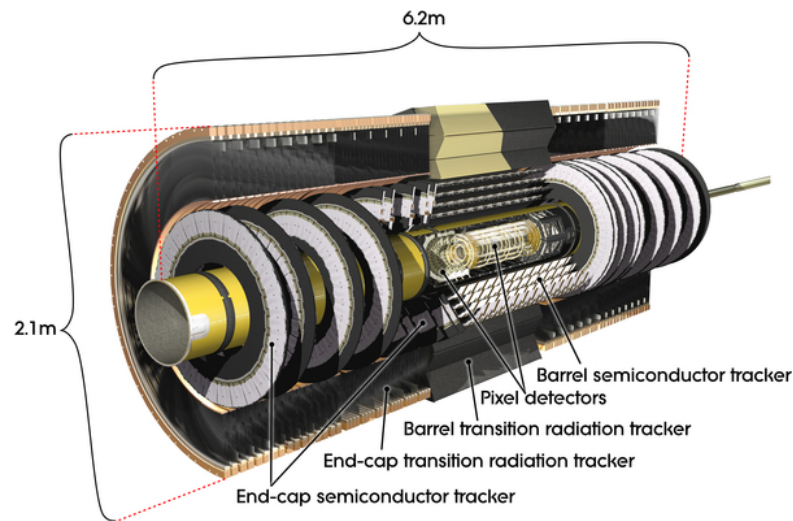


Abb. 5.2.: Schematischer Aufbau des inneren Detektors. Übernommen aus [45].

Tracker“) dar, der aus vielen einzelnen Driftröhren besteht. Im Folgenden sollen die einzelnen Komponenten des inneren Detektors mit ihren wichtigsten Eigenschaften kurz angesprochen werden.

Pixel

Auf drei konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Lagen und zusätzlichen radförmigen Scheiben sind die 1744 identischen Pixel-Sensoren angebracht. Ein Teilchen mit $|\eta| < 1,9$ durchquert alle drei konzentrischen Lagen und die Scheiben sorgen für eine Detektierbarkeit der Spuren bis zu $\eta = 2,5$. Die einzelnen Elemente sind etwa $19\text{ mm} \times 63\text{ mm}$ groß und jedes dieser Elemente verfügt über 47 268 einzelne Pixel. Damit liefert jeder der konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Sensoren Messungen mit einer intrinsischen Auflösung von $10\text{ }\mu\text{m}$ in der Ebene senkrecht zur z -Achse und $115\text{ }\mu\text{m}$ entlang dieser Achse [38]. Die innerste Schicht an Pixel-Sensoren befindet sich in nur etwa $50,5\text{ mm}$ radialem Abstand vom Interaktionspunkt und auch die äußerste Lage an Pixel-Elementen erstreckt sich lediglich bis zu einem Abstand von $122,5\text{ mm}$ von der z -Achse. Damit bietet er die Möglichkeit einer äußerst genauen Vertexrekonstruktion. Des Weiteren liefert der Pixel-Detektor Messungen des spezifischen Energieverlusts geladener Teilchen; die Werte aus diesen Messungen werden in der vorliegenden Arbeit letztendlich auch

verwandt (vgl. Abschnitt 5.7).

SCT

Der SCT-Detektor („Semiconductor Tracker“) ist in seinem Aufbau der Pixel-Einheit ähnlich. Sein Messbereich erstreckt sich ebenfalls über $|\eta| < 2,5$ mit vier konzentrisch um das Strahlrohr montierten Schichten an Halbleiter-Sensoren. Der übrige Teil dieser insgesamt 4088 Elemente ist in den beiden Endkappen untergebracht, die jeweils neun Scheiben dieser Sensoren beherbergen. Aus Kostengründen sind die Halbleiter-Sensoren des SCT von anderer und einfacherer Bauart als die des Pixel-Detektors, die nicht nur teurer, sondern auch etwas störanfälliger sind [38]. Nichtsdestotrotz bieten auch die SCT-Elemente ein Auflösungsvermögen von $17\ \mu\text{m}$ radial zur beziehungsweise $580\ \mu\text{m}$ entlang der z -Achse in der sogenannten „Barrel“-Region, also dort, wo die Teilchen die konzentrisch um das Strahlrohr angebrachten Sensoren durchqueren.

TRT

Um die oben erwähnten Halbleiterdetektoren herum ist der TRT (Transition Radiation Tracker) aufgebaut. Erstreckt sich radial um das Strahlrohr über den Bereich zwischen $554\ \text{mm}$ und $1082\ \text{mm}$. Er verfügt wie die beiden Halbleiterdetektoren über zwei Endkappen, in denen $37\ \text{cm}$ lange Driftröhren radial zum Strahlrohr verlaufen. Die restlichen der insgesamt rund $300\ 000$ Röhren verlaufen entlang der z -Achse. In diesen Röhren befindet sich ein Gasgemisch, das zu $70\ \%$ aus Xenon, zu $27\ \%$ Kohlenstoffdioxid und zu $3\ \%$ aus Sauerstoff besteht. Zusätzlich verläuft innerhalb jedes Röhrens ein Draht, der als Anode dient, während die Röhren selber als Kathode für die angelegte Spannung von etwa $1,78\ \text{kV}$ fungieren. Die Röhren weisen einen Durchmesser von $4\ \text{mm}$ auf und sind aus speziellen Materialien gefertigt, die die Entstehung von Übergangsstrahlung beim Durchtritt geladener Teilchen fördern. So entstandene Photonen wechselwirken mit dem Xenon in der Gasmischung im Inneren der Röhre, was wiederum als elektrisches Signal zwischen Anode und Kathode auslesbar ist. Der TRT bietet damit beispielsweise die Möglichkeit, zwischen Elektronen und schwereren geladenen Hadronen wie Pionen zu unterscheiden. Eine Abdeckung des Pseudorapiditätsbereiches bis $|\eta| = 2$ ist durch

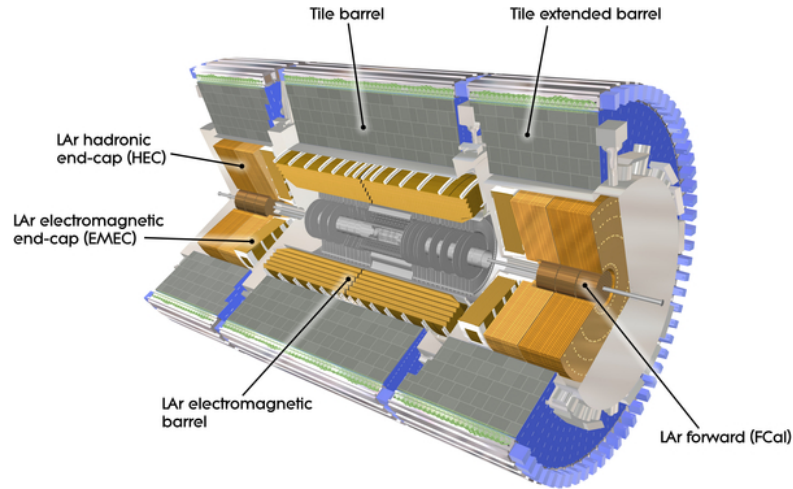


Abb. 5.3.: Schematische Zeichnung des Kalorimetersystems im ATLAS-Detektor. Übernommen aus [45].

den TRT gewährleistet.

5.4. Kalorimetrie

Ein System mehrerer Kalorimeter ermöglicht im ATLAS-Detektor die Energie- und Ortsmessungen sowohl elektromagnetisch wechselwirkender Photonen und Elektronen als auch hadronischer Teilchen. Hochenergetische Teilchen dieser Art produzieren in den Kalorimetern über elektromagnetische oder starke Wechselwirkungsprozesse Kaskaden an Sekundärteilchen, die sich wiederum auf ähnliche Arte verhalten. Auf diese Weise entstehen „Schauer“ von Sekundärteilchen, die ihre Energie in den Kalorimetern deponieren, wo sie schließlich gemessen wird. Die Anforderungen an das Kalorimetriesystem umfassen dabei die Abdeckung eines möglichst großen η -Bereichs, um möglichst präzise die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} messen zu können. Außerdem muss das Kalorimeter weitestgehend verhindern, dass Teilchen in das Myonensystem durchschlagen. Wegen der grundsätzlichen Unterschiede bezüglich des Verhaltens von Elektronen und Photonen verglichen mit hadronischen Teilchen, kommen im ATLAS-Detektor zwei unterschiedliche Kalorimetersysteme zum Einsatz.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das sogenannte „ECAL“ bildet wegen der geringeren Eindringtiefe von Elektronen und Photonen die nächste Schicht direkt nach dem Spulenmagneten des inneren Detektors (vgl. Abbildung 5.3). Wie auch der innere Detektor wird der fassförmige konzentrisch um das Strahlrohr aufgebaute Teil („LAr electromagnetic barrel“ in Abbildung 5.3) durch zwei Endkappen („LAr electromagnetic end-cap“ in Abbildung 5.3) ergänzt, um eine Abdeckung des Pseudorapiditätsbereichs bis $|\eta| = 3,2$ zu gewährleisten. Als Absorbermaterialien im ECAL dienen Blei und ein korrosionsbeständiger Stahl. Diese Materialien sind abwechselnd in einer Akkordeonstruktur zusammen mit Lagen flüssigen Argons (daher die Bezeichnung LAr für „Liquid Argon“) in dünnen Schichten zusammengefügt, um eine größtmögliche Rotations-symmetrie bezüglich des Winkels ϕ zu gewährleisten. Elektronen, die das flüssige Argon durchqueren, ionisieren selbiges dabei, sodass an Kupferelektroden schließlich Signale abgegriffen werden können.

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter deckt den Pseudorapiditätsbereich bis $\eta = 4,9$ ab. Über diesen großen Winkelbereich ergeben sich unterschiedlichste Anforderungen, weshalb dieses Bauteil des Kalorimetersystems weiter untergliedert ist in zwei Detektoren unterschiedlicher Bauart. Bis $\eta = 1,9$ schlagen die Hadronen in das „Tile Barrel“ mit seinen in Strahlrichtung angebrachten Erweiterungen („Tile Extended Barrel“) ein. Dort wird die Energie der hadronischen Schauer hauptsächlich von Eisen absorbiert und kachelförmige Szintillatoren dienen schließlich zur Messung. Zur Abdeckung des Bereiches $1,5 < |\eta| < 4,9$ dienen die hadronischen LAr-Kalorimeter („HEC“ und „FCal“).

5.5. Myonen-Spektrometer

Einen großen Teil der Größe des gesamten ATLAS-Detektors macht das Myonen-Spektrometer aus. Zur Krümmung der Trajektorien bewegter Myonen dienen zwei supraleitende Spulenmagneten. Im Bereich $|\eta| < 1,4$ durchqueren die Myonen den Bereich, in dem ihre Trajektorien die stärkste Krümmung durch das Feld

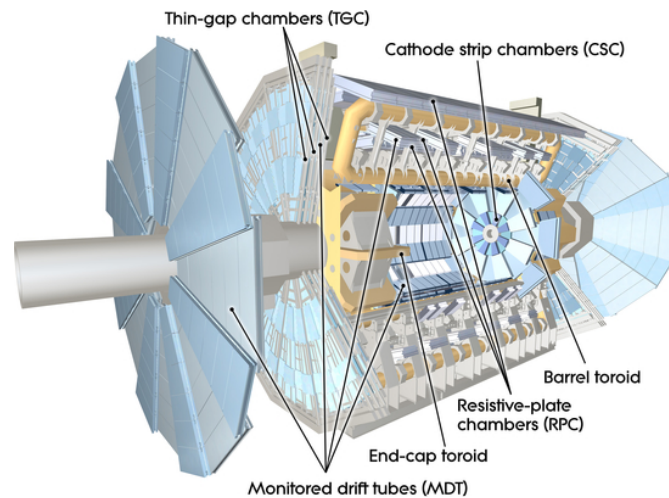


Abb. 5.4.: Schematische Zeichnung des Myonen-Spektrometers. Übernommen aus [45].

des „Barrel Toroid“ erfahren. Im Bereich $1,6 < |\eta| < 2,7$ entfalten die Felder der Spulenmagneten in den Endkappen („End-Cap Toroids“) ihre volle Wirkung. Im Übergangsbereich $1,4 < |\eta| < 1,6$ sind die Felder etwas schwächer. Das Myonensystem erfüllt zweierlei Aufgaben. Zum Einen ist es Teil des Trigger-Systems und zum Anderen werden im Myonen-Spektrometer die Trajektorien durchquerender Myonen präzise vermessen. Letzteres geschieht hauptsächlich in den „Monitored Drift Tubes“, die nach denselben Prinzipien wie die Driftkammern im TRT funktionieren. Für den gleichen Zweck im Bereich größerer Pseudorapiditäten und näher am Interaktionspunkt kommen außerdem Kathoden-Streifenkammern zum Einsatz. Auch diese Art von Detektor beruht auf der ionisierenden Wirkung hochenergetischer Myonen. Die „Resistive Plate Chambers“ und „Thin Gap Chambers“ sind Teil des Trigger-Systems, weshalb sie über ein besseres zeitliches Auflösungsvermögen verfügen, jedoch bei der Spurvermessung nicht die Präzision der weiter oben erwähnten Myonendetektoren liefern.

5.6. Trigger-System und Datenerfassung

Die hohe angestrebte instantane Luminosität, für die der LHC konzipiert ist, erhöht einerseits die Wahrscheinlichkeit, seltene Ereignisse zu beobachten. Andererseits stellt sie besondere Anforderungen an das Datenerfassungssystem des

ATLAS-Detektors. Pakete von Protonen kollidieren mit einer Frequenz von bis zu 40 MHz, was mit etwa 23 Ereignissen pro solcher Kollision zu Ereignisraten in der Größenordnung von 10^9 s^{-1} führt. Diese gilt es auf das Ereigniserfassungs- und Speichervermögen der Hard- und Software am Ende der Verarbeitungskette von 100 Hz zu reduzieren [46]. Ein dreistufiges sogenanntes „Trigger“-System, das eine gezielte Vorauswahl an Ereignissen trifft, übernimmt diese Aufgabe. Die Auswahl an Ereignissen erfolgt dabei anhand von Kriterien, die im Hinblick auf die vielfältigen experimentellen Ziele des ATLAS-Experiments besonders interessante Ereignisse herausfiltern.

Die erste Stufe des Triggers „L1“ basiert auf Hardware-Komponenten und muss die Trigger-Entscheidung innerhalb von $2,5 \mu\text{s}$ nach der Kollision zweier Protonenpakete an die Frontend-Elektronik der Detektorbauteile weiterleiten. Der L1-Trigger sucht auf Grundlage von Informationen lediglich eines Teils aller Detektorkomponenten nach Signaturen von Myonen, Elektronen, Photonen und Jets mit hohem Transversalimpuls. Auch Ereignisse mit großer fehlender Transversalenergie sind von besonderem Interesse. Die Rate an Ereignis-Ausleseprozessen, die von der Frontend-Elektronik der Detektorbauteile bewältigt werden kann, ist auf 75 kHz beschränkt [38]. Dieser Umstand setzt der maximalen Rate an Ereignissen, die den L1-Trigger passieren können eine Grenze. Besondere „Regions of Interest“ (RoI) werden vom L1-Trigger identifiziert und an die nächste Triggerstufe L2 weitergeleitet. Jede dieser RoI wird vom L2-Trigger einer genaueren Betrachtung unterzogen, um schließlich, wenn die L2-Stufe die Relevanz des entsprechenden Objekts bestätigt, zusätzliche Informationen aus anderen Detektorkomponenten zu globalen Objekt-Kandidaten wie Myonen, Elektronen, Jets, etc. zusammenzufügt. Der L2-Trigger reduziert die weitergereichte Ereignisrate auf unter 3,5 kHz und benötigt pro Ereignis durchschnittlich etwa 40 ms [38].

Der „Event-Filter“ stellt die letzte Stufe des Trigger-Systems dar. Mit Hilfe der vollständigen vom Detektor gelieferten Information über die jeweiligen Ereignisse werden sie gefiltert und auf ein Maß reduziert, das von den Datenerfassungssystemen verarbeitet werden kann. Dabei werden Objektrekonstruktionen weiter verfeinert und Messungen fehlender Transversalenergie vervollständigt. Diese Weiterverarbeitung der Ereignisse beansprucht Zeiten in der Größenordnung einiger Sekunden [46].

5.7. Messungen des Energieverlustes im Pixel-Detektor

In dieser Arbeit werden Messungen des spezifischen Energieverlustes pro Weeinheit des Pixel-Detektors verwandt. Eine Spur mit $|\eta| < 1,9$ produziert drei sogenannte „Hits“ in den Pixel-Sensoren und sorgt dabei für die Freisetzung von Ladungsträgern. Die geschieht in den seltensten Fällen in nur einem einzelnen Pixel, weshalb benachbarte Pixel eines registrierten Hits zu „Clustern“ zusammengefasst werden. Der spezifische Energieverlust wird aus der Menge freigesetzter Ladung in den zu Clustern kombinierten Pixeln einer Spur errechnet [47]. Dabei wird über alle Cluster gemittelt, wobei der Cluster mit der größten Menge freigesetzter Ladung nicht berücksichtigt wird [48]. Diese „truncated Mean“-Methode verringert den Einfluss der langen Ausläufer der in Abschnitt 4.3 erläuterten Stragglings-Funktionen und macht die Messungen weniger anfällig gegenüber statistischen Fluktuationen. Des weiteren werden Cluster in Regionen ausgeschlossen, in denen die Messung freigesetzter Ladung eingeschränkt ist [49].

5.8. ATHENA-Framework

Die ATLAS-Kollaboration nutzt das eigens hierfür entwickelte Software-Framework ATHENA, das auf der ursprünglich für LHCb entworfenen Architektur „Gaudi“ basiert. ATHENA liefert die notwendige Infrastruktur für ein breites Spektrum von Datenverarbeitungsprozessen:

- Überwachung und Steuerung des Detektors
- Steuerung des Trigger-Systems
- Ereignisrekonstruktion
- Ereignissimulation
- Analyse von Daten

Für diese Arbeit wurden ausschließlich simulierte Daten herangezogen. Auf Grund der stochastischen Natur der Vorgänge bei Elementarteilchenkollisionen handelt es sich bei deren Simulation in der Regel um Monte-Carlo-Algorithmen („MC“

abgekürzt). Eine solche Ereignisgeneration war nicht Teil dieser Arbeit, stattdessen konnte auf bestehende Datensätze zurückgegriffen werden und lediglich die Analysen der Daten galt es in ATHENA zu implementieren. Graphische Darstellungen wurden in dieser Arbeit mit Hilfe des Analyse-Frameworks ROOT erstellt, das eine reibungslose Weiterverarbeitung der Ausgabedateien von ATHENA erlaubt.

6. Experimentelles Vorgehen

Ziel der Analysen im Rahmen dieser Bachelorarbeit ist die Entwicklung von Methoden zur Suche nach schweren, quasi-stabilen, geladenen Teilchen aus dem SUSY-Spektrum im Rahmen von GMSB-Modellen mit Hilfe des ATLAS-Detektors. Als konkretes Modellszenario dient dabei der in Abschnitt 3.4 angesprochene Referenzpunkt SPS 7. In Abschnitt 4 wurde argumentiert, dass schwere geladene Teilchen wie das Stau im betrachteten Modell anhand ihrer hohen Energieverluste pro Wegeinheit bei Impulsen im Bereich von 100 GeV erkennbar sein könnten.

Die gezielte Suche nach Teilchen mit solchen Eigenschaften soll dabei so weit wie möglich verfeinert werden, um Ansätze zu entwickeln, Supersymmetrie bei Beschleunigerexperimenten zu identifizieren.

Computersimulierte Daten sollen genutzt werden, um obige Annahmen zu überprüfen und zu untersuchen, ob die Suche nach Spuren mit hohen Energieverlusten als Werkzeug zur Suche nach Supersymmetrie erfolgversprechend ist. In den folgenden Abschnitten wird das experimentelle Vorgehen dabei erläutert.

6.1. Verwendeter SUSY-Datensatz

Der verwendete Datensatz lag im sogenannten „AOD“-Format vor, das sowohl Zugriff auf die Daten der Monte-Carlo-Simulation, wie auch auf die Resultate der entsprechenden Detektorsimulation gewährleistet. Die Informationen über die von der Detektorsimulation aufgezeichneten Ereignisse beinhalten unter anderem die rekonstruierten Spuren, dazugehörige dE/dx - und Impuls-Messungen. Außerdem sind Messungen der fehlenden Transversalenergien und Informationen über Jets gespeichert. Die Monte-Carlo-Simulation umfasste die wichtigsten SUSY-Prozesse bei Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um Squark- und Gluino-Produktion und die entsprechenden Zerfallskaskaden, die, wie in Abschnitt 3.4 erläutert, stets bei

dem Übergang $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau\tilde{G}$ enden. Der Datensatz enthält insgesamt 4989 Ereignisse bei einem Wirkungsquerschnitt von 0,4 pb. Das von dem Programm „ISAJET“ errechnete Massenspektrum lieferte eine Stau-Masse von:

$$m_{\tilde{\tau}_1} = 124,32 \text{ GeV} \quad (6.1)$$

Für die Ereignisgeneration wurde des Weiteren ein Wert für die SUSY-Brechungsskala von

$$\sqrt{F} = \sqrt{3,2} \times 10^6 \text{ GeV} \approx 1,8 \text{ GeV} \quad (6.2)$$

gewählt. Wie in Abschnitt 4.1 erläutert und in Abbildung 4.1 ersichtlich, sind Staus mit $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1$ auf Grund ihres hohen Energieverlustes pro Wegeinheit für die folgenden Analysen interessant. Das entspricht einem Energie- beziehungsweise Impulsbereich von etwa:

$$\sqrt{1,01}m_{\tilde{\tau}_1} \lesssim E \lesssim \sqrt{2}m_{\tilde{\tau}_1} \quad (6.3)$$

$$12,4 \text{ GeV} \lesssim P \lesssim 124 \text{ GeV} \quad (6.4)$$

Für diese Energien erhält man mit Gleichung (3.7) unter Verwendung von (6.2) und (6.1) in etwa eine mittlere zurückgelegte Wegstrecke $\langle x \rangle$ im Bereich von:

$$0,35 \text{ m} \lesssim \langle x \rangle \lesssim 3,5 \text{ m}$$

Somit würden diese Staus tatsächlich in der Regel stabil genug sein, den Pixel-Detektor zu durchqueren und somit eine Messung des Energieverlustes pro Wegeinheit zu erlauben. Dessen äußerste Sensor-Schicht befindet sich in nur etwa 13 cm radialer Entfernung vom Strahlrohr (vgl. Abschnitt 5.3).

6.2. Zuordnung der Detektor-Spuren

Der erste Schritt bei der Untersuchung des SUSY-Datensatzes stellt das Herausfiltern der auf die Staus zurückzuführenden Detektorspuren dar. Diese sollen dann genauer betrachtet werden, um schließlich die Vermutung bestätigen zu können, dass

die Staus mit Impulsen im Bereich (6.4) tatsächlich auffällig große Energieverluste erfahren. Um auch einen Eindruck vom Verhalten anderer Teilchen bezüglich ihres Energieverlustes zu erhalten, sollen außerdem Beiträge von Protonen p , Kaonen K , Pionen, π , Myonen μ und Elektronen e herausgefiltert werden.

Nachdem die vom Monte-Carlo-Generator erzeugten Ereignisse die Detektorsimulation durchlaufen haben, enthalten die daraus hervorgehenden Signale keine Informationen mehr über die Identität der Teilchen, die die einzelnen Spuren im Detektor erzeugt haben. Zunächst müssen also den Spuren und den damit assoziierten dE/dx -Werten die dazugehörigen Teilchen mit ihren Identitäten aus der Monte-Carlo-Simulation zugeordnet werden. Danach erst können die von den Detektorkomponenten gelieferten Signale gefiltert werden, um schließlich Informationen über das Verhalten einer bestimmten Teilchensorte zu erlangen. Für die Zuordnung der Teilchen aus der Monte-Carlo-Simulation zu den Detektorspuren wird ein Vergleich gewisser Eigenschaften dieser Objekte durchgeführt. Die in 5.2 beschriebenen Koordinaten η und ϕ liegen sowohl für die Monte-Carlo-Teilchen als auch für Detektorspuren vor, sodass zu einer Spur dasjenige Monte-Carlo-Teilchen herausgesucht werden kann, das bezüglich dieser Variablen die kleinste Abweichung aufweist. Als Maß für die Abweichung wird dabei in der Regel eine Größe herangezogen, die mit einem ΔR symbolisiert wird und definiert ist als:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (6.5)$$

Dabei sind $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ die Abweichungen der jeweiligen Monte-Carlo-Größen von denen der Spuren im Detektor.

6.3. Einbeziehung von Hintergrundprozessen

Das aus dem SUSY-Datensatz gewonnene Signal muss letztendlich mit dem von Standardmodell-Prozessen verglichen werden, die bei jeder Proton-Proton-Kollision zu erwarten sind und die sich mit dem SUSY-Signal in einem realen Experiment überlagern würden. Dazu soll ein breites Spektrum an Prozessen einbezogen werden. Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die berücksichtigten Prozesse und die jeweiligen Datensätze. Sie gehen wie auch der SUSY-Datensatz aus Simulationen

von Prozessen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ hervor. Von den in Abschnitt 6.2 genannten Teilchen wird erwartet, dass sie einen Großteil des Hintergrundsignals erzeugen und durch die Zuordnung der Detektorspuren zu den jeweiligen Teilchensorten wird eine Abschätzung der jeweiligen Beiträge möglich.

Jeder Datensatz beinhaltet eine gewisse Anzahl von simulierten Ereignissen; die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein solches Ereignis tatsächlich bei einer Proton-Proton-Kollision stattfindet, variiert jedoch von Ereignis zu Ereignis und damit von Datensatz zu Datensatz. Ein Maß für diese Wahrscheinlichkeit eines Prozesses ist der jeweilige „Wirkungsquerschnitt“ σ . Mit der instantanen Luminosität L eines Beschleuniger- oder Streuexperiments ergibt sich aus

$$N = \int_{t_0}^{t_1} L(t) \sigma dt$$

die zu erwartende Anzahl dieser Ereignisse N im Zeitintervall $[t_0; t_1]$. Da die in den Datensätzen enthaltenen Mengen an simulierten Ereignissen nicht einer einheitlichen Luminosität und Laufzeit des Experiments entsprechen, müssen die Datensätze beziehungsweise die darin enthaltenen Ereignisse so gewichtet werden, dass sie einer einheitlichen integrierten Luminosität $\int_{t_0}^{t_1} L(t) dt$ entsprechen (für Details zur Gewichtung siehe Abschnitt 6.4). Die vom ATLAS-Experiment aufgezeichnete integrierte Luminosität bei Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV erreichte bis zur Umstellung auf den Bleiionenbetrieb am 8. November 2010 einen Wert von etwa 45 pb^{-1} [50]. Für die Analysen in dieser Arbeit wurden alle Datensätze auf eine integrierte Luminosität von $1000 \text{ pb}^{-1} = 1 \text{ fb}^{-1}$ normiert. Das ATLAS-Experiment lieferte in der letzten Woche des Proton-Proton-Betriebes vor Umstellung auf Bleiionenkollisionen bereits etwa 20 pb^{-1} pro Woche, sodass mit einem Erreichen der angesetzten integrierten Luminosität noch im Laufe dieses Jahres gerechnet wird [50].

Prozess / Datensätze	# Ereignisse	σ [nb]
$t\bar{t}$-Zerfälle		
T1_McAtNlo_Jimmy	999 387	0,144 12
QCD-Jets		
J1_pythia_jetjet	1 395 383	678 080
J2_pythia_jetjet	1 398 078	40 994
J3_pythia_jetjet	1 397 430	2193
J4_pythia_jetjet	1 397 401	87,704
J5_pythia_jetjet	1 391 612	2,3498
J6_pythia_jetjet	1 347 654	0,033 615
J7_pythia_jetjet	1 125 428	0,000 137 41
$W \rightarrow e\nu$		
AlpgenJimmyWenuNp0_pt20	1 381 931	6,8705
AlpgenJimmyWenuNp1_pt20	258 408	1,293
AlpgenJimmyWenuNp2_pt20	188 896	0,3766
AlpgenJimmyWenuNp3_pt20	50 477	0,101 29
AlpgenJimmyWenuNp4_pt20	12 991	0,025 246
AlpgenJimmyWenuNp5_pt20	3449	0,007 123 9
$W \rightarrow \mu\nu$		
AlpgenJimmyWmunuNp0_pt20	1 386 038	6,8711
AlpgenJimmyWmunuNp1_pt20	255 909	1,2947
AlpgenJimmyWmunuNp2_pt20	187 860	0,376 08
AlpgenJimmyWmunuNp3_pt20	50 887	0,100 72
AlpgenJimmyWmunuNp4_pt20	12 991	0,025 993
AlpgenJimmyWmunuNp5_pt20	3498	0,007 13
$W \rightarrow \tau\nu$		
AlpgenJimmyWtaunuNp0_pt20	1 365 491	6,8733
AlpgenJimmyWtaunuNp1_pt20	254 753	1,2952
AlpgenJimmyWtaunuNp2_pt20	188 446	0,375 07

Fortsetzung auf nächster Seite

Prozess / Datensätze	# Ereignisse	σ [nb]
AlpGenJimmyWtaunuNp3_pt20	50 472	0,101 77
AlpGenJimmyWtaunuNp4_pt20	12 996	0,025 756
AlpGenJimmyWtaunuNp5_pt20	3998	0,007 001 6
$Z \rightarrow \nu\nu$		
AlpGenJimmyZnunuNp0_pt20_filt1jet	2999	3,5388
AlpGenJimmyZnunuNp1_pt20_filt1jet	44 487	0,731 35
AlpGenJimmyZnunuNp2_pt20_filt1jet	39 491	0,2225
AlpGenJimmyZnunuNp3_pt20_filt1jet	11 995	0,062 001
AlpGenJimmyZnunuNp4_pt20_filt1jet	7993	0,015 866
AlpGenJimmyZnunuNp5_pt20_filt1jet	2500	0,004 378 1
$Z \rightarrow ee$		
AlpGenJimmyZeeNp0_pt20	304 216	0,6641
AlpGenJimmyZeeNp1_pt20	63 440	0,132 99
AlpGenJimmyZeeNp2_pt20	19 497	0,040 226
AlpGenJimmyZeeNp3_pt20	5499	0,011 138
AlpGenJimmyZeeNp4_pt20	1499	0,002 892 5
AlpGenJimmyZeeNp5_pt20	500	0,000 753 43
$Z \rightarrow \mu\mu$		
AlpGenJimmyZmumuNp0_pt20	303 947	0,663 79
AlpGenJimmyZmumuNp1_pt20	62 996	0,132 95
AlpGenJimmyZmumuNp2_pt20	18 993	0,040 375
AlpGenJimmyZmumuNp3_pt20	5497	0,011 161
AlpGenJimmyZmumuNp4_pt20	1499	0,002 898 7
AlpGenJimmyZmumuNp5_pt20	499	0,000 756 62
$Z \rightarrow \tau\tau$		
AlpGenJimmyZtautauNp0_pt20	303 359	0,6625
AlpGenJimmyZtautauNp1_pt20	63 481	0,133 94
AlpGenJimmyZtautauNp2_pt20	19 492	0,040 295
AlpGenJimmyZtautauNp3_pt20	5497	0,011 029

Fortsetzung auf nächster Seite

Prozess / Datensätze	# Ereignisse	σ [nb]
AlpgeJimmyZtautauNp4_pt20	1499	0,002 804
AlpgeJimmyZtautauNp5_pt20	499	0,000 780 54

Tab. 6.1.: Die Hintergrund-Datensätze mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten und Mengen der in den jeweiligen Sätzen enthaltenen Ereignissen. Die Bezeichnungen für die Datensätze sind die im „ATLAS Metadata Interface“ (AMI) verwendeten Kurzbeschreibungen. Die eindeutigen „Logical Dataset Names“ (LDN) sind im Anhang B gegeben.

6.4. Entwicklung von Schnitten

Zwar wird erwartet, dass die supersymmetrischen $\tilde{\tau}_1$ -Teilchen sich bezüglich des Energieverlustes stark von den Standardmodellteilchen unterscheiden. Aber auch Teilchen wie beispielsweise Protonen, Kaonen, Pionen und Myonen können Spuren mit hohen dE/dx -Werten erzeugen. Da diese Spuren jedoch um mehrere Größenordnungen kleinere Impulse aufweisen sollten (vgl. Abschnitt 4.1), besteht die Hoffnung, einen Impulsbereich finden zu können, in dem Standardmodellteilchen in der Regel kleinere dE/dx -Werte als die Staus aufweisen. Basierend auf den Beobachtungen der Energieverluste der Staus können Ansätze für Auswahlkriterien entwickelt werden (sogenannte „Schnitte“), die dann an Detektorspuren beziehungsweise Ereignisse gestellt werden und den Zweck erfüllen sollen, Ereignisse auszusortieren, in denen keine Staus produziert wurden. Als erster Ansatz könnte eine untere Grenze für den Energieverlust von Spuren mit einem Impuls im Bereich (6.4) dienen. Ereignisse, die keine Spuren enthalten, die diesem Kriterium genügen, könnten dann aussortiert werden. Ergibt sich aus dem SUSY-Datensatz ein signifikanter Beitrag zu den Ereignissen, die nach einer solchen Selektion übrig bleiben, so könnte man zwischen Szenarien mit und ohne Supersymmetrie auf der Ebene der Simulation unterscheiden.

Um die Signifikanz des Beitrages aus dem SUSY-Datensatz zu quantifizieren, wird

die erwartete Anzahl an Hintergrund- und SUSY-Ereignissen B beziehungsweise S bei einem Experiment mit der angesetzten Luminosität errechnet. Ist N_i die Zahl der Ereignisse aus dem i -ten Hintergrund-Datensatz und f_i der entsprechende Gewichtungsfaktor zur Normierung auf eine einheitliche Luminosität, dann errechnet sich B bei k Hintergrund-Datensätzen aus:

$$B = \sum_{i=1}^k f_i N_i \quad (6.6)$$

f_i lässt sich aus der Anzahl der im jeweiligen Datensatz enthaltenen Ereignisse n_i und der zugrundegelegten integrierten Luminosität $\int_{t_0}^{t_1} L(t)dt$ berechnen, wenn der Wirkungsquerschnitt σ_i des im Datensatz simulierten Prozesses bekannt ist:

$$f_i = \frac{\sigma_i \int_{t_0}^{t_1} L(t)dt}{n_i}$$

Eine entsprechende Zahl kann schließlich für den SUSY-Datensatz ermittelt werden:

$$S = f_s N_s$$

f_s ist dabei der Gewichtungsfaktor für den verwendeten SUSY-Datensatz und N_s die Anzahl der aus diesem Satz gewonnenen Signale, die die Schnitte überleben. Für die angesetzte Luminosität von 1 fb^{-1} ergibt sich ein Gewichtungsfaktor für den SUSY-Datensatz von etwa:

$$f_s \approx 0,08$$

Statt der 4989 Ereignisse im SUSY-Datensatz sind bei einem Wirkungsquerschnitt von $0,4 \text{ pb}$ und der angesetzten integrierten Luminosität ohne jegliche Schnitte beispielsweise noch 400 Ereignisse zu erwarten.

Um schließlich zu urteilen, ob der SUSY-Beitrag S zur erwarteten Anzahl an Ereignissen „signifikant“ ist, muss diese Größe mit den natürlichen statistischen Schwankungen der Anzahl X an Ereignissen verglichen werden, die sich ergäbe, wenn die SUSY-Hypothese falsch wäre. Angenommen, X sei poissonverteilt, dann ergäbe sich die Standardabweichung σ_X der dazugehörigen Verteilung aus dem

Erwartungswert $\langle X \rangle$ zu $\sigma_X = \sqrt{\langle X \rangle}$. Als Maß der Signifikanz der auf Supersymmetrische Ereignisse zurückzuführenden Abweichungen wird daher meist das Verhältnis

$$\frac{S}{\sigma_X} = \frac{S}{\sqrt{\langle X \rangle}} \quad (6.7)$$

verwendet. Es gibt an, um wie viele Standardabweichungen die Anzahl an Ereignissen im SUSY-Szenario vom Mittelwert abweicht, der durch das Standardmodell vorhergesagt wird. Als Voraussetzung für das Verwerfen der Hypothese, dass Abweichungen von bekannten Modellvorhersagen auf statistische Schwankungen zurückzuführen sind, wird häufig als grober Richtwert eine Signifikanz im Sinne von (6.7) über 5 gefordert [51].

Da ein analytisch ermittelter Wert für die Anzahl $\langle X \rangle$ zu erwartender Standardmodell-Ereignisse nach den Schnitten nicht vorliegt, wird der in dieser Arbeit experimentell ermittelte Wert B verwendet. So motiviert wird also versucht, das Verhältnis

$$\frac{S}{\sqrt{B}}$$

bei der Wahl der Schnitte zu maximieren.

7. Auswertung

7.1. Zuordnung der Detektor-Spuren

Für das Sortieren der Detektorspuren nach Teilchenarten, auf die sie zurückgehen, wurde eine Routine in ATHENA implementiert, die alle im Datensatz enthaltenen Ereignisse nacheinander abarbeitet. Dabei wurden alle Monte-Carlo-Teilchen daraufhin überprüft, ob sie einer der in Abschnitt 6.2 genannten Teilchensorten angehören oder nicht. Für jedes dieser Teilchen wurde dann diejenige Detektorspur herausgesucht, die das kleinste ΔR entsprechend Gleichung (6.5) aufweist. Sofern das so ermittelte minimale ΔR einen gewissen Maximalwert nicht überschritt, wurde die Zuordnung akzeptiert. Für Staus wurde der Maximalwert für ΔR auf

$$\Delta R_{\max}^{\tilde{\tau}_1} = 0,002$$

festgelegt, wohingegen für alle anderen Teilchen eine etwas höhere Grenze bei

$$\Delta R_{\max} = 0,005$$

angesetzt wurde. Das ΔR -Kriterium wurde bei den Staus etwas strenger angesetzt, da auf Grundlage des Stau-Signals erste Ansätze für Schnitte entwickelt werden sollten. Daher war es wichtig ein möglichst sauberes Signal herauszufiltern.

Als weiteres Kriterium wurde die relative Abweichung des Transversalimpulses ΔP_T der Detektorspur von dem des jeweiligen Monte-Carlo-Teilchen errechnet. Eine Zuordnung verworfen, wenn die relative Abweichung des Transversalimpulses einen Grenzwert von

$$\Delta P_T^{\max} = 30 \% \tag{7.1}$$

überschritt. Die relative Abweichung wurde entsprechend

$$\Delta P_T = \left| \frac{P_T^{\text{MC}} - P_T^{\text{Spur}}}{P_T^{\text{MC}}} \right|$$

errechnet, wobei die Indizes „MC“ und „Spur“ sich auf das jeweilige Monte-Carlo-Teilchen beziehungsweise die zugeordnete Spur beziehen.

Es stellte sich heraus, dass bei dieser Zuordnungsmethode häufig jeweils eine Spur mehreren unterschiedlichen Teilchen aus der Simulation zugeordnet wurde. Um dies zu vermeiden wurden die einer Spur zugeordneten Monte-Carlo-Teilchen vorerst zwischengespeichert, um schließlich am Ende von diesen nur dasjenige zu übernehmen, das das kleinste ΔR aufwies.

Die Wahl der oberen Grenzen für ΔR und die ΔP_T wurde auf Grundlage der Verteilungen der ermittelten Werte getroffen. Dazu dienten die in Abbildung 7.1 und 7.2 abgebildeten Histogramme, in denen die Werte aus dem SUSY-Datensatz und den gesamten Hintergrunddaten enthalten sind. Entsprechende Histogramme mit logarithmischer Ordinate sind in Anhang A zu finden. Da das Zuordnungsverfahren vor allem im Bereich hochenergetischer Teilchen angewandt werden soll, wurden zur Erstellung der oben genannten Histogramme nur Monte-Carlo-Teilchen mit einem Transversalimpuls größer als 15 GeV herangezogen. Damit sollten niederenergetische Teilchen aus Schauern größtenteils ausgeschlossen werden. Man erkennt bei allen Teilchensorten mit Ausnahme der Elektronen jeweils ein ausgeprägtes Maximum bei niedrigen Werten. Dies ist sowohl bei den ΔR -Histogrammen als auch bei den ΔP_T -Histogrammen der Fall. Für ΔR sind die Verteilungen bei $\Delta R = 0,005$ bereits stark abgeflacht, sodass die Grenzwerte in diesen Bereich gesetzt wurden. Die Verteilungen der ΔP_T -Werte flachen ebenfalls stark ab, wobei die der Staus einen ausgeprägteren Ausläufer zu hohen Werten hat, der erst bei einem Wert von etwa 0,3 hinreichend abgeklungen ist.

Ein charakteristisches Maximum in den Verteilungen für die Elektronen ist leider nicht auszumachen. Es sind ausgesprochen häufig große Abweichungen aufgezeichnet worden und die Anzahl der verworfenen Zuordnungen übersteigt bei Weitem die der letztendlich akzeptierten. Es ist hier also mit einer sehr unzuverlässigen Zuordnung zu rechnen.

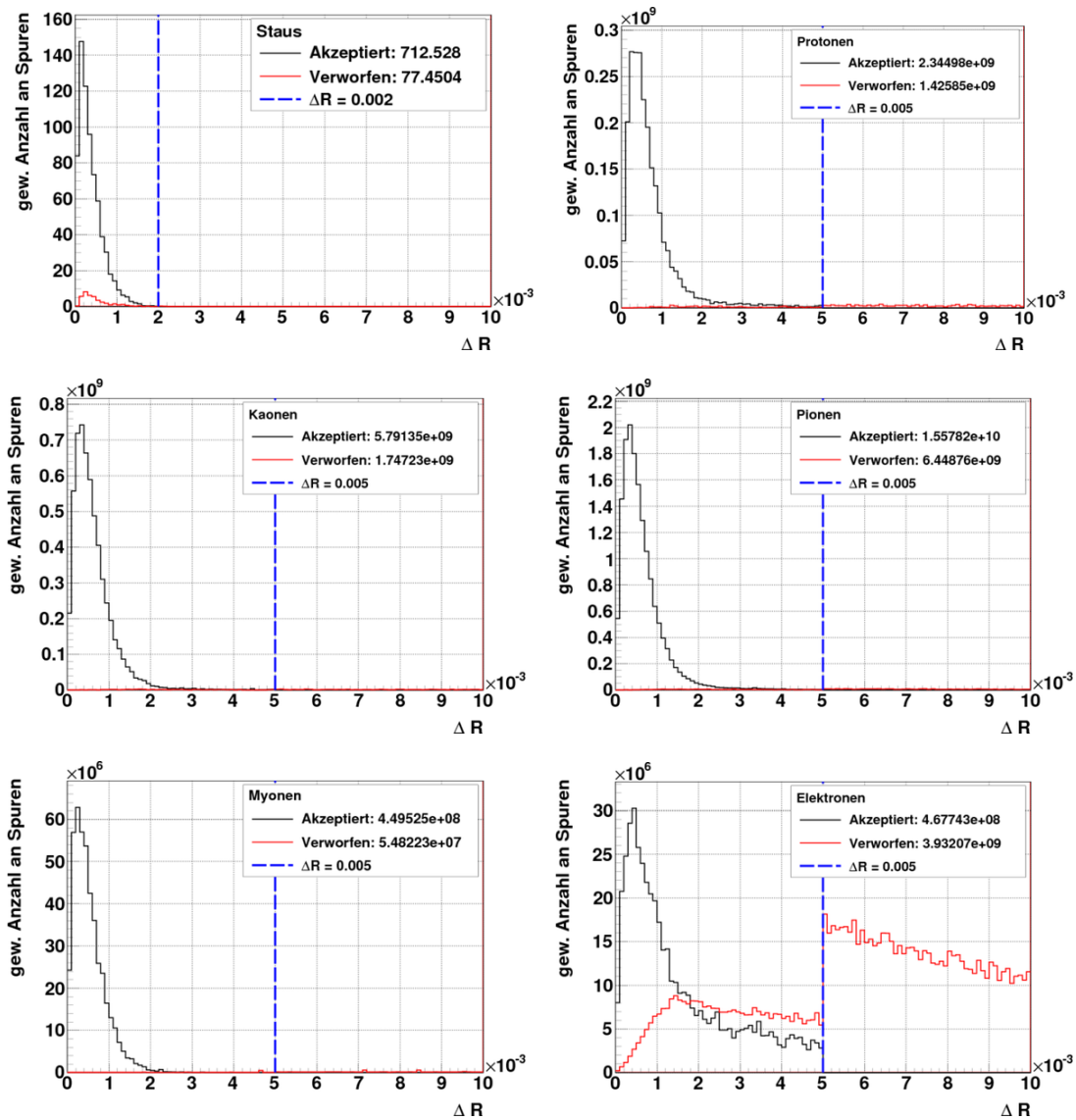


Abb. 7.1.: Abgebildet sind Histogramme aller ermittelten ΔR -Werte (aufgezeichnet wurde das jeweils zu einem Teilchen ermittelte kleinste ΔR). Es sind sowohl die ΔR -Werte für akzeptierte als auch für verworfene Zuordnungen aufgetragen. Die einzelnen Werte wurden entsprechend des Wirkungsquerschnittes des zugehörigen Datensatzes gewertet, dadurch ergeben sich die eingetragenen nicht ganzzahligen Werte. Man sieht deutlich, dass das Histogramm für Elektronen ein viel weniger ausgeprägtes Maximum bei kleinen ΔR aufweist, die Zuordnung hier also wesentlich unzuverlässiger ist. Die Histogramme der ΔR -Werte verworfener Zuordnungen sind in logarithmischer Auftragung besser zu erkennen. Für eine solche Darstellung siehe Abbildung A.1 im Anhang.

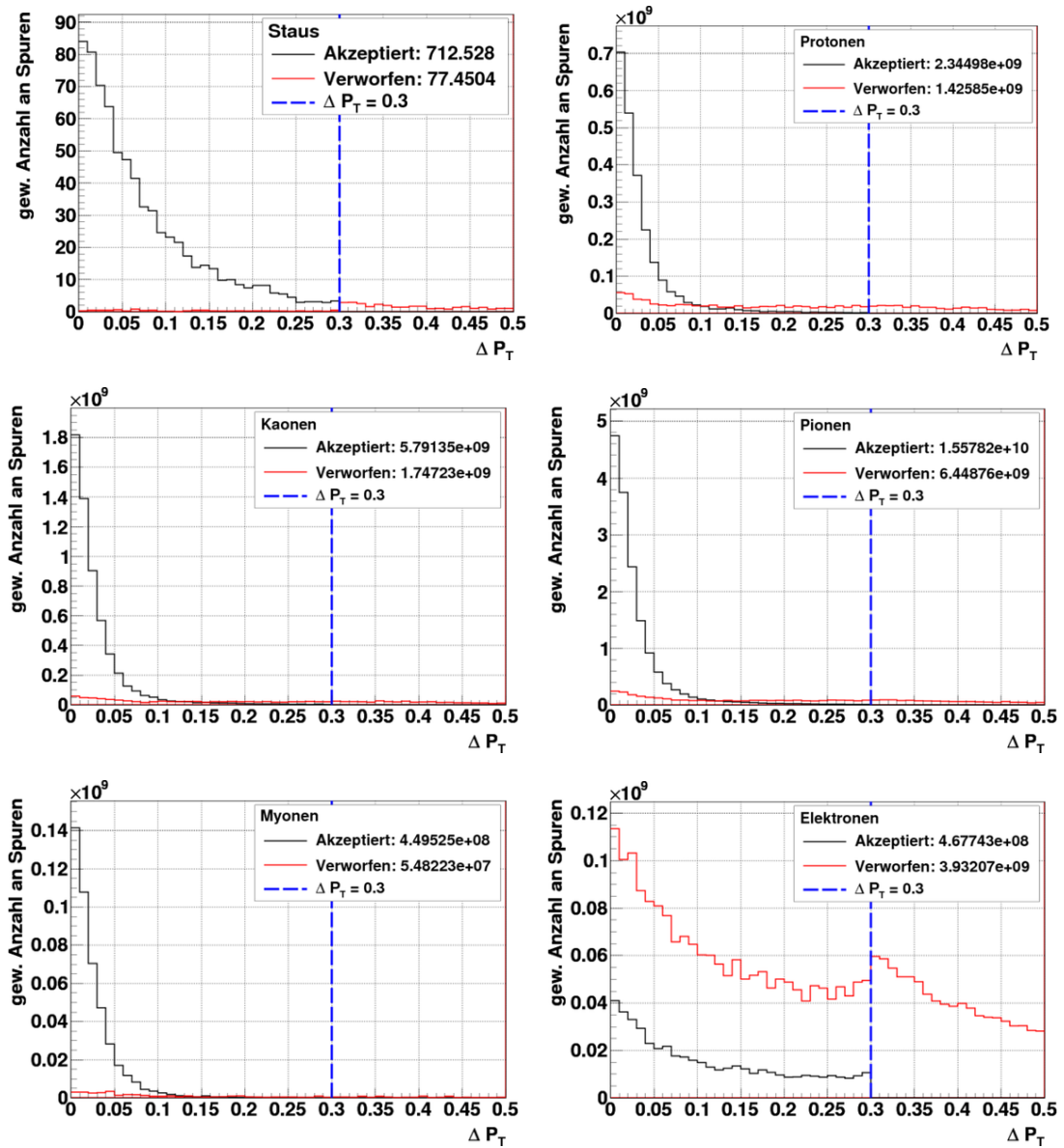


Abb. 7.2.: Abgebildet sind Histogramme aller ermittelten ΔP_T -Werte wie in Abbildung 7.1. Die Abweichungen des Transversalimpulses sind bei den Staus relativ hoch, erst ab ca. 0,3 flacht das Histogramm stark ab. Bei den Staus sieht man deswegen im ΔR -Histogramm eine Häufung von verworfenen Zuordnungen mit kleinen ΔR . Um nicht zu viel Signal von den Staus zu verlieren, wurde die obere Grenze auf $\Delta P_T^{\max} = 0,3$ gesetzt.

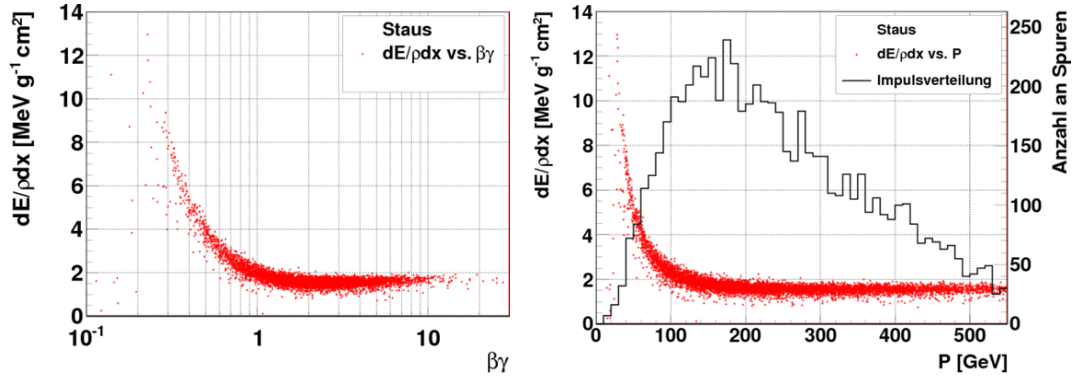
Teilchensorte	akzeptierte Zuordnungen
Staus	90 %
Protonen	62 %
Kaonen	77 %
Pionen	71 %
Myonen	89 %
Elektronen	11 %

Tab. 7.1.: Relative Anteile akzeptierter Zuordnungen. Die übrigen Zuordnungen wurden wegen Überschreitung der angesetzten Obergrenzen für ΔR oder ΔP_T verworfen. Die Zahlen beruhen auf den in Abbildung 7.1 gegebenen Werten, die wiederum aus einer gewichteten Addition der Beiträge aller verwendeten Datensätze hervorgehen.

7.2. Energieverluste der Staus

Nachdem eine größtmögliche Anzahl an Staus aus der Monte-Carlo-Simulation entsprechenden Detektorspuren zugeordnet wurden (vgl. Tabellen 7.1 und 7.2), konnte deren Verhalten in Bezug auf Energieverluste untersucht werden. Die schon mehrfach geäußerte Erwartung eines starken Anstiegs der Energieverluste bei Geschwindigkeiten unterhalb von $\beta\gamma \approx 1$ konnte anhand einer Auftragung der dE/dx -Werte gegen $\beta\gamma$ bestätigt werden. Abbildung 7.3(a) zeigt die Ergebnisse, die eine Kurve wie in Abbildung 4.1 reproduzieren. Der steile Anstieg ab $\beta\gamma \approx 1$ zu kleinen Werten hin kann tatsächlich in den Daten ausgemacht werden und die Ähnlichkeit der Kurvenverläufe in Abbildungen 4.1 und 7.3(a) sind bemerkenswert in Anbetracht der Tatsache, dass die Staus über 1000 mal schwerer sind als Myonen. Unterschiede zeigen sich jedoch in den Werten unterhalb von $\beta\gamma \approx 0,2$. Die Energieverluste sinken stark ab und liegen kaum mehr auf einer Kurve. Grund dafür könnte ein Absinken der Leistungsfähigkeit der Methoden zur Spurrekonstruktion bei kleinen Impulsen sein. Dass der logarithmische Anstieg ab $\beta\gamma \approx 1$ aufwärts in diesem Datensatz kaum ausgeprägt ist, kann auf das absorbierende Material Silizium im Pixel-Detektor zurückgeführt werden (vgl. Abschnitt 4.3).

In Abbildung 7.3(b) ist eine Auftragung des Energieverlustes pro Wegeinheit gegen den Impuls abgebildet, wobei hier auf die halblogarithmische Darstellung verzichtet wurde. Dort ist explizit gezeigt, dass der Anstieg der Energieverluste bei



(a) Energieverluste der Staus in Abhängigkeit von $\beta\gamma$.

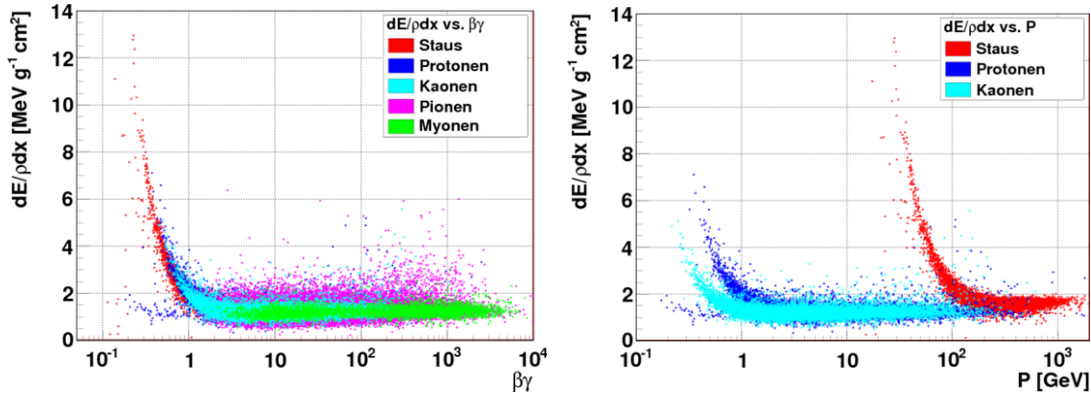
(b) Auftragung gegen P zusammen mit der Impulsverteilung.

Abb. 7.3.: Energieverluste der Staus in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit und ihrem Impuls. Zur Veranschaulichung der Größe des Anteils an Staus mit niedrigen Impulsen ist die ermittelte Impulsverteilung im Datensatz in (b) gegeben.

Impulsen unterhalb von etwa 124 GeV auftritt, sodass sich die obere Grenze in (6.4) als sinnvoll erwies. Ebenfalls in Grafik 7.3(b) ist die Impulsverteilung der Staus aufgetragen, um einen Eindruck vom Anteil an Spuren im diesem Impulsbereich zu geben. Der Anteil an Staus, der Impulse unterhalb von 124 GeV aufweist, ist im Vergleich zum Gesamtsignal gering. Hinzu kommt, dass nicht alle Spuren sinnvolle Werte für den Energieverlust aufwiesen. Diese waren dann negativ und deuteten auf eine fehlgeschlagene dE/dx -Messung hin. Solche Werte wurden in Abbildung 7.3(b) und 7.3(a) nicht berücksichtigt. In Tabelle 7.2 sind genaue Zahlen diesbezüglich aufgeführt. Unter den insgesamt 9978 Monte-Carlo-Staus sind lediglich etwa 1230 erfolgreich Spuren zugeordnet worden, die im relevanten Impulsbereich liegen und sinnvolle dE/dx -Werten aufwiesen.

MC-Staus	zugeordnete Spuren		
	gesamt	$[dE/dx > 0]$	$[dE/dx > 0 \wedge P < 124 \text{ GeV}]$
9978	9415	7350	1230

Tab. 7.2.: Mengen der aus den SUSY-Daten extrahierten Messwerte. Interessant für die folgenden Anwendungen sind nur Spuren mit erfolgreicher dE/dx -Messung und kleinem Impuls



- (a) In der Auftragung gegen $\beta\gamma$ weisen die Kurven einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Myonen jedoch sind so leicht, dass sie im Bereich unterhalb von $\beta\gamma \approx 1$ zu kleine Impulse haben, um rekonstruierbare Spuren zu erzeugen.
- (b) Durch eine Auftragung gegen den Impuls P verschieben sich die Kurven schwerer Teilchen in halblogarithmischer Darstellung nach rechts.

Abb. 7.4.: Energieverluste einiger Teilchensorten im SUSY-Datensatz.

7.3. Energieverluste der Standardmodellteilchen im SUSY-Datensatz

Bevor auf die Ergebnisse aus der Auswertung der gesamten Hintergrunddaten eingegangen wird, soll hier kurz das Verhalten der Standardmodellteilchen in den SUSY-Daten angesprochen werden. Eine Darstellung wie die in Abbildung 7.3(a) wird unter Einbeziehung des gesamten Standardmodellhintergrundes auf Grund der enormen Menge an Teilchen nicht ohne Weiteres möglich sein. Jedoch bieten die Daten aus den SUSY-Daten bereits einen interessanten Einblick. In Abbildung 7.4(a) sind die Messwerte der Energieverluste in Abhängigkeit von der relativistischen Geschwindigkeit $\beta\gamma$ nach Teilchensorten aufgeschlüsselt dargestellt. Die schwereren Standardmodellteilchen (Kaonen und Protonen) zeigen den auch schon bei den Staus beobachteten Anstieg zu kleinen Geschwindigkeiten hin um $\beta\gamma \approx 1$. Die Form des Anstieges ist bei diesen drei Teilchen sehr ähnlich, wie von der Bethe-Formel vorhergesagt (vgl. Abschnitt 4.1). Pionen und vor allem Myonen hingegen sind so leicht, dass sie bei $\beta\gamma \approx 1$ Impulse in der Größenordnung von nur 100 MeV aufweisen. Die Methoden zur Spurrekonstruktion sind jedoch nicht für solch niederenergetische Objekte ausgelegt und dementsprechend sind unter den

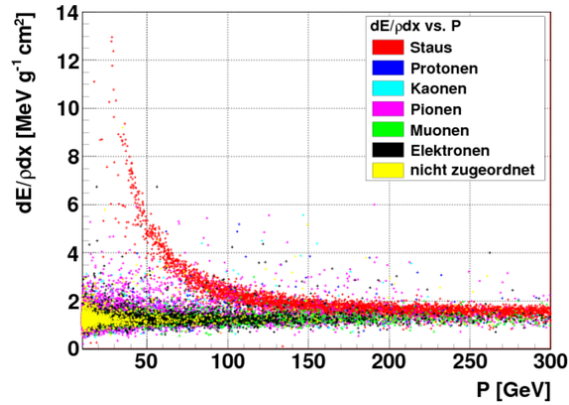


Abb. 7.5.: Energieverluste aller Detektorspuren im SUSY-Datensatz. Die den Staus zugeordneten Spuren zeigen das erwartete sehr auffällige Verhalten im Bereich unter 124 GeV.

identifizierten Spuren unterhalb von $\beta\gamma \approx 1$ nahezu keine Myonen auszumachen [38]. Verlässliche dE/dx -Messungen wären hier ohnehin nicht zu erwarten.

Im Hinblick auf die Berücksichtigung der Hintergrunddaten ist das Verhalten der Protonen, Kaonen und Pionen bei höheren Geschwindigkeiten interessant. Vor allem die Energieverluste der Pionen weisen sehr starke statistische Schwankungen auf. Die Streuung der Werte ist im Bereich $100 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ besonders ausgeprägt mit einer starken Tendenz zu großen dE/dx -Werten. Hier manifestieren sich der stochastische Charakter der Energieverluste und die in Abschnitt 4.3 erläuterten qualitativen Eigenschaften der Straggling-Funktionen, die die entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen beschreiben. Auf Grund von deren Rechtsschiefe waren erhebliche Streuungen mit den in Abbildung 7.4(a) ersichtlichen Tendenzen zu erwarten. Besonders bedenklich im Hinblick auf die Belastung des Signals der Staus durch den Einfluss von Hintergrundprozessen erweist sich das Verhalten der Pionen. Der Impuls eines Pions mit Geschwindigkeiten zwischen $\beta\gamma \approx 100$ und $\beta\gamma \approx 1000$ liegt bei etwa 14 GeV bis 140 GeV. Doch gerade in diesem Impulsbereich weisen die Staus die charakteristischen hohen Energieverluste auf (vgl. Abbildung 7.3(b)). Es ist daher mit einem erheblichen Betrag an Hintergrundsignal im relevanten Impulsbereich zu rechnen.

Abbildung 7.4(b) dient zur Veranschaulichung des Verhaltens von Teilchen unterschiedlicher Massen. Bei einer Auftragung des Energieverlustes gegen den Impuls

P verschieben sich die Kurven schwererer Teilchen nach rechts. Dies wird auch in Abbildung 7.5 deutlich, wo auf eine halblogarithmische Darstellung verzichtet wurde. Des Weiteren sind hier zusätzlich die Signale der nicht zugeordneten Spuren und die der Elektronen eingezeichnet. Die Einbeziehung von Elektronen erübrigte sich in Abbildung 7.4(a), da sie wegen ihrer geringen Masse bei Geschwindigkeiten unter $\beta\gamma \approx 200$ ohnehin keine rekonstruierbaren Spuren erzeugen. Auch ist bei ihnen kein Anstieg des Energieverlustes pro Wegeinheit bei sinkender Geschwindigkeit im relevanten Impulsbereich zu erwarten (vgl. Abschnitt 4.4), was sich mit den ausgewerteten Daten deckt. Dass sie einen nicht unerheblichen Beitrag zum Hintergrundsignal liefern werden, zeichnet sich jedoch in Abbildung 7.5 bereits ab.

7.4. Energieverluste in den Hintergrunddatensätzen

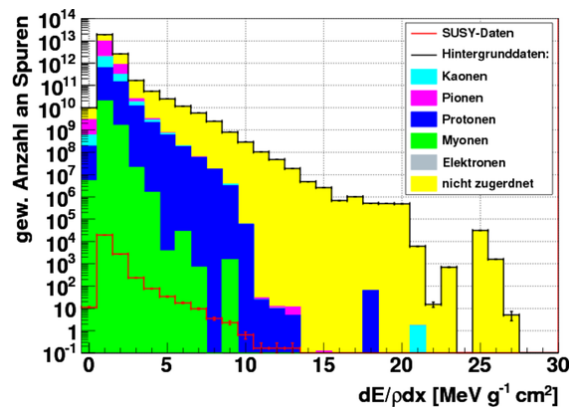


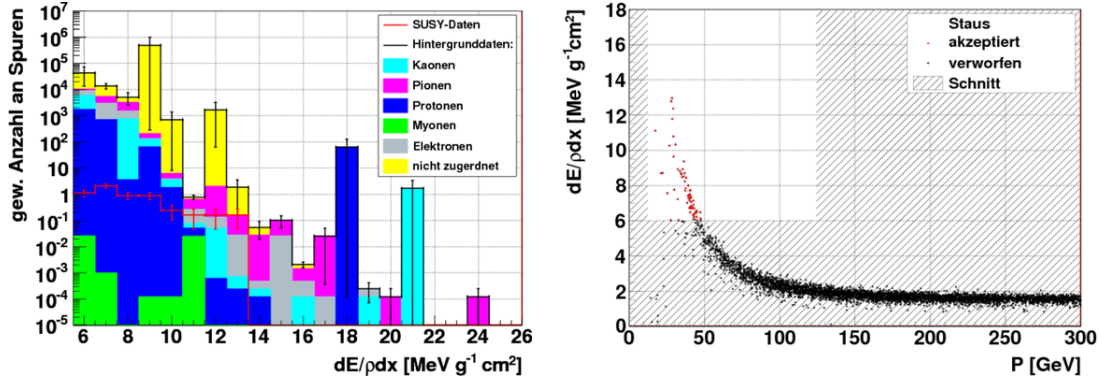
Abb. 7.6.: Histogramme der Energieverluste aller Spuren in den Hintergrund- und SUSY-Daten. Die Mengen an Spuren wurden entsprechend der jeweiligen Datensätze gewichtet, aus denen sie stammen, um ein repräsentativeres Bild zu geben. Die Beiträge zu den Hintergrunddaten sind nach Teilchensorten aufgeschlüsselt.

Um einen ersten Eindruck von der Belastung des SUSY-Signals durch Hintergrunddaten zu bekommen, wurden zunächst alle in den Hintergrunddaten enthaltenen Spuren betrachtet. Abbildung 7.6 zeigt ein Histogramm mit allen aufgezeichneten dE/dx -Werten inklusive derer aus dem GMSB-Datensatz. Die einzelnen Beiträge der verschiedenen Datensätze zur Anzahl an Spuren in den Bins wurden mit den in

Abschnitt 6.4 erläuterten Gewichten aufaddiert. Es zeigt sich, dass es eine enorme Menge an Spuren mit Energieverlusten in den Hintergrunddaten gibt, die selbst die höchsten bei den Staus gemessenen Werte bei Weitem übersteigen. In Anbetracht der Stochastik bei Energieverlustes geladener Teilchen in Materie waren wegen der sehr großen Anzahl an Teilchen in den Datensätzen solche Ergebnisse zu erwarten (vgl. Abschnitt 4.3). Das langsame Abfallen typischer Straggling-Funktionen zu hohen Energieverlusten hin sorgt bei entsprechend starker Statistik, wie sie hier vorliegt, für eine beträchtliche Anzahl an Signalen mit hohen dE/dx -Werten. Des Weiteren gingen in Darstellung 7.6 uneingeschränkt alle Daten ein, sodass viele niederenergetische Spuren enthalten sind, die auf Grund der kleinen Geschwindigkeiten der entsprechenden Teilchen hohe dE/dx -Werte aufweisen. Außerdem fällt auf, dass der Anteil nicht zugeordneter Spuren im Bereich hoher Energieverluste dominiert. Ein Grund dafür mag darin liegen, dass stabile geladene Standardmodellteilchen allesamt leichter sind als die Staus und hohe Energieverluste daher bei kleinen Impulsen zu erwarten sind. Bei sehr kleinen Impulsen jedoch nimmt Zuverlässigkeit der Spurrekonstruktionen ab und es ist mit weniger Erfolg bei der Identifikation dieser Spuren über die hier verwendeten Methoden zu rechnen [52]. Ein weiterer Beitrag könnte von der großen Menge nicht zugeordneter Elektronen kommen (vgl. Abschnitt 7.1).

7.5. Entwicklung von Schnitten

Im Folgenden sollen die oben erläuterten Beobachtungen dazu genutzt werden, gezielt SUSY-Ereignisse aus der Gesamtheit aller Daten herauszufiltern. Ziel dabei ist es, das Verhältnis S/\sqrt{B} zu optimieren (vgl. Abschnitt 6.4). Um die Energieverluste von Spuren effektiv als Kriterium für das Aussortieren von Ereignissen zu verwenden, müssen an die Spuren gewisse Anforderungen gestellt werden. Diese können meist als eine Einschränkung des zweidimensionalen Raumes der Energieverluste und Impulse interpretiert und veranschaulicht werden. Daher wird im Folgenden der Begriff „geometrischer Schnitt“ dafür verwendet. Schließlich werden zusätzlich Schnitte auf Eigenschaften der Ereignisse selber zum Einsatz kommen.



- (a) Histogramm der Energieverluste von Spuren, die dem ersten Schnitt genügen. Auch hier sind gewichtete Zahlen angegeben.
- (b) Visualisierung des ersten Schnittes. Als Staus identifizierte Signale im SUSY-Datensatz, die den Schnitt passieren, sind rot markiert.

Abb. 7.7.: Erster geometrische Schnitt.

Geometrische Schnitte

Um ein signifikantes Verhältnis des SUSY-Signals zum Hintergrund zu erhalten, wurden im ersten Schritt nur Spuren berücksichtigt, die einen Impuls P im Bereich

$$0,1 m_{\tilde{\tau}_1} < P < m_{\tilde{\tau}_1} \quad (7.2)$$

aufwiesen. Dieser Schnitt ist durch das in Abschnitt 4.1 erläuterte, erwartete und in 7.2 bestätigte Verhalten der Staus motiviert (vgl. auch Gleichung (6.4) und entsprechende Erläuterungen im Text dazu). Ein solcher Schnitt sollte einen Großteil niederenergetischer Standardmodellteilchen ausschließen, die bei niedrigeren Impulsen hohen Energieverlusten unterliegen (vgl. Abbildung 7.4(b)). Schließlich wird eine untere Grenze bezüglich des spezifischen Energieverlustes bei $6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ gezogen. In Abbildung 7.5 ist ersichtlich, dass unterhalb dieser Grenze schon im SUSY-Datensatz ein signifikanter Beitrag von Standardmodellteilchen zu verzeichnen ist. Auch wenn in den GMSB-Daten trotzdem die Beiträge der Staus auch unterhalb von $6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ überwiegen, so ist bei Berücksichtigung des gesamten Hintergrundes wegen des sehr kleinen Wirkungsquerschnittes von nur $0,4 \text{ pb}$ doch zu erwarten, dass nur bei höheren Energieverlusten das Signal der Staus überwiegen kann, falls überhaupt (siehe dazu auch Tabelle 6.1). Abbildung 7.7 gibt einen

Überblick über die Anzahl an Spuren, die dem erläuterten Schnitt genügen. In Grafik 7.7(a) ist ein Histogramm wie in 7.6 abgebildet, wobei hier nur Signale berücksichtigt wurden, die in den durch den Schnitt definierten Bereich fallen. Dieser Bereich ist in Abbildung 7.7(b) visualisiert. Spuren in dem dort schraffiert dargestellten Bereich werden nicht berücksichtigt.

Das Aussortieren von Ereignissen ohne Spuren, die dem oben beschriebenen geometrischen Schnitt genügen, lieferte einen Wert für S/\sqrt{B} von:

$$\frac{S_1}{\sqrt{B_1}} \approx (7 \pm 3) 10^{-3}$$

Zwar konnte durch diesen ersten Schnitt ein beträchtlicher Anteil an Hintergrundsignal herausgefiltert werden (vgl. Tabelle 7.7), jedoch liefert der SUSY-Beitrag lediglich ein zusätzliches Signal, das etwa 0,7% der erwarteten statistischen Fluktuationen $\sqrt{B_1}$ des Hintergrundbeitrages ausmacht.

In Abbildung 7.7(a) ist ersichtlich, dass ein weiteres Heraufsetzen der unteren Grenze des spezifischen Energieverlustes alleine wenig erfolgversprechend ist und in Grafik 7.7(b) zeichnet sich ab, dass dies einen großen Verlust an Stau-Spuren mit sich bringen würde. Es ist jedoch ebenso erkennbar, dass der betrachtete Impulsbereich weiter eingeschränkt werden kann, ohne als Staus identifizierte Spuren zu verwerfen.

Um den geometrischen Schnitt zu verbessern, wird der Versuch unternommen, den Kurvenverlauf der Bethe-Formel an die Daten der als Staus identifizierten Spuren anzupassen. Der somit erhaltene funktionale Zusammenhang zwischen $\beta\gamma$ und dem spezifischen Energieverlust pro Wegeinheit

$$\left\langle \frac{dE}{\rho dx} \right\rangle \Big|_{\beta\gamma} = f(\beta\gamma) \quad (7.3)$$

sollte in dieser Form und der Näherung (4.5) noch für alle Teilchensorten mit einfacher elektrischer Ladung gelten (vgl. Abbildung 7.4(a) und Abschnitt 4.1). Erst durch eine Umrechnung der Gleichung in eine Abhängigkeit vom Impuls P

kommt eine Massenabhängigkeit in diesen Zusammenhang via

$$\left\langle \frac{dE}{\rho dx} \right\rangle \Big|_{\beta\gamma} = f(\beta\gamma) = f(P/m)$$

mit der Masse m des betrachteten Teilchens. In dem Geschwindigkeitsbereich $0,1 < \beta\gamma < 1$ ist der mittlere Energieverlust pro Weeinheit nach der Bethe-Formel eine monoton fallende Funktion der Geschwindigkeit (vgl. Abbildung 4.1) und somit monoton wachsend mit der Masse für einen festen Impuls, wenn der funktionale Zusammenhang in eine Abhängigkeit von P umgeschrieben wird. Daher kann mit dem aus den Daten der Stau-Spuren ermittelten Zusammenhang (7.3) für jede Spur (zu der schließlich ein Messwert für den Impuls vorhanden sein sollte) eine Massenhypothese überprüft werden. Legt man eine Massendifferenz Δm fest, so kann zu jeder Spur festgestellt werden, ob bei dem jeweiligen Impuls P der dazugehörige Wert für den Energieverlust im Bereich

$$f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1} - \Delta m}\right) < \frac{dE}{\rho dx} < f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1} + \Delta m}\right) \quad (7.4)$$

liegt. Zusätzlich muss natürlich geprüft werden, ob der Impuls im durch (6.4) gegebenen Bereich liegt, damit die Monotonie von f gegeben ist. Das wiederum entspricht dem schon im ersten Schritt gemachten Schnitt, der in Abbildung 7.7(b) visualisiert ist. Schnitt (7.4) kann man graphisch in diesem Bereich auch als einen „Schlauch“ um die $dE/\rho dx$ -Kurve der Staus interpretieren, da dort stets gilt:

$$f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1} - \Delta m}\right) < f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1}}\right) < f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1} + \Delta m}\right) \quad (7.5)$$

Dieser Sachverhalt ist in Abbildungen 7.9(c) und 7.9(d) für $\Delta m = 20$ GeV veranschaulicht. In dieser Darstellung wurden die Bezeichnungen

$$f_1(P) = f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1} - \Delta m}\right) \quad (7.6)$$

$$f_2(P) = f\left(\frac{P}{m_{\tilde{\tau}_1} + \Delta m}\right) \quad (7.7)$$

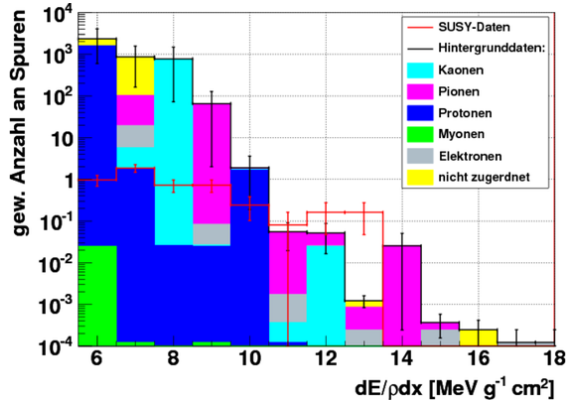


Abb. 7.8.: Gewichtete Zahlen der Spuren, die dem zweiten geometrischen Schnitt genügen.

verwendet. In der Näherung (4.5) kann die $\beta\gamma$ -Abhängigkeit der Bethe-Formel geschrieben werden als (vgl. (4.3)):

$$\begin{aligned}
 \left\langle \left| \frac{dE}{\rho dx} \right| \right\rangle &= \underbrace{\frac{nz^2}{\rho} \frac{4\pi}{m_e c^2} \left(\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2}_{C_0} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\underbrace{\frac{2m_e c^2}{I}}_{C_1} \gamma^2 \beta^2 \right) - \beta^2 \right] \\
 &= C_0 \frac{1}{\beta^2} \left[\ln (C_1 \beta^2 \gamma^2) - \beta^2 \right] \\
 &= C_0 \left[\frac{1}{\beta^2} \ln (C_1 \beta^2 \gamma^2) - 1 \right] \\
 &= C_0 \left[\left(\frac{1}{\beta^2 \gamma^2} + 1 \right) \ln (C_1 \beta^2 \gamma^2) - 1 \right] \\
 &= C_0 \left[\frac{\ln (C_1 \beta^2 \gamma^2)}{\beta^2 \gamma^2} + \ln (C_1 \beta^2 \gamma^2) - 1 \right] \\
 &= f(\beta\gamma)
 \end{aligned}$$

Die Parameter C_0 und C_1 der Funktion f wurden durch einen Fit mit Hilfe des Minuit-Pakets im Software-Framework ROOT bestimmt. Zur χ^2 -Minimierung, auf der der Fit beruht, wurde auf den standardmäßig verwandten Migrad-Algorithmus zurückgegriffen [53]. Die Funktion f soll die Messwerte vor allem im Bereich oberhalb $dE/\rho dx = 6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ akkurat beschreiben, sodass für den Fit nur

Wertepaare im Bereich $0,2 < \beta\gamma < 0,5$ verwendet wurden, die Energieverluste größer als $4 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ aufwiesen. Außerdem wurde die Berücksichtigung der Messwerte auf solche von sehr gut rekonstruierten Spuren beschränkt, indem eine Obergrenze bezüglich des Maßes der Unsicherheiten bei der Spurrekonstruktion χ^2 eingeführt wurde. Diese Grenze wurde bei $\chi^2 = 8$ gezogen. Abbildung 7.10(a) zeigt die Verteilung der Werte dieser Variable unter den Stau-Spuren im SUSY-Datensatz. Durch diese Einschränkungen gelang es, Messwerte herauszufiltern, die den Fit konvergieren ließen und das in Abbildung 7.9(a) dargestellte Ergebnis lieferten. In Abbildung 7.9(b) ist der ermittelte Kurvenverlauf zusammen mit allen Messwerten in einem größeren Bereich dargestellt. Tabelle 7.3 fasst die Ergebnisse des Fits zusammen; die dort angegebenen Unsicherheiten sind die von Migrad gegebenen Abschätzungen. Trotz eines sehr großen Fehlers bezüglich des Parameters C_1 reproduziert die so ermittelte Funktion den durch die Daten beschriebenen Verlauf äußerst zufriedenstellend (vgl. Abbildung 7.9(b)) über einen großen Bereich der Geschwindigkeit hinweg. Abbildungen 7.9(c) und 7.9(d) zeigen, dass durch den zusätzlichen Schnitt (7.4) der betrachtete Raum an Wertebereichen für Energieverlust und Impuls stark eingeschränkt wird, ohne große Verluste des Stau-Signals mit sich zu bringen. Für genaue Zahlen dazu siehe Tabelle 7.7. Die Massendifferenz Δm wurde auf einen Wert von 20 GeV gesetzt. Das Histogramm in Abbildung 7.8 zeigt die gewichteten Mengen an Spuren, die dem zusätzlichen geometrischen Schnitt genügen. Der Ausschluss von Ereignissen, die keine solche Spuren enthalten, verzehnfachte das Verhältnis S/\sqrt{B} in etwa auf:

$$\frac{S_2}{\sqrt{B_2}} \approx (8 \pm 2) 10^{-2}$$

Der Anteil des SUSY-Ereignisse am Gesamtsignal in konnte um einen Faktor von über 100 erhöht werden (vgl. Tabelle 7.7).

$C_0 [\text{MeV g}^{-1} \text{ cm}^2]$	C_1
$0,18 \pm 0,02$	400 ± 200

Tab. 7.3.: Ergebnisse des Fits mit den von der verwendeten Software gelieferten Einschätzungen der Fehler.

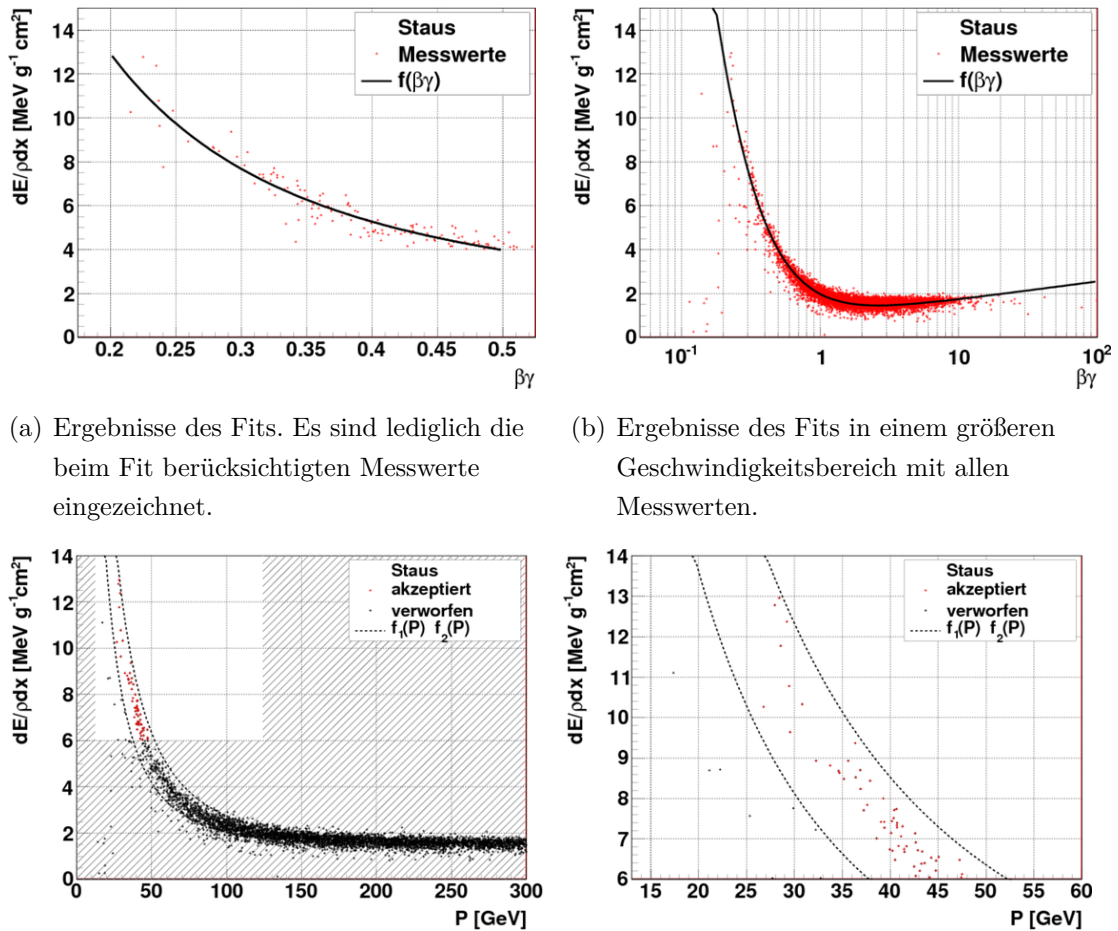


Abb. 7.9.: Ergebnisse des Fits und Veranschaulichung des zusätzlichen geometrischen Schnittes.

Qualität der Spurrekonstruktion

Motiviert durch andere Arbeiten zur Identifikation schwerer geladener Teilchen anhand von Energieverlustmessungen [54, 55] wurde die Auswahl betrachteter Detektorspuren auf solche von guter Qualität in der Rekonstruktion beschränkt. Als

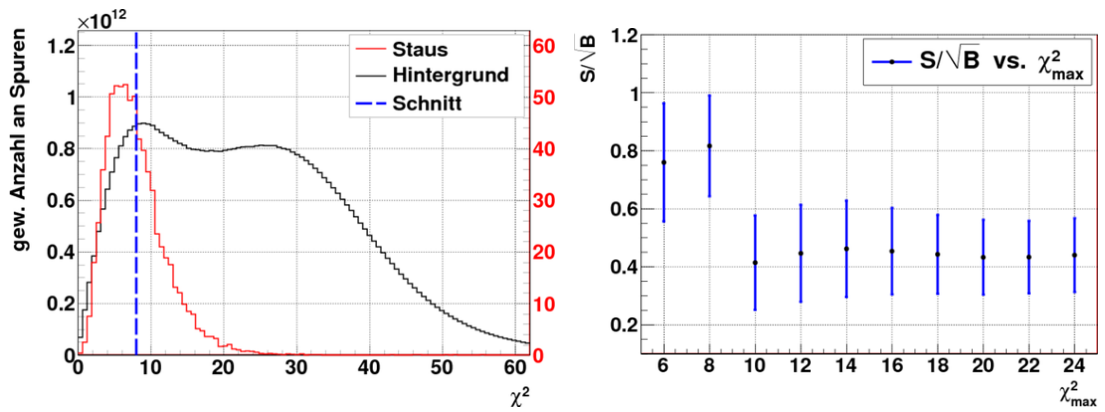
χ_{\max}^2	S/\sqrt{B}
6	$0,8 \pm 0,2$
8	$0,8 \pm 0,2$
10	$0,4 \pm 0,2$
12	$0,4 \pm 0,2$
14	$0,5 \pm 0,2$
16	$0,5 \pm 0,1$
18	$0,4 \pm 0,1$
20	$0,5 \pm 0,1$
22	$0,4 \pm 0,1$
24	$0,4 \pm 0,1$

Tab. 7.4.: Ergebnisse der Untersuchung unterschiedlicher Schnitte auf die Qualität der Spurrekonstruktion. Die angegebenen Werte sind auf die führende Dezimalstelle der entsprechenden Fehler gerundet.

Maßstab für die Qualität der Spuren wurde das von den Rekonstruktionsalgorithmen ausgegebene Maß χ^2 der Spurrekonstruktion herangezogen. Ein großes χ^2 indiziert dabei große Abweichungen einer rekonstruierten Spur von den dazugehörigen Messwerten des Detektors. Daher galt es, eine Obergrenze χ_{\max}^2 zu bestimmen, ab der Spuren nicht mehr berücksichtigt werden. Abbildung 7.10(a) zeigt die Verteilung der χ^2 -Werte in den gesamten Hintergrunddaten und für die als Staus identifizierte Spuren im SUSY-Datensatz. Motiviert durch diese Verteilungen wurde nach einem χ_{\max}^2 im Bereich $6 \leq \chi^2 \leq 24$ gesucht, der das Verhältnis S/\sqrt{B} maximiert. Dabei wurden der Schnitt auf die Qualität der Spurrekonstruktion zusätzlich zu den in Abschnitt 7.5 erläuterten geometrischen Schnitten angewandt. Ereignisse ohne Spuren, die den geometrischen Schnitten genügen und gleichzeitig ein $\chi^2 < \chi_{\max}^2$ aufwiesen, wurden ausgeschlossen. In Grafik 7.10(b) sind die Ergebnisse dargestellt. Es zeigte sich, dass unter den untersuchten Obergrenzen $\chi_{\max}^2 = 8$ das Verhältnis S/\sqrt{B} auf einen Wert von

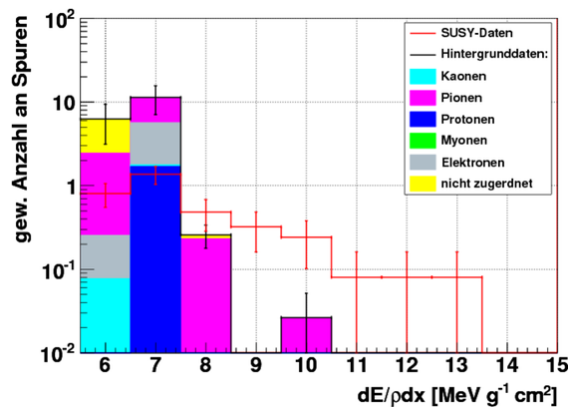
$$\frac{S_3}{\sqrt{B_3}} \approx 0,8 \pm 0,2$$

maximierte. Dies entspricht in etwa einer Verzehnfachung des vorher erzielten Wertes. Tabelle 7.4 gibt einen Überblick über alle ermittelten Zahlen.



(a) Histogramme der χ^2 -Werte der Spurrekonstruktionen. Die rechte Skala in Rot ist die zum Histogramm der Staus gehörige. Der eingezeichnete Schnitt liegt bei $\chi^2 = 8$.

(b) Das Verhältnis S/\sqrt{B} in Abhängigkeit von der angesetzten Obergrenze χ^2_{\max} unter Anwendung der in Abschnitt 7.5 erläuterten geometrischen Schnitte.



(c) Gewichtete Zahlen der Spuren, die sowohl den geometrischen Schnitten genügen, als auch ein χ^2 kleiner als 8 aufweisen.

Abb. 7.10.: Schnitte auf die Qualität der Spurrekonstruktion.

Fehlende Transversalenergie

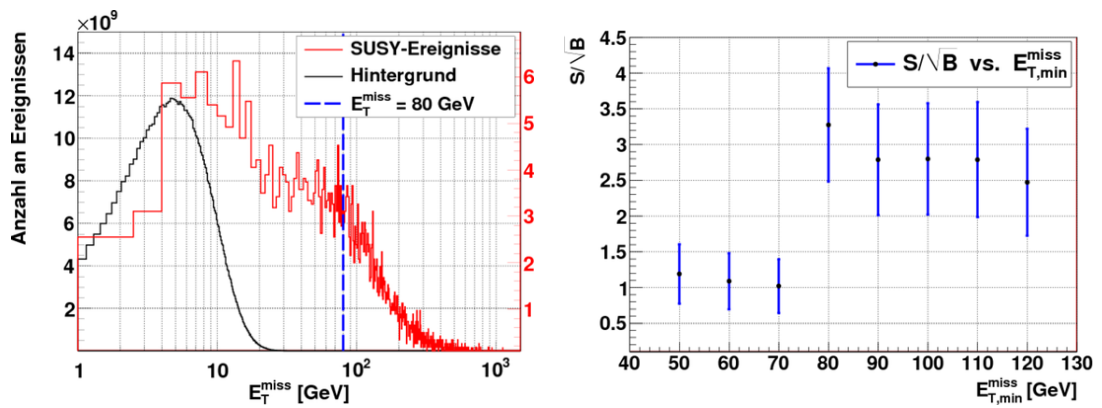
Durch Schnitte auf fehlende Transversalenergie konnte das Signal-Rausch-Verhältnis weiter verbessert werden. Abbildung 7.11(a) zeigt Histogramme der gemessenen fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} im SUSY-Datensatz und in den Hintergrunddaten. Die Ereignisse wurden dabei dem Datensatzes, aus dem sie stammten, entsprechend gewichtet. In der Grafik ist ersichtlich, dass die relative Häufigkeit von Ereignissen mit fehlender Transversalenergie oberhalb von etwa 50 GeV im SUSY-Datensatz größer ist, als in den Hintergrunddaten. Der Grund dafür könnte in einer Missinterpretation der Staus als Myonen durch die Rekonstruktionssoftware liegen. Die Staus könnten wegen ihrer großen Masse teilweise die Kalorimeter durchdringen, ins Myonensystem gelangen und würden dort dann als Myonen interpretiert. Wegen der größeren Masse der Staus im Vergleich zu Myonen würde infolgedessen die von ihnen transportierte Energie unterschätzt.

Abbildung 7.11(b) zeigt die Entwicklung von S/\sqrt{B} unter der Variation des Schnittes $E_{T,\text{min}}^{\text{miss}}$. Wies ein Ereignis weniger fehlende Transversalenergie auf als das jeweils angesetzte $E_{T,\text{min}}^{\text{miss}}$, so wurde es nicht mehr berücksichtigt, wobei dieser Schnitt zusätzlich zu den in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten angewendet wurde.

Wie in Abbildung 7.11 zu erkennen, wurden Schnitte mit unteren Grenzen der fehlenden Transversalenergie zwischen 50 GeV und 120 GeV untersucht. Ebenso geht aus der Grafik hervor, dass von den betrachteten Untergrenzen diejenige bei 80 GeV den größten Zahlenwert für S/\sqrt{B} liefert. In Tabelle 7.5 sind die quantitativen Ergebnisse dieser Betrachtungen zusammengefasst. Durch einen Schnitt mit $E_{T,\text{min}}^{\text{miss}} = 80 \text{ GeV}$ konnte das Verhältnis S/\sqrt{B} auf etwa

$$\frac{S_4}{\sqrt{B_4}} \approx 3,3 \pm 0,8$$

erhöht werden. Erfreulich ist auch der kleinere relative Fehler. Er deutet darauf hin, dass durch diesen Schnitt vor allem Ereignisse mit hohem Wirkungsquerschnitt ausgeschlossen wurden und nun viele Ereignisse mit kleinerem Querschnitt übrig bleiben. In der Tat stellte sich heraus, dass nach dem Schnitt auf fehlende Transversalenergie lediglich Hintergrundbeiträge aus den beiden QCD-Datensätzen



- (a) Fehlende Transversalenergie in den Ereignissen der Hintergrund- und SUSY-Prozesse. Zum Histogramm der SUSY-Ereignisse gehört die rechte Skala.
- (b) Entwicklung von S/\sqrt{B} bei Variation des Schnittes auf fehlende Transversalenergie.

Abb. 7.11.: Schnitte auf fehlende Transversalenergie.

„J6_pythia_jetjet“ und „J7_pythia_jetjet“ übrig bleiben (vgl. Tabelle 6.1). Sie beinhalten vor allem hochenergetische QCD-Jets, weshalb der Versuch, auf das Vorhandensein solch hochenergetischer Objekte zu schneiden, ohne Erfolg blieb.

$E_{T,\min}^{\text{miss}}$ [GeV]	S/\sqrt{B}
50	$1,2 \pm 0,4$
60	$1,1 \pm 0,4$
70	$1,0 \pm 0,4$
80	$3,3 \pm 0,8$
90	$2,8 \pm 0,8$
100	$2,8 \pm 0,8$
110	$2,8 \pm 0,8$
120	$2,5 \pm 0,7$

Tab. 7.5.: Ergebnisse der Untersuchung unterschiedlicher Schnitte auf fehlende Transversalenergie. Die angegebenen Werte sind auf die führende Dezimalstelle der entsprechenden Fehler gerundet.

Schnitt i	Definition
1	mind. eine Spur mit $12,432 \text{ GeV} < P < 124,32 \text{ GeV}$ $dE/\rho dx > 6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
2	mind. eine Spur mit $12,432 \text{ GeV} < P < 124,32 \text{ GeV}$ $dE/\rho dx > 6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ $f_1(p) < dE/\rho dx < f_2(p)$
3	mind. eine Spur mit $12,432 \text{ GeV} < P < 124,32 \text{ GeV}$ $dE/\rho dx > 6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ $f_1(p) < dE/\rho dx < f_2(p)$ $\chi^2 < 8$
4	$E_t^{\text{miss}} > 80 \text{ GeV}$

Tab. 7.6.: Definitionen der angewendeten Schnitte. Angegeben sind die jeweiligen Anforderungen an Ereignisse für eine weitere Betrachtung.

Schnitt i	S_i	B_i	$S_i/\sqrt{B_i}$
-	400 ± 6	$(7,220\pm 0,006)\times 10^{11}$	$(4,71\pm 0,07)\times 10^{-4}$
1	$5,5\pm 0,7$	$(5\pm 5)\times 10^5$	$(7\pm 3)\times 10^{-3}$
2	$6,9\pm 0,6$	$(4\pm 2)\times 10^3$	$(8\pm 2)\times 10^{-2}$
3	$3,4\pm 0,5$	$(18\pm 5)\times 1$	$(8\pm 2)\times 10^{-1}$
4	$2\pm 0,4$	$(3,5\pm 0,9)\times 10^{-1}$	$(3,3\pm 0,8)\times 1$

Tab. 7.7.: Sukzessive Entwicklung sowohl des SUSY- und Hintergrundsignals S und B als auch des Verhältnisses S/\sqrt{B} im Verlauf der Anwendung aller Schnitte. Die Angaben in der ersten Zeile beziehen sich auf eine Betrachtung ganz ohne Schnitte. Alle Angaben wurden auf die erste Dezimalstelle des ermittelten Fehlers gerundet.

8. Diskussion und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, anhand von simulierten Daten Methoden zur Suche nach langlebigen, schweren, geladenen supersymmetrischen Teilchen, wie sie in GMSB-Szenarien vorhergesagt werden, zu entwickeln. Dabei sollten die Signaturen schwerer geladener Teilchen mit hohen Energieverlusten ausgenutzt werden. Im konkret zugrundegelegten Modell waren dies Staus mit einer Masse von etwa 124 GeV.

Zunächst konnte anhand der SUSY-Daten gezeigt werden, dass diese Signaturen prinzipiell in der Tat in den Simulationen beobachtbar sind. Dabei zeigten die extrahierten Daten gute Übereinstimmungen mit den Vorhersagen der Bethe-Formel.

Bei den Bemühungen, diesen Umstand für die Suche nach supersymmetrischen Ereignissen zunutze zu machen, stellten die statistischen Schwankungen, mit denen die Energieverluste der Standardmodell-Teilchen behaftet sind, zusammen mit dem kleinen Wirkungsquerschnitt der supersymmetrischen Ereignisse große Herausforderungen. Die Suche nach Ereignissen mit Signaturen schwerer geladener Teilchen musste auf eine Suche nach Spuren, die in ihrem Verhalten dem des modellspezifischen Staus sehr ähnlich sind, konkretisiert werden. Bei dieser Methode wurden lediglich Spuren berücksichtigt, deren Energieverluste in nur geringem Maße von der durch einen Fit ermittelten dE/dx -Kurve der Staus abwichen. Die in dieser Arbeit betrachtete Methode ist insofern modellspezifisch, als dadurch eine Festlegung der Masse der Teilchen, nach denen gesucht wird, vorgenommen wurde.

Nichtsdestotrotz konnte nach Anwendung zusätzlicher Schnitte auf die Qualität der Spurrekonstruktion und auf fehlende Transversalenergie schließlich ein signifikanter Beitrag zu den aufgezeichneten Ereignissen durch supersymmetrische Prozesse beobachtet werden. Dieser Beitrag lag bei über 3 ermittelten Standardabweichungen des Hintergrundsignals, war jedoch auch mit der Unsicherheit von 0,8 behaftet. Für die Ermittlung dieses Wertes wurde eine integrierte Luminosität von

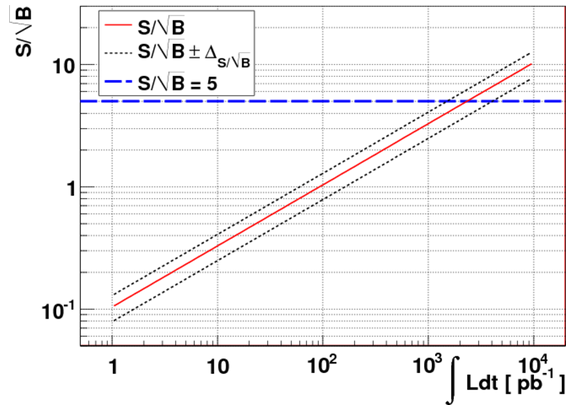


Abb. 8.1.: Entwicklung von S/\sqrt{B} als Funktion der angesetzten integrierten Luminosität mit Messunsicherheiten $\Delta_{S/\sqrt{B}}$.

1 fb^{-1} zugrunde gelegt. Der Wert $S/\sqrt{B} = 5$ (vgl. Abschnitt 6.4) würde bei einer integrierten Luminosität von etwa $2,33 \text{ fb}^{-1}$ überschritten und eine Unsicherheit $\Delta_{S/\sqrt{B}} \approx 1,2$ aufweisen. Siehe dazu Abbildung 8.1.

Es ergeben sich viele Ansatzpunkte zur weiteren Vertiefung der Analysen. Wie sich gezeigt hat, ist der Zusammenhang zwischen Energieverlust und Geschwindigkeit sehr ähnlich bei allen betrachteten schweren geladenen Teilchen. Daher ergäbe sich die Möglichkeit, den Kurvenverlauf der Bethe-Formel nicht nur auf Grundlage der Daten der Staus zu ermitteln, sondern auch schwere Standardmodellteilchen einzubeziehen. Der ermittelte Zusammenhang wäre von universellerer Natur und könnte dazu verwendet werden, systematisch nach schweren geladenen Teilchen zu suchen, indem der Massenparameter bei der Umrechnung der Bethe-Formel in eine Impulsabhängigkeit variiert wird. Dies würde die Untersuchungen unabhängiger vom hier zugrundegelegten konkreten Modell machen.

Gegenstand vertiefender Betrachtungen könnte außerdem eine verfeinerte Fehlerbetrachtung sein, da in dieser Arbeit lediglich eine rudimentäre Einschätzung statistischer Unsicherheiten durchgeführt wurde.

Anhang

A. Histogramme zur Spuridentifikation

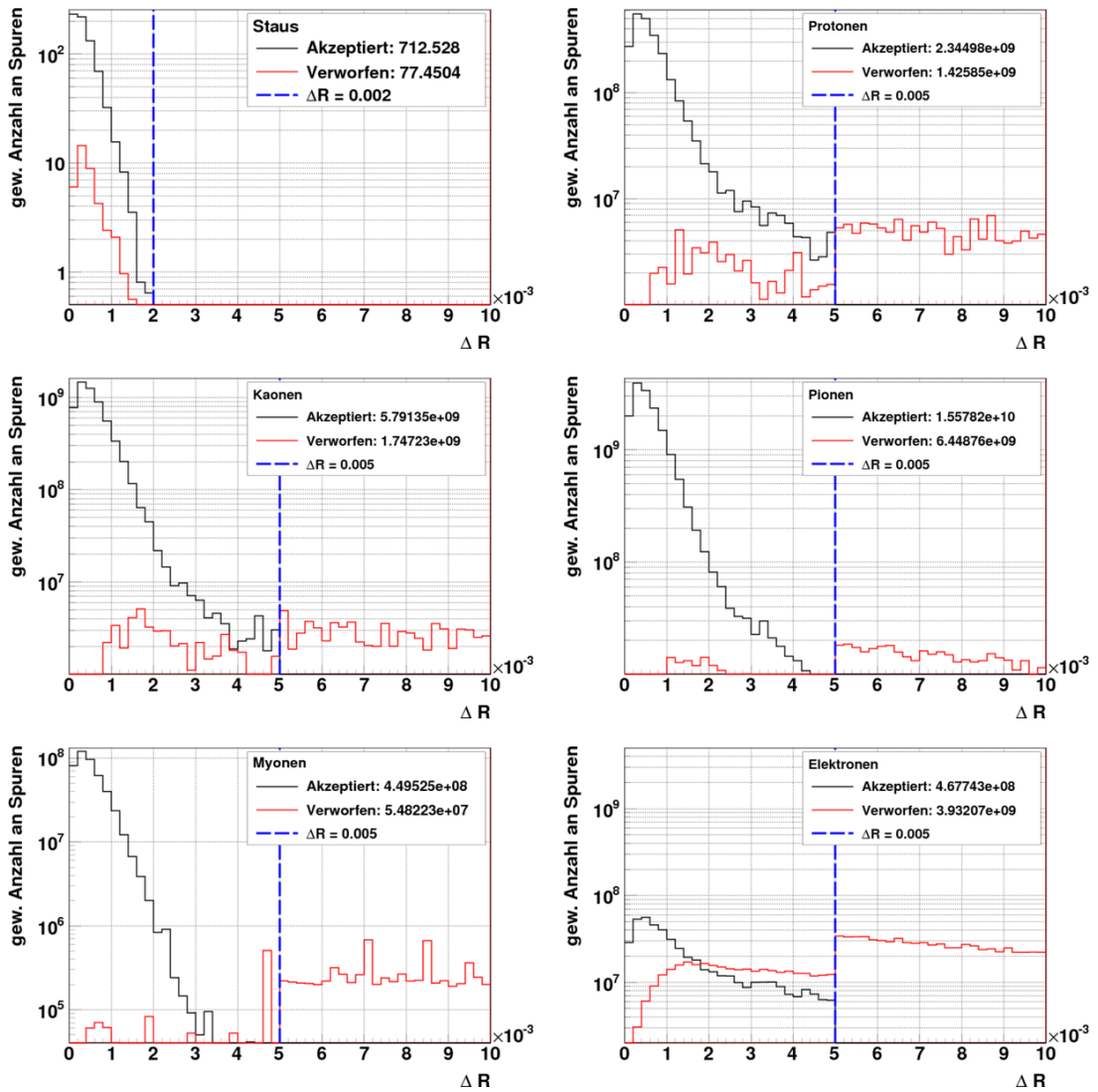


Abb. A.1.: Die in Abschnitt 7.1 gezeigten ΔR -Histogramme (Abbildung 7.1) in halblogarithmischer Darstellung.

A. HISTOGRAMME ZUR SPURIDENTIFIKATION

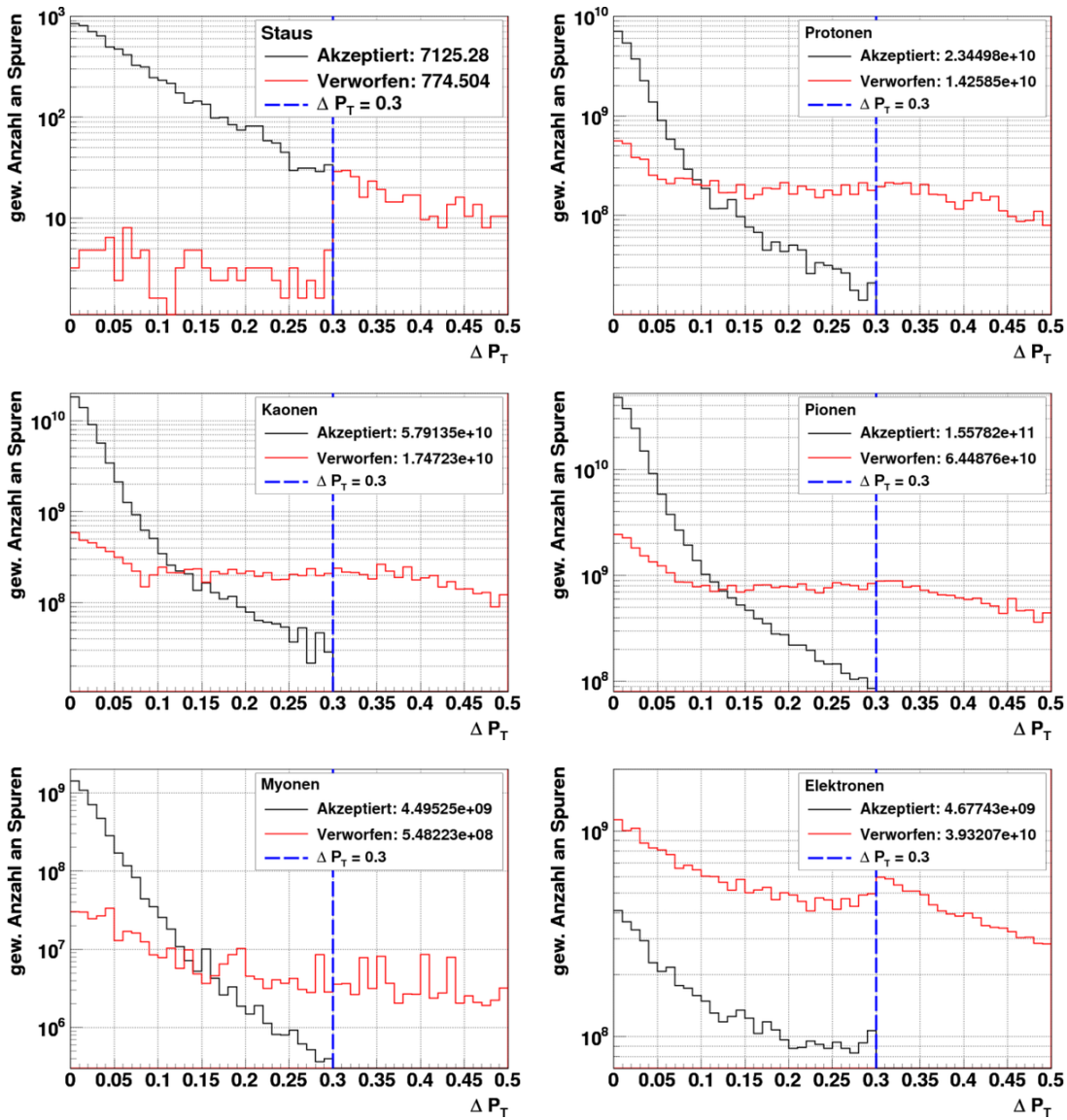


Abb. A.2.: Die in Abschnitt 7.1 gezeigten ΔP_T -Histogramme (Abbildung 7.2) in halb-logarithmischer Darstellung.

B. Datensatzdefinitionen

Prozesse / Logical Dataset Names

$t\bar{t}$ -Zerfälle

mc09_7TeV.105200.T1_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e510_s765_s767_r1302_r1306

QCD-Jets

mc09_7TeV.105010.J1_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

mc09_7TeV.105011.J2_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

mc09_7TeV.105012.J3_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

mc09_7TeV.105013.J4_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

mc09_7TeV.105014.J5_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

mc09_7TeV.105015.J6_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

mc09_7TeV.105016.J7_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s766_s767_r1303_r1306

$W \rightarrow e\nu$

mc09_7TeV.107680.AlpgeJimmyWenuNp0_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107681.AlpgeJimmyWenuNp1_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107682.AlpgeJimmyWenuNp2_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107683.AlpgeJimmyWenuNp3_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107684.AlpgeJimmyWenuNp4_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107685.AlpgeJimmyWenuNp5_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

$W \rightarrow \mu\nu$

mc09_7TeV.107690.AlpgeJimmyWmunuNp0_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107691.AlpgeJimmyWmunuNp1_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107692.AlpgeJimmyWmunuNp2_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107693.AlpgeJimmyWmunuNp3_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107694.AlpgeJimmyWmunuNp4_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107695.AlpgeJimmyWmunuNp5_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

$W \rightarrow \tau\nu$

mc09_7TeV.107700.AlpgeJimmyWtaunuNp0_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107701.AlpgeJimmyWtaunuNp1_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

Fortsetzung auf nächster Seite

Prozesse / Logical Dataset Names

mc09_7TeV.107702.AlpGenJimmyWtaunuNp2_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107703.AlpGenJimmyWtaunuNp3_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107704.AlpGenJimmyWtaunuNp4_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107705.AlpGenJimmyWtaunuNp5_pt20.merge.AOD.e511_s765_s767_r1302_r1306

$Z \rightarrow \nu\nu$

mc09_7TeV.107710.AlpGenJimmyZnuNuNp0_pt20_filt1jet.merge.AOD.e530_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107711.AlpGenJimmyZnuNuNp1_pt20_filt1jet.merge.AOD.e530_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107712.AlpGenJimmyZnuNuNp2_pt20_filt1jet.merge.AOD.e530_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107713.AlpGenJimmyZnuNuNp3_pt20_filt1jet.merge.AOD.e530_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107714.AlpGenJimmyZnuNuNp4_pt20_filt1jet.merge.AOD.e530_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107715.AlpGenJimmyZnuNuNp5_pt20_filt1jet.merge.AOD.e530_s765_s767_r1302_r1306

$Z \rightarrow ee$

mc09_7TeV.107650.AlpGenJimmyZeeNp0_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107651.AlpGenJimmyZeeNp1_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107652.AlpGenJimmyZeeNp2_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107653.AlpGenJimmyZeeNp3_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107654.AlpGenJimmyZeeNp4_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107655.AlpGenJimmyZeeNp5_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

$Z \rightarrow \mu\mu$

mc09_7TeV.107660.AlpGenJimmyZmumuNp0_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107661.AlpGenJimmyZmumuNp1_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107662.AlpGenJimmyZmumuNp2_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107663.AlpGenJimmyZmumuNp3_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107664.AlpGenJimmyZmumuNp4_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107665.AlpGenJimmyZmumuNp5_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

$Z \rightarrow \tau\tau$

mc09_7TeV.107670.AlpGenJimmyZtautauNp0_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107671.AlpGenJimmyZtautauNp1_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107672.AlpGenJimmyZtautauNp2_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

Fortsetzung auf nächster Seite

Prozesse / Logical Dataset Names

mc09_7TeV.107673.AlpgeJimmyZtautauNp3_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107674.AlpgeJimmyZtautauNp4_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

mc09_7TeV.107675.AlpgeJimmyZtautauNp5_pt20.merge.AOD.e529_s765_s767_r1302_r1306

Tab. B.1.: Die eindeutigen Bezeichnungen (Logical Dataset Names) der Datensätze, die zur Berücksichtigung von Hintergrundsignalen herangezogen wurden. Die Reihenfolge der Auflistung entspricht genau der in Tabelle 6.1.

C. Fehlerbetrachtungen

Gewichtete Summen

Bei der Errechnung gewichteter Summen, wie sie in dieser Arbeit mehrfach vorkommen, werden Ergebnisse von Zählexperimenten gewichtet und aufaddiert. Dies ist einerseits bei den Histogrammen mit gewichteten Anzahlen an Spuren, die einem gewissen Schnitt genügen (beispielsweise in Abbildung 7.6) oder gewichteten Anzahlen an Ereignissen mit bestimmten Eigenschaften (beispielsweise S und B) der Fall. In beiden Fällen wird eine Größe Y aus k Gewichten α_i und Ergebnissen von Zählungen N_i folgendermaßen errechnet:

$$Y = \sum_{i=1}^k \alpha_i N_i$$

Als Unsicherheit der einzelnen Zählung N_i wird die Quadratwurzel $\Delta N_i = \sqrt{N_i}$ angesetzt. Entsprechend Gaußscher Fehlerfortpflanzung ergibt sich daraus eine

Messunsicherheit der Größe Y von:

$$\Delta Y = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left(\frac{\partial Y}{\partial N_i} \Delta N_i \right)^2} \quad (9.1)$$

$$= \sqrt{\sum_{i=1}^k \alpha_i^2 N_i} \quad (9.2)$$

Ein Unsicherheit dieser Art wurde einerseits für S und B angesetzt und andererseits beruhen die Fehlerbalken auf einzelne Bins in Histogrammen auf diesen Berechnungen.

Das Verhältnis S/\sqrt{B}

Bei der Angabe der Unsicherheiten der abgeleiteten Größe S/\sqrt{B} , wurden für S und B jeweils entsprechend Gleichung (9.2) errechnet und die über Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnete Unsicherheit $\Delta_{S/\sqrt{B}}$ verwendet:

$$\begin{aligned} \Delta_{S/\sqrt{B}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial(S/\sqrt{B})}{\partial S} \Delta S \right)^2 + \left(\frac{\partial(S/\sqrt{B})}{\partial B} \Delta B \right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{\sqrt{B}} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{S}{B^{3/2}} \Delta B \right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{(\Delta S)^2}{B} + \frac{1}{4} \frac{S^2 (\Delta B)^2}{B^3}} \end{aligned}$$

Quellen- und Literaturverzeichnis

- [1] G. Altarelli und M. W. Grünewald. „Precision electroweak tests of the Standard Model“. In: *Physics Reports* 403-404 (2004). DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.013.
- [2] Sabine Riemann. „Precision electroweak physics at high energies“. In: *Reports on Progress in Physics* 73.12 (2010). URL: <http://stacks.iop.org/0034-4885/73/i=12/a=126201>.
- [3] F. Halzen und A. D. Martin. *Quarks and Leptons. An Introductory Course in Modern Particle Physics*. 1. Aufl. Wiley, 1984. ISBN: 0-471-88741-2.
- [4] I. J. R. Aitchison und A. J. G. Hey. *Gauge Theories in Particle Physics. From Relativistic Quantum Mechanics to QED*. 3. Aufl. Bd. 1. Taylor & Francis, 2003. ISBN: 0-7503-0864-8.
- [5] I. J. R. Aitchison und A. J. G. Hey. *Gauge Theories in Particle Physics. QCD and the Electroweak Theory*. 3. Aufl. Bd. 2. Taylor & Francis, 2003. ISBN: 0-7503-0950-4.
- [6] M. J. L. Herrero. *The Standard Model*. 1998. eprint: hep-ph/9812242v1.
- [7] G. Bhattacharyya. *A Pedagogical Review of Electroweak Symmetry Breaking Scenarios*. Okt. 2009. eprint: 0910.5095.
- [8] H. Goenner. „On the History of Unified Field Theories“. In: *Living Reviews in Relativity* 7.2 (2004).
- [9] W. de Boer. „Grand unified theories and supersymmetry in particle physics and cosmology“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 33 (1994). DOI: 10.1016/0146-6410(94)90045-0.
- [10] P. Langacker. *Grand Unification*. Artikel auf Scholarpedia. Abgerufen am 08.01.2011. URL: http://www.scholarpedia.org/article/Grand_unification.
- [11] S. Coleman und J. Mandula. „All Possible Symmetries of the S-Matrix“. In: *Phys. Rev.* 159.5 (Juli 1967). DOI: 10.1103/PhysRev.159.1251.
- [12] P. Langacker. „Grand unified theories and proton decay“. In: *Physics Reports* 72.4 (1981). DOI: 10.1016/0370-1573(81)90059-4.
- [13] M. A. Luty. *2004 TASI Lectures on Supersymmetry Breaking*. Sep. 2005. eprint: hep-th/0509029v1.

- [14] U. Amaldi, W. de Boer und H. Fürstenau. „Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP“. In: *Physics Letters B* 260.3-4 (1991). DOI: 10.1016/0370-2693(91)91641-8.
- [15] D. I. Kazakov. *Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry)*. 2001. eprint: hep-ph/0012288v2.
- [16] C. Kolda und H. Murayama. „The Higgs mass and new physics scales in the minimal standard model“. In: *Journal of High Energy Physics* 2000.07 (2000). DOI: 10.1088/1126-6708/2000/07/035.
- [17] S. P. Martin. *A Supersymmetry Primer*. 2008. eprint: hep-ph/9709356.
- [18] I. Aitchison. *Supersymmetry in Particle Physics*. Oxford University Press, 2007. ISBN: 9780521880237.
- [19] F. Cooper, A. Khare und U. Sukhatme. „Supersymmetry and quantum mechanics“. In: *Physics Reports* 251.5-6 (1995). DOI: 10.1016/0370-1573(94)00080-M.
- [20] R. Haag, J. T. Lopuszanski und M. Sohnius. „All possible generators of supersymmetries of the S-matrix“. In: *Nuclear Physics B* 88.2 (1975). DOI: 10.1016/0550-3213(75)90279-5.
- [21] A. Gladyshev und D. Kazakov. „Supersymmetry and LHC“. In: *Physics of Atomic Nuclei* 70 (9 2007). DOI: 10.1134/S1063778807090104.
- [22] M. Drees. *An Introduction to Supersymmetry*. Lectures Given at Seoul Summer Symposium on Field Theory, August 1996. eprint: hep-ph/9611409.
- [23] I. Aitchison. *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*. Notes of Lectures for Graduate Students in Particle Physics 2004 & 2005. Abgerufen am 18.01.2011. URL: <http://www-thphys.physics.ox.ac.uk/users/IanAitchison/susy.pdf>.
- [24] B. C. Allanach et al. „The Snowmass Points and Slopes: Benchmarks for SUSY Searches“. In: *The European Physical Journal C - Particles and Fields* 25 (1 2002). DOI: 10.1007/s10052-002-0949-3.
- [25] S. Ambrosanio et al. *Aspects of GMSB phenomenology at TeV colliders*. Report of the GMSB SUSY Working Group, Workshop: Physics at TeV Colliders, Les Houches, 7-18 June 1999. eprint: hep-ph/0002191.
- [26] G. F. Giudice und R. Rattazzi. „Theories with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking“. In: *Phys. Rept.* 322 (1999). DOI: 10.1016/S0370-1573(99)00042-3.
- [27] S. Ambrosanio, Graham D. Kribs und Stephen P. Martin. „Signals for Gauge-Mediated Supersymmetry-Breaking Models at the CERN LEP 2 Collider“. In: *Phys. Rev. D* 56.3 (Aug. 1997). DOI: 10.1103/PhysRevD.56.1761.

- [28] S. Dimopoulos, S. Thomas und J. D. Wells. „Sparticle Spectroscopy and Electroweak Symmetry Breaking with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking“. In: *Nucl. Phys.* B488 (1997). DOI: 10.1016/S0550-3213(97)00030-8.
- [29] N. Ghodbane und H. Martyn. *Compilation of SUSY particle spectra from Snowmass 2001 benchmark models*. Proceedings of APS / DPF / DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001), Snowmass, Colorado, 30 Jun - 21 Jul 2001. eprint: hep-ph/0201233.
- [30] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*. 1. Aufl. Springer-Verlag, 1987. ISBN: 3-540-17386-2.
- [31] H. Bethe. „Zur Theorie des Durchgangs Schneller Korpuskularstrahlen durch Materie“. In: *Annalen der Physik* 397 (3 1930). DOI: 10.1002/andp.19303970303.
- [32] K. Nakamura et al. „Review of Particle Physics“. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 37.7A (2010).
- [33] J. Deasy. „ICRU Report 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles“. In: *Medical Physics* 21.5 (1994). DOI: 10.1118/1.597176.
- [34] D. Groom. *Energy Loss in Matter by Heavy Particles*. Particle Data Group Notes, PDG 93-06. Dez. 1993. URL: http://www.usc.es/gir/docencia_files/dosimetria/notas_pdg.pdf.
- [35] J. Lindhard und M. Scharff. „Stopping Power of Heavier Substances“. In: *Phys. Rev.* 85.6 (März 1952). DOI: 10.1103/PhysRev.85.1058.
- [36] R. M. Sternheimer. „The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials“. In: *Phys. Rev.* 88.4 (Nov. 1952). DOI: 10.1103/PhysRev.88.851.
- [37] H. Bichsel. „A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 562.1 (2006), S. 154–197. DOI: 10.1016/j.nima.2006.03.009.
- [38] The ATLAS Collaboration. „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider“. In: *Journal of Instrumentation* 3 (08 2008). DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [39] M. Brigida et al. „A new Monte Carlo code for full simulation of silicon strip detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 533.3 (2004), 322–343. DOI: 10.1016/j.nima.2004.05.127.
- [40] F. Siklér. *Particle identification using energy loss in the pixel detector*. Noch unveröffentlichter Artikel. Abgerufen am 06.02.2011. URL: <http://www.grid.kfki.hu/twiki/pub/CMS/NotesInPreparation/energyloss.pdf>.

- [41] D. W. Aitken, W. L. Lakin und H. R. Zulliger. „Energy Loss and Stragglings in Silicon by High-Energy Electrons, Positive Pions, and Protons“. In: *Phys. Rev.* 179.2 (März 1969), S. 393–398. DOI: 10.1103/PhysRev.179.393.
- [42] CERN. *LHC Design Report*. Abgerufen am 16.02.2011. URL: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/LHC-DesignReport.html>.
- [43] CERN. LHC Programme Coordination web pages. Abgerufen am 16.02.2011. URL: <http://lpc.web.cern.ch/lpc/lumiplots.htm>.
- [44] CERN Press Office. CERN Press Release. Abgerufen am 16.02.2011. Jan. 2011. URL: <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2011/PR01.11E.html#footnote1>.
- [45] *CERN Document Server*. Abgerufen am 27.02.2011. URL: <http://cdsweb.cern.ch>.
- [46] The ATLAS Collaboration. *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. Volume I*. CERN/LHCC 99-14. 1999.
- [47] E. Klinkby, R. Mackeprang und D. Milstead. *Search for Stable Hadronising Squarks and Gluinos at the ATLAS Experiment at the LHC*. Zur Veröffentlichung eingereicht in *Phys. Lett. B*. 2011.
- [48] C. Colijin et al. *Meson production in $s = \sqrt{900} \text{ GeV}$ collision data*. ATLAS note. März 2010. URL: <http://ruphe.fsac.ac.ma/pole/ATL-COM-PHYS-2010-117.pdf>.
- [49] A. Andreazza. *The ATLAS Pixel Detector operation and performance*. Techn. Ber. ATL-INDET-PROC-2010-019. Geneva: CERN, Aug. 2010.
- [50] J. Boyd, B. Heinemann und E. Torrence. *ATLAS Experiment - Public Results. Luminosity and Run Statistics Plots for 2010 Beam Data*. Abgerufen am 18.02.2011. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010?redirectedfrom=Atlas.RunStatsPublicResults2010>.
- [51] P. K. Sinervo. *Signal significance in particle physics*. Proceedings of the conference „Advanced Statistical Techniques in Particle Physics“, Durham, England (18-22 Mar 2002). eprint: hep-ex/0208005.
- [52] A. Tricomi. „Performances of the ATLAS and CMS silicon tracker“. In: *The European Physical Journal C - Particles and Fields* 33 (2004). DOI: 10.1140/epjcd/s2004-03-1801-1.
- [53] The ROOT team. *ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework. Users Guide 5.21*. Abgerufen am 20.02.2011. URL: <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>.

- [54] J. Chen. „Search for heavy stable charged particles at CMS using tracker dE/dx measurement“. Diss. University of Kansas, 2008. URL: <http://gradworks.umi.com/33/16/3316013.html>.
- [55] Kara Dion Hoffman. „Searches for heavy exotic states at the Tevatron“. In: *Proceedings of International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 97)* (1997). eprint: [hep-ex/9712032](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9712032).

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei Dr. Carsten Hensel für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe am II. physikalischen Institut und die Betreuung dieser Arbeit bedanken. Über den Themenvorschlag dieser Arbeit, der von ihm kam, habe ich mich besonders gefreut. Es hat sich als ein sehr interessantes und in seinen physikalischen Aspekten vielfältiges Projekt entpuppt, bei dem ich ein großes Maß an Kreativität einbringen konnte.

Mein Dank richtet sich außerdem an Frau Prof. Dr. Ariane Frey, die sich bereitwillig dazu erklärt hat, ein Zweitgutachten zu dieser Arbeit auszustellen.

Bei Alexander Mann und Jason Mansour möchte für die viele Zeit, die sie in meine Einarbeitung in diese Thematik gesteckt haben, bedanken. Bei Problemen jeglicher Art standen sie mir stets als Ansprechpartner zur Verfügung und auch das Korrekturlesen eines großen Teils dieser Arbeit hat mir enorm geholfen.

Ohne die SUSY-Datensätze von Matthias Hamer wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Für die Bereitstellung dieser Daten bedanke ich mich ebenfalls ganz herzlich.

Auch durch meinen Onkel Dr. Hartwig Junge habe ich viel Unterstützung erfahren, nicht nur im Rahmen dieser Arbeit. Er hat mir sehr wertvolle Anreize und Verbesserungsvorschläge geben können.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Mutter bedanken. Sie ist dafür verantwortlich, dass sich in dieser Arbeit nicht mehr Fehler verstecken, als es jetzt der Fall ist. Vor allem aber hilft mir ihre uneingeschränkte Unterstützung, auf die ich bei allem, was mir wichtig ist, bauen kann.

Erklärung nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 5. Mai 2011

(Silvan Kuttimalai)