Implementation und Validierung von Ausschlussgrenzen auf Supersymmetrie in Fittino

Nanette Range

Bachelorarbeit in Physik angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juli 2015

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

Bonn,Datum

Unterschrift

1. Gutachter:PD. Dr. Philip Bechtle2. Gutachter:Prof. Dr. Klaus Desch

Inhaltsverzeichnis

1	Einle	eitung	1
2	Moti	ivation	3
	2.1	Das Standardmodell	3
		2.1.1 Materie	3
		2.1.2 Wechselwirkungen	3
		2.1.3 Quantenmechanische Beschreibung	4
		2.1.4 Lücken im Standardmodell	5
	2.2	Supersymmetrie	6
		2.2.1 Problemlösung durch Supersymmetrie	8
		2.2.2 CMSSM	10
		2.2.3 Vereinfachte Modelle	10
3	Aus	schlussgrenzen	11
	3.1	Experimente	11
		3.1.1 LHC	11
		3.1.2 ATLAS und CMS	11
	3.2	Datenverarbeitung	13
		3.2.1 Jet-Rekonstruktion:	13
		3.2.2 Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie	13
	3.3	Datenanalyse	14
		3.3.1 Monte Carlo Generatoren	14
	3.4	Festlegen von Ausschlussgrenzen	15
		3.4.1 Analysen mit vereinfachten Modellen	15
		3.4.2 Ausschlussgrenze eines vereinfachten Modells	17
		3.4.3 Ausschlussgrenze eines vollständigen Modells	17
4	Fitti	no	19
	4.1	Grundgedanke	19
	4.2	Funktionsweise	19
		4.2.1 Eingabedatei	20
		4.2.2 Ausgabedatei	20
5	SMo	odelS	21
	5.1	Funktionsweise	21
	5.2	Berechnung von χ^2	22
	5.3	SModelS in Fittino	24
		5.3.1 SPhenoSLHACalculator	24

		5.3.2	SMODELSCALCULATO	OR			• •	•••	• •	•••	• •	••		•	•	•••	• •	•	. 24
6	CheckMATE						25												
	6.1	Funkti	onsweise	• • •	•••		• •	•••	• •	• •	•••	• •	• •	•	•	•••	• •	·	. 25
	6.2	Check	MATE in Fittino					•••			• •			•	•		• •		. 27
		6.2.1	NLLFASTCALCULATO	DR															. 28
		6.2.2	HerwigppCalculate	OR															. 30
		6.2.3	HEPMCSPLITCALCU	LATOR															. 31
		6.2.4	CheckMATE2Calcu	ulator				• •						•	•			•	. 31
7	Verg	gleich v	on SModelS und C	heckN	IATE														33
	7.1	Laufze	it																. 33
	7.2	Güte d	es Ausschluss																. 34
		7.2.1	χ^2 aus SModelS .					•••		•••		••		•	•	•••		•	. 36
8	Fazi	t																	37
Α	Ana	lysen																	39
	A.1	Analys	en in CheckMATE.																. 39
	A.2	Analys	en in SModelS					•••				• •		•	•				. 40
в	Снес	кМАТЕ	2Calculator																41
Literatur								43											
Ab	bildu	Ingsve	zeichnis																47

KAPITEL **1**

Einleitung

Die Frage nach den elementarsten Strukturen unseres Universums reicht weit zurück. Im Laufe der Geschichte wurden immer kleinere Substrukturen entdeckt. Mittlerweile kann ein Großteil der beobachteten Phänomene mit Hilfe des Standardmodells erklärt werden. Das Standardmodell beinhaltet die elementaren Bausteine, aus denen unsere Materie zusammengesetzt ist, sowie die Teilchen über die sie wechselwirken. Allerdings fehlen in diesem etablierten Modell bestimmte Aspekte. Beispielsweise liefert es keine Erklärung für die Gravitation und die im Weltall beobachtete dunkle Materie. Daher wird nach Erweiterungen gesucht, die diese Phänomene erklären. Eine der aussichtsreichen Theorien ist die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells. In diesem Modell existieren zusätzlich supersymmetrische Teilchen. Bisher konnten diese Teilchen jedoch nicht nachgewiesen werden. Zur Zeit werden Parameterbereiche bestimmt, für die diese Theorie bereits ausgeschlossen werden kann.

Das beschränkte minimal supersymmetrische Standardmodell CMSSM konnte mit Hilfe der ATLAS Daten bereits für bestimmte Parameterbereiche ausgeschlossen werden. Nun müssen andere, allgemeinere supersymmetrische Modelle getestet werden. Wegen der vielen freien Parameter stellt uns dies vor eine zeitintensive Aufgabe. Der erste Schritt besteht darin herauszufinden, was man von den Ausschlussgrenzen des CMSSM lernen und auf andere Modelle übertragen kann.

Da nicht alle Modelle experimentell getestet werden können, wurden Programme wie SModelS und CheckMATE entwickelt. Sie nutzen unterschiedliche Methoden, um Aussagen über den Ausschluss eines Modells zu treffen. In CheckMATE verläuft die Analyse ähnlich wie bei einem Experiment. SModelS hingegen vergleicht die Topologien von vereinfachten Modellen.

Ziel dieser Arbeit ist es die Vor- und Nachteile dieser Programme herauszustellen. Um die Aussagekraft der ermittelten Ausschlussgrenzen zu prüfen, wird die von der ATLAS Kollaboration bestimmte Ausschlussgrenze für das CMSSM betrachtet. Des weiteren wird der zeitliche Aufwand der Analysen verglichen. Um die Tests einfacher und effizienter für große Parameterräume durchführen zu können, werden sowohl SModelS als auch CheckMATE in Fittino integriert.

KAPITEL **2**

Motivation

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell SM beschreibt die elementaren Bausteine der Materie sowie die Wechselwirkung zwischen ihnen. ¹

2.1.1 Materie

Ein Elementarteilchen zeichnet sich dadurch aus, dass es punktförmig ist und somit keine weitere Substruktur besitzt. Nach dem aktuellen Wissensstand, ist die gesamte Materie aus insgesamt 12 Fermionen aufgebaut. Die Fermionen unterscheiden sich sowohl in ihren Massen als auch in ihren grundlegenden Eigenschaften, mit anderen Teilchen in Wechselwirkung zu treten. Man kann sie in sechs Quarks und sechs Leptonen unterteilen, wobei jeweils ein Quark- und ein Leptonen-Dublett eine Generation bilden. Die Teilchen der höheren Generationen sind wegen ihrer hohen Massen relativ instabil und zerfallen somit in Teilchen der ersten Generation. Aus diesem Grund ist unsere Materie fast ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut. Es ist allerdings möglich, Teilchen der höheren Generationen in Beschleuniger Experimenten zu erzeugen und nachzuweisen. Die Existenz der schweren Quarks wurde vom Standardmodell bereits vor ihrer Entdeckung vorhergesagt. In Abbildung 2.1 sind alle bisher bekannten Teilchen des Standardmodells zu sehen. Für alle Materieteilchen außer den Neutrinos, gibt es zwei Quantenzustände, die durch die Chiralität beschrieben werden. Man unterscheidet zwischen links- und rechtshändigen Teilchen. Außerdem gibt es zu jedem dieser Fermionen ein entsprechendes Antiteilchen mit gleicher Masse, aber entgegengesetzter Ladung.

2.1.2 Wechselwirkungen

Nach dem heutigen Wissenstand lassen sich drei elementare Wechselwirkungen auf den Austausch von Vektorbosonen zurückführen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch den Austausch von Photonen γ übertragen, die schwache über *W*- und *Z*-Bosonen und die starke über Gluonen *g*.

Materieteilchen müssen gewisse Eigenschaften besitzen, um an einer Wechselwirkung teilnehmen zu können. In Abbildung 2.1 ist dargestellt, welche Teilchen an welchen Wechselwirkungen beteiligt sind. Quarks sind die einzigen Materieteilchen, die eine Farbladung besitzen und können somit stark wechselwirken. Sie können eine rote, grüne oder blaue Farbladung sowie die entsprechenden Antifarben tragen. Experimente haben gezeigt, dass Quarks nur in Bindungszuständen vorkommen, die nach außen farbneutral sind. Diese Bindungszustände werden als Hadronen bezeichnet.

Außer den Neutrinos besitzen alle Materieteilchen eine elektrische Ladung und nehmen somit an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Die schwache Wechselwirkung koppelt an den schwachen

¹ Genauere Beschreibungen zum Standarmodell sind in [1] zu finden.

Isospin. Der Austausch von Z-Bosonen kann zwischen allen Teilchen stattfinden, wohingegen die geladenen W-Bosonen nur zwischen linkshändigen Teilchen ausgetauscht werden können. Sowohl Gluonen g als auch W- und Z-Bosonen sind selbst Träger der Ladung, an die sie koppeln und können somit an der Wechselwirkung teilnehmen. Photonen γ besitzen diese Eigenschaft nicht.

Vergleicht man die relative Stärke der Wechselwirkungen zeigt sich, dass die schwache Wechselwirkung um einen Faktor 10^{-14} schwächer ist, als die starke Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung weicht nur um einen Faktor von 10^{-2} von der starken ab. Dies lässt sich dadurch begründen, dass W- und Z-Bosonen im Gegensatz zu Gluonen g und Photonen γ eine Ruhemasse besitzen.

Zuletzt wurde im Jahr 2012 das vom Standardmodell vorhergesagte HIGGS-Boson am Large Hadron Collider LHC entdeckt. Die Existenz des HIGGS-Bosons folgt aus dem HIGGS-Mechanismus, welcher die Entstehung der Masse von Elementarteichen beschreibt.



Abbildung 2.1: Teilchen des Standardmodells

2.1.3 Quantenmechanische Beschreibung

Beschreibt man die Standardmodellteilchen durch Quantenfelder ϕ_i und deren Ableitung $\partial \phi_i$, lässt sich die Physik des Standardmodells durch Lagrange-Dichten $\mathscr{L}(\phi_i, \partial \phi_i)$ formulieren. Mit Hilfe der Euler-Lagrange-Beziehung [2]:

$$\frac{\partial \mathscr{L}}{\partial \phi_i} = \frac{\partial}{\partial x^{\mu}} \frac{\partial \mathscr{L}}{\partial \partial_{\mu} \phi_i}$$
(2.1)

erhält man eine Bewegungsgleichung. Durch die Forderung nach Invarianz dieser Bewegungsgleichung unter lokalen Eichtransformationen können die drei Wechselwirkungen eingeführt werden. Bei dieser theoretischen Formulierung treten insgesamt 19 freie Parameter auf, die nur experimentell bestimmt werden können. Zu den freien Parametern des Standardmodells gehören Größen wie, die Massen der Teilchen und die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen.

2.1.4 Lücken im Standardmodell

Obwohl durch das Standardmodell sehr viele Phänomene erklärt werden können, gibt es noch einige ungeklärte Probleme.

- 1. Vereinheitlichung: Ein grundsätzliches Bestreben der Physik besteht darin Phänomene, die zunächst unabhängig voneinander scheinen, auf einen gemeinsamen Ursprung zurückzuführen. Nachdem bereits die elektroschwache Vereinheitlichung gelang, wird nun versucht alle Grundkräfte zusammen zu führen.
- **2. Dunkle Materie:** Im Weltall kann dunkle Materie durch ihre Gravitationseffekte beobachtet werden. Das Standardmodell liefert keine Erklärung für ihre Existenz.
- **3. Gravitation:** Ohne die Gravitation könnte das Universum nicht in der Form existieren, in der man es kennt. Dennoch gibt es bis heute keine nachgewiesene quantenmechanische Beschreibung für dieses Phänomen.
- **4. Hierarchieproblem:** Die Existenz des HIGGS-Bosons konnte zwar durch das Standardmodell vorher gesagt werden, allerdings würde man an Hand der PLANCK-Skala eine weit höhere Masse, als die im Jahr 2012 gefundenen 125 GeV erwarten.
- **5.** Asymmetrie: In unserem Universum befindet sich deutlich mehr Materie als Antimaterie. Die Symmetriebrechung im Standardmodell genügt nicht, um eine Differenz dieser Größenordnung zu erklären.

Es gibt zahlreiche Theorien, die versuchen diese offenen Problemstellungen zu lösen. Eine der Aussichtsreichsten wird im nächsten Kapitel erläutert.

2.2 Supersymmetrie

Die Erweiterung des Standardmodells durch Supersymmetrie ermöglicht die Lösung einiger bisher ungeklärter Phänomene. Supersymmetrie folgt aus der Forderung nach Invarianz der Lagrange-Dichte gegenüber einer Transformation, die folgende Umwandlungen erlaubt [3]:

$$Q \mid \text{Boson} \rangle \iff \mid \text{Fermion} \rangle$$
 (2.2)

$$Q | \text{Fermion} \rangle \longleftrightarrow | \text{Boson} \rangle$$
 (2.3)

Ihre grundlegende Eigenschaft besteht also darin, dass Fermionen in Skalarbosonen und Bosonen in Fermionen umgewandelt werden können. Damit diese Bedingung erfüllt ist, muss es im minimal supersymmetrischen Standardmodell MSSM zu jedem Standardmodellteilchen ein entsprechendes supersymmetrisches Partnerteilchen geben. In Abbildung 2.2 sind die Teilchen des Standardmodells sowie ihre Superpartner dargestellt.



Abbildung 2.2: Auf der linken Seite sind die Teilchen, die das Standardmodell nach den MSSM enthalten müsste und rechts die supersymmetrischen Teilchen. Supersymmetrische Teilchen werden in der Kurzschreibweise mit einer Tilde über dem Kürzel des Partnerteilchens im Standardmodell gekennzeichnet.

Die Namen der supersymmetrischen Teilchen ergeben sich durch Modifikation der Namen ihrer Partnerteilchen im Standardmodell. Setzt man vor den Namen eines SM Fermions ein *S*, erhält man den Namen des Superpartners. Somit bezeichnet man beispielsweise den Superpartner des Elektrons als Selektron. Für die Superpartner der SM Bosonen erhält man den Namen, indem man *ino* an den Namen des Partners hängt. Fordert man bei einer supersymmetrischen Transformation die lokale supersymmetrische Invarianz, folgt daraus die Existenz eines Gravitons mit Spin 2 und eines Gravitinos mit Spin $\frac{3}{2}$.

Außerdem folgen aus der Supersymmetrie zusätzliche HIGGS-Bosonen sowie die entsprechenden Superpartner. Die Superpartner der HIGGS-Bosonen, der Photonen sowie der *W*- und *Z*-Bosonen entstehen durch Mischung. In Abbildung 2.3 sieht man, wie die Teilchen mischen und welche Zustände aus dieser Mischung folgen.



Abbildung 2.3: Aus der elektroschwachen Vereinheitlichung folgt, dass die Austauschteilchen der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung durch das Mischen von drei W_i- und einem B-Boson entstehen. Die W_iund B-Bosonen haben entsprechende Superpartner, die mit den Superpartnern der fünf HIGGS-Bosonen mischen. Daraus entstehen vier Neutralinos χ^0 und jeweils zwei Charginos χ^{\pm} , die die entsprechenden Superpartner der Teilchen sind, aus denen sie *gemischt* wurden.

Supersymmetrie ist keine exakte Symmetrie, da sonst beide Partnerteilchen dieselbe Masse hätten. Bisher wurden keine supersymmetrischen Teilchen entdeckt, daher kann dieser Fall ausgeschlossen werden. Es wird erwartet, dass die Superpartner deutlich schwerer sind, als die Teilchen des Standardmodells. Zu jedem links- bzw. rechtshändigen Fermion gibt es einen Superpartner. Die Massen der supersymmetrischen Teichen folgen aus dem Diagonalisieren der Massenmatrix. Im minimal supersymmetrischen Modell hat die Massenmatrix für Fermionen die Form [4]:

$$\begin{pmatrix} m_{\tilde{F}_{LL}}^2 & m_{\tilde{F}_{LR}}^2 \\ m_{\tilde{F}_{LR}}^2 & m_{\tilde{F}_{RR}}^2 \end{pmatrix}$$
(2.4)

Durch das Mischen unterscheiden sich die Massen der Superpartner von links- und rechtshändigen Fermionen. Die Effekte der Mischung sind proportional zu den Massen der SM Fermionen, daher spielen sie besonders für die Superpartner der dritten Generation eine große Rolle. Für die schweren Squarks werden somit in der Regel zwei Massenzustände betrachtet, wohingegen die Differenzen bei den leichten Squarks vernachlässigt werden. Für supersymmetrische Modelle wird oft die R-Parität [3]:

$$P_{\rm R} := (-1)^{3(\rm B-L)+2\rm S} \tag{2.5}$$

eingeführt. Hierbei ist B die Baryonenzahl, L die Leptonenzahl und S der Spin. Standardmodellteilchen haben eine R-Parität von +1 und supersymmetrische Teilchen eine von -1. In vielen supersymmetrischen Modellen wird gefordert, dass die R-Parität erhalten ist. Somit können supersymmetrische Teilchen immer nur paarweise aus Standardmodellteilchen erzeugt werden. Daraus ergibt sich, dass die Produktions- und Zerfallsschemen von supersymmetrischen Teilchen immer eine ähnliche Struktur wie die Topologie der Squark-Squark-Produktion in Abbildung 2.4 haben.



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Topologie einer Squark-Squark-Produktion in einem supersymmetrischen Modell. Aus einem Gluon entsteht ein Squark-Paar, das in einer Zerfallskette jeweils zu einem supersymmetrischen (rot) und einem Standardmodell-Teilchen (blau) zerfällt. Vorlage war ein Diagramm aus [5].

Obwohl es bisher keinen Beweis für die Existenz von Supersymmetrie gibt, wird an großen Experimenten, wie ATLAS und CMS nach Hinweisen gesucht. Im nächsten Abschnitt werden die wesentlichen Punkte erläutert, die diese Suche rechtfertigen.

2.2.1 Problemlösung durch Supersymmetrie

Die Existenz von Supersymmetrie liefert einige Lösungen zu den in Abschnitt 2.1.4 erläuterten Problemen. Im folgenden werden die Problemlösungen kurz erläutert.

Vereinheitlichung

Betrachtet man den Verlauf der Kopplungskonstanten mit der Energieskala in Abbildung 2.5 sieht man, dass diese im Bereich von 10¹⁶ GeV zusammen laufen. Dies deutet darauf hin, dass es bei einer bestimmten Energie nur noch eine Kraft gibt. Vergleicht man den Verlauf der Kopplungskonstanten des Standardmodells mit dem, der durch die Existenz von Supersymmetrie folgt, zeigt sich, dass es durch Supersymmetrien zu einer vollständigen Konvergenz kommen würde. Supersymmetrie erfüllt somit eine notwendige Bedingung für eine Vereinheitlichung der Grundkräfte. Diese Theorie wird als große vereinheitlichende Theorie GUT bezeichnet.



Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_x^{-1} von der Energieskala Q; Dieser Graph beruht auf einer Abbildung aus [3].

Dunkle Materie

Aus der Erhaltung der R-Parität folgt die Stabilität des leichtesten supersymmetrischen Teilchens. In vielen Theorien ist das schwach wechselwirkende Neutralino das leichteste supersymmetrische Teilchen, dessen Eigenschaften für bestimmte Parameter mit den astronomisch Beobachteten Eigenschaften von dunkler Materie übereinstimmen.

Hierarchieproblem

Die in Abbildung 2.6 zu sehenden Schleifendiagramme führen zu großen Korrekturtermen bei der Berechnung der HIGGS-Masse. Gibt es zu jedem Fermion einen bosonischen Superpartner, heben sich die Korrekturterme auf. Dies würde das Hierarchieproblem lösen [3].



Abbildung 2.6: Fermionische (links) und bosonische (rechts) Schleifenkorrekturen zur HIGGS-Masse.

2.2.2 CMSSM

Das MSSM berücksichtigt die minimale Anzahl an benötigten Teilchen, um das Standardmodell zu einem supersymmetrischen Modell zu erweitern. Die Lagrange-Dichte des MSSM wird im allgemeinen durch 105 freie Parameter beschrieben, die zusätzlich zu denen des Standardmodells bestimmt werden müssen. Berücksichtigt man einige phänomenologische Einschränkungen, vereinfacht sich das Modell. Das eingeschränkte minimal supersymmetrische Standardmodell CMSSM hat lediglich fünf freie Parameter:

M_0	universelle skalare Masse
<i>M</i> _{1/2}	universelle Gauginomasse
A_0	universelle trilineare Kopplungskonstante
tanβ	Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Bosonen
signµ	Vorzeichen des Higgs-Massenparameters μ

Die Massenparameter M_0 und $M_{1/2}$ sind an der GUT-Skala definiert. Dies bedeutet, dass die Massen der Skalarbosonen auf der GUT-Skala alle den Wert M_0 annehmen und die Gauginomasse $M_{1/2}$ entspricht. Wegen seiner gravitationsvermittelnden Supersymmetriebrechung bezeichnet man das CMSSM auch als minimales Supergravitationsmodell mSUGRA.

2.2.3 Vereinfachte Modelle

Als *Simplified Model Spectrum* SMS bezeichnet man effektive Lagrangians, die lediglich eine geringe Anzahl an neuen Teilchen enthalten. Es enthält charakteristische Signaturen, die in fast jedem supersymmetrischen Modell vorkommen. Somit können Aussagen über sämtliche Modelle getroffen werden, die diese Signaturen enthalten [6]. Von Kollaborationen wie ATLAS werden daher oft vereinfachte Modelle verwendet, um schnell Aussagen über eine Vielzahl an Modellen treffen zu können.

Die meisten vereinfachten Modelle bestehen aus nur einer Topologie. In diesem Modell werden immer dieselben supersymmetrischen Teilchen erzeugt, die dann über eine spezielle Kette zerfallen. Anstelle von Parameterräumen werden bei vereinfachten Modellen Pseudo-Observablen getestet [5]. Diese Pseudo-Observablen sind in der Regel die Massen der supersymmetrischen Teilchen.

KAPITEL 3

Ausschlussgrenzen

3.1 Experimente

Um eine Ausschlussgrenze festlegen zu können, werden immer experimentelle Daten benötigt. Diese Daten werden bei Kollisionen am LHC erzeugt und mit Hilfe von verschiedenen Detektoren aufgenommen. In dieser Arbeit werden experimentelle Analysen der ATLAS und der CMS Kollaborationen verwendet. Daher werden die beiden Experimente an dieser Stelle kurz erläutert.

3.1.1 LHC

Der Large Hadron Collider ist mit einer Länge von 27 km der größte Teilchenbeschleuniger weltweit. In einer Tiefe von 100 m werden in einem Ring gegenläufige Protonenstrahlen beschleunigt. Mittlerweile können dabei Schwerpunktsenergien \sqrt{s} von bis zu 13 TeV erreicht werden. An vier Stellen des Beschleunigers sind die Experimente ATLAS, CMS, LHC-B und ALICE aufgebaut. Hier werden die Protonenstrahlen zur Kollision gebracht. Damit bei den Kollisionen möglichst viele Ereignisse erzeugt werden, ist eine hohe Luminosität L:

$$N_{\text{event}} = L \cdot \sigma_{\text{event}} \tag{3.1}$$

von Bedeutung. Eine hohe Ereignisrate spielt besonders für die Entdeckung von Physik außerhalb des Standardmodells eine große Rolle.

3.1.2 ATLAS und CMS

ATLAS und CMS sind zwei Detektoren am LHC, die von unabhängigen Kollaborationen betrieben werden und neben einer Vielzahl an anderen Projekten auch Analysen zu Supersymmetrien durchführen. Durch die Unabhängigkeit der Kollaborationen werden die Ergebnisse, der mit dem LHC erzeugten Kollisionen, auf unterschiedliche Weisen analysiert. Der grundlegende Aufbau des ATLAS- und CMS-Detektors ist ähnlich, daher wird nur der ATLAS-Detektor beispielhaft erläutert.

ATLAS ist ein zylinderförmiger Detektor mit einer Länge von 44 m und einem Durchmesser von 25 m [7]. Der Aufbau des Detektors besteht im Wesentlichen aus drei Hauptkomponenten:

1. Innerer Detektor: Direkt um den Wechselwirkungspunkt befindet sich ein Pixeldetektor, der für geladene Teilchen eine genaue Orts- und Impulsmessung von Teilchenbahnen ermöglicht. Auf den einzelnen Pixeln sind Halbleiterdetektoren aus Silizium angebracht. Um den Pixeldetektor befindet sich ein Siliziumstreifendetektor, der als zusätzlicher *Tracker* dient. Der äußerste Teil des inneren Detektors besteht aus einem Übergangsstrahlendetektor TRT. Hiermit werden Energieverlustmessung, Elektronenidentifikation und Spurmessungen durchgeführt [8].

2. Kalorimetersystem: Die zweite Komponente des ATLAS-Detektors besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Hier werden sowohl geladene als auch neutrale Teilchen abgebremst und ihre Energie gemessen. Mit Hilfe dieser Detektorkomponente können fehlende Transversalenergien bestimmt werden [8].

3. Myon-Spektrometer: Myonen gelangen bis in die äußerste Schicht des Detektors, wo sie mit Hilfe entsprechender Gasdriftkammern detektiert werden. In Abbildung 3.1 ist der Gesamtaufbau zu sehen.



Abbildung 3.1: Gesamtaufbau des ATLAS-Detektors [7]

3.2 Datenverarbeitung

Da die aufgenommenen Datenmengen zu groß sind, um sie vollständig zu speichern, werden sie zunächst mit Hilfe von Selektionsmechanismen reduziert. Die gespeicherten Daten werden dann zur Ereignisrekonstruktion genutzt. Im folgenden werden zwei Rekonstruktiosmechanismen erläutert, die für das finden von supersymmetrischen Teilchen eine wichtige Rolle spielen.

3.2.1 Jet-Rekonstruktion:

Jets sind kollimierte Bündel aus Hadronen, die bei der Hadronisierung von stark wechselwirkenden Teilchen entstehen. Die Hadronisierung ist ein Prozess, der durch das *Confinement* der Farbladungsträger entsteht. Somit sind Jets observable Objekte, mit denen man Rückschlüsse auf die Theorie von stark wechselwirkenden Teilchen ziehen kann [9]. Für die Rekonstruktion von Jets müssen verschiedene Schritte durchlaufen werden.

Im ersten Schritt werden die im Kalorimeter detektierten Zellenergien kalibriert und die Energien von benachbarten Zellen zu Topoclustern zusammengeführt. Anschließend können den erstellten Clustern mit Hilfe des Anti- k_T -Algorithmus [10] Jets zugeordnet werden. Bei diesem Algorithmus wird zunächst eine Liste der Entfernungen aller Objekte erstellt. Die Abstände der Objekte werden dann verglichen und Objekte, deren Abstand am geringsten ist, zusammengefasst. Die Liste wird nach jeder Zusammenführung erneuert. Sobald ein Objekt gefunden wurde, dessen Abstand zum Kollisionspunkt am geringsten ist, wird der Algorithmus abgebrochen. Das so gefundene Objekt wird als Jet identifiziert. Um die totale Energie des ermittelten Jets zu erhalten, wird die Cluster-Energie auf die Jet-Energie kalibriert.

3.2.2 Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie

Manche Teilchen können nicht direkt detektiert werden. Trotzdem kann man mit Hilfe der fehlenden transversalen Energie \not{E}_T Rückschlüsse auf das *entkommende* Teilchen ziehen. Die fehlende Energie in der transversalen Ebene ergibt sich aus der Energieerhaltung. Sie kann also über die Gleichung:

$$E_{\rm T} = \sqrt{(E_x)^2 + (E_y)^2}$$
 (3.2)

berechnet werden. Die Komponenten E_x und E_y sind durch die Summe der fehlenden Energien im Kalorimeter und Myon-Spektromenter gegeben. Das Rekonstruieren der fehlenden Transversalenergie spielt beispielsweise für die Suche nach Neutralinos eine wesentliche Rolle.

3.3 Datenanalyse

Um eine Theorie zu überprüfen, werden zunächst Daten generiert, die aus den theoretischen Gleichungen folgen. Die generierten Daten werden dann mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde unter anderem der Monte Carlo Generator Herwig++ in Fittino implementiert. Ein solcher Monte Carlo Generator erzeugt Ereignisdateien. Detektor-Simulationen wie Delphes und Geant4 simulieren anschließend die Reaktionen eines Detektors auf die generierten Ereignisse. Die ATLAS Kollaboration verwendet Geant4, um eine vollständige Simulation zu erhalten. Für Analyseprogramme wie CheckMATE sind oft schnelle Simulationen wie Delphes [11] geeignet, da hier eine geringere Genauigkeit ausreicht.

3.3.1 Monte Carlo Generatoren

Möchte man Quantenmechanische Ereignisse generieren, muss man beachten, dass diese nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vorhergesagt werden können. Daher werden aus den theoretischen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen Zufallsereignisse generiert [5]. Bei einer solchen Monte Carlo Simulation werden verschiedene Prozesse berücksichtigt.

In dieser Arbeit werden Hadron-Hadron-Kollisionen für supersymmetrische Modelle simuliert. Für die Suche nach Supersymmetrie spielen besonders die harten Prozesse, bei denen supersymmetrische Teilchen erzeugt werden, eine wichtige Rolle. Als harte Streuung bezeichnet man die Wechselwirkung zwischen zwei Kollisionspartnern, bei denen die maximale Energie übertragen wird. Diese Wechselwirkung kann mit Hilfe von Matrix-Elementen berechnet werden. Herwig++ generiert für jeden harten Prozess die entsprechenden Diagramme sowie ein Matrix-Element Objekt [12].

Des weiteren berücksichtigt die Simulation, dass die Teilchen vor und nachdem sie mit einem anderen Teilchen wechselwirken, Strahlung aussenden können. Wird beispielsweise vor einer Kollision Strahlung ausgesandt, nimmt die Schwerpunktenergie der Teilchen ab. Dieser Effekt führt dazu, dass die Teilchen des Endzustands weniger Energie haben. In Abbildung 3.2 ist ein Beispiel dargestellt. Die Strahlung des Anfangszustands wird als raumartiger und die des Endzustands als zeitartiger Patronenschauer beschrieben [13].



Abbildung 3.2: Diese Darstellung zeigt ein Beispiel für ausgesandte Strahlung des Anfangszustands (grün) und des Endzustands (grau) bei einer Proton-Proton-Kollision.

Da die Protonen aus drei Quarks bestehen, kann es zu mehreren Wechselwirkung kommen. Wie bereits in 3.2.1 erläutert wurde, kommt es nach der Erzeugung von Quarks zur Hadronisierung. Dieser Prozess muss ebenfalls simuliert werden.

3.4 Festlegen von Ausschlussgrenzen

Ausschlussgrenzen werden festgelegt, um den Bereich, in dem sich noch nicht entdeckte Physik befinden kann, einzuschränken. Zukünftige Experimente können so auf offene Bereiche ausgelegt werden. Wegen der vielen freien Parameter der supersymmetrischen Modelle ist es aufwändig sie auszuschließen. Variiert man die Parameter, verändern sich fast alle Observablen. Das Modell muss also für alle sinnvollen Parameter getestet werden.

Von den Kollaborationen werden Analysen mit unterschiedlichen Schwerpunkten bei der Suche nach signifikanten Zerfallsprozessen durchgeführt. Eine Auflistung der in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Analysen ist im Anhang A aufgeführt.

Da das CMSSM verhältnismäßig wenig freie Parameter hat, eignet es sich für einen relativ schnellen Ausschluss. Die ATLAS Kollaboration hat eine experimentelle Ausschlussgrenze für das CMSSM in der M_0 - $M_{1/2}$ -Parameterebene bestimmt. Hierbei wurde A_0 auf - $2M_0$, tan β auf 30 und sign μ auf +1 gesetzt. Diese Werte werden gewählt, da sie zu einer sinnvollen Higgs-Masse führen. Die Vorgehensweise bei einer solchen ATLAS-Analyse wird im folgenden für Daten bei einer Schwerpunktenergie \sqrt{s} von 8 TeV und einer integrierten Luminosität von 20,3 fb⁻¹ an einem Beispiel aus einer ATLAS-Veröffentlichung [14] erläutert.

3.4.1 Analysen mit vereinfachten Modellen

Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 erwähnt, nutzt die ATLAS-Kollaboration vereinfachte Modelle, um Ausschlussgrenzen festzulegen. Ein Beispiel für ein solches Modell ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Bei diesem Prozess handelt es sich um eine Gluino-Gluino-Produktion, bei der die Gluinos jeweils in ein Quark-Antiquark-Paar und und ein Neutralino zerfallen. Das Neutralino kann im Detektor nicht direkt registriert werden. Allerdings kann an Hand der vier Jets, die durch die Quarks erzeugt werden, die fehlende transversale Energie ermittelt werden. Dadurch lassen sich die Neutralinos indirekt nachweisen. In dieser Suche werden also Ereignisse selektiert, in denen es vier Jets und eine große fehlende Transversalenergie gibt.



Abbildung 3.3: Gluino-Gluino-Produktion in einem von der ATLAS-Kollaboration verwendeten vereinfachten Modell. Die Abbildung wurde nach einer Abbildung aus [14] erstellt.

Für dieses Modell wird die $M_{\tilde{g}}$ - $M_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene getestet. Um den Bereich so gut wie möglich zu überprüfen, werden verschiedene Signal-Regionen definiert. Die sensitivste Signal-Region kann mit Hilfe der effektiven Masse m_{eff} gefunden werden. Diese Größe hilft dabei ein Signal vom Standardmodelluntergrund zu differenzieren. Bei der Selektion von Ereignissen wird m_{eff} als skalare Summe der transversalen Impulse der Jets und der fehlenden transversalen Energie definiert [14].

In Abbildung 3.4 zeigt die rote Linie den erwarteten Standardmodelluntergrund und die türkis gestrichelte Linie das erwartete Signal für die Gluino-Gluino-Produktion (siehe Abbildung 3.3). Der durch den Pfeil gekennzeichnete *Cut* gibt vor, ab welchem m_{eff} nach einer Abweichung des Signals gesucht wird. Treten die gesuchten Ereignisse ein, liegen die aufgenommenen Daten über dem Untergrund des Standardmodells. Bei einer Abweichung außerhalb des 95% *Confidence Level* CL betrachtet man dies als signifikante statistische Abweichung, die genauer untersucht werden sollte. Um den CL Bereich nach den Bestimmungen in [15] festzulegen, wird die *profile likelihood*-Methode verwendet [16]. In diesem Fall liegen die Datenpunkte alle innerhalb des erwarteten SM Untergrunds. Somit kann der Prozess in dieser Region ausgeschlossen werden.



Abbildung 3.4: In diesem Histogramm ist die Verteilung der effektiven Masse m_{eff} für eine 4-Jet-Signal-Region zu sehen. Das Histogramm zeigt den erwarteten Monte Carlo Untergrund, der auf den Wirkungsquerschnitt mal der Lominosität normiert wurde. Im unteren Kasten ist die experimentelle systematische und Monte Carlo statistische Unsicherheit in gelb dargestellt. Die grünen Fehlerbalken beinhalten zusätzlich die Unsicherheit der theoretischen Modulation. Durch die Pfeile werden die Werte gekennzeichnet, unter denen die Bedingungen auf m_{eff} angewandt werden. Des weiteren sind die erwarteten Verteilungen für die betrachteten vereinfachten Modelle dargestellt. [14]

3.4.2 Ausschlussgrenze eines vereinfachten Modells

Mit Hilfe der beschriebenen Methode kann man das Modell für einen bestimmten Bereich in der $M_{\tilde{g}}-M_{\tilde{\chi}_1^0}$ -Ebene ausschließen. In Abbildung 3.5 sieht man den Verlauf der erwarteten und der beobachteten Ausschlussgrenze für das betrachtete Modell ($\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion; $\tilde{g} \to qq\tilde{\chi}_1^0$).



Abbildung 3.5: Diese Ausschlussgrenze wurde von der ATLAS Kollaboration für die $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion ($\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0$) bestimmt. Der Bereich unterhalb der dunkelroten Linie entspricht dem experimentell ausgeschlossenen Parameterbereich, wobei die gestrichelte rote Linie dem konstanten Fehlerbereich der Theorie entspricht. Die blaue, gestrichelte Linie entspricht der erwarteten Grenze 95% CL und die darum liegende gelbe Fläche dem erwarteten 1 σ Fehlerbereich dieser Grenze. Der blaue Bereich zeigt Ergebnisse aus älteren ATLAS Analysen. [14]

3.4.3 Ausschlussgrenze eines vollständigen Modells

Neben den Suchen nach vereinfachten Modellen werden auch vollständige Modelle betrachtet. Hierbei müssen wesentlich mehr Prozesse berücksichtigt werden. Die ermittelte totale Ausschlussgrenze für das CMSSM ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Unter der Annahme, dass eine Variation der Parameter tan β und A₀ einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Massen der supersymmetrischen Teilchen hat, sieht der Ausschlussbereich in der $M_0 - M_{1/2}$ -Ebene für alle Parameter ähnlich aus. Generell können nicht alle Modelle experimentell überprüft werden, da der Aufwand nicht tragbar wäre. Daher werden Programme wie SModelS und CheckMATE eingesetzt um beliebige Modelle zu testen. Im Verlauf dieser Arbeit wird der Parameterbereich der Ausschlussgrenze aus Abbildung 3.6 mit SModelS und CheckMATE getestet. Anschließend wird geprüft, ob die theoretisch ermittelten Ausschlussgrenzen mit den Ergebnissen der ATLAS Analyse übereinstimmen. Dadurch lassen sich Aussagen über die Güte der mit CheckMATE und SModelS ermittelten Ausschlussgrenzen treffen.



Abbildung 3.6: Diese Ausschlussgrenze wurde von der ATLAS-Kollaboration für das CMSSM bestimmt. Der Bereich unterhalb der dunkelroten Linie entspricht dem experimentell ausgeschlossenen Parameterbereich, wobei die gestrichelte, rote Linie dem konstanten Fehlerbereich der Theorie entspricht. Die blaue, gestrichelte Linie entspricht der erwarteten Grenze 95% CL und die darum liegende gelbe Fläche dem erwarteten 1 σ Fehlerbereich dieser Grenze. [14]

KAPITEL 4

Fittino

4.1 Grundgedanke

Fittino ist eine frei verfügbare, in C++ implementierte Software zur Datenanalyse im Bezug auf Supersymmetrie. Der vollständige Progammcode kann in [17] eingesehen werden. Das objektorientierte Programm wurde entwickelt, um die Parameter der Lagrange-Dichten einiger supersymmetrischer Modelle aus den Observablen verschiedener Experimente in einem globalen Fit zu extrahieren [18]. Hierbei werden nicht nur direkte Suchen nach Supersymmetrie berücksichtigt, sondern auch indirekte Einschränkungen von niederenergetischen Messungen, Eigenschaften des Higgs-Bosons und astrophysikalische Beobachtungen.

4.2 Funktionsweise

Im folgenden werden einige Elemente von Fittino kurz erläutert, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Diese Klassen bilden wichtige Grundbausteine des Fittino-Gerüsts und wurden von verschiedenen Fittino-Autoren implementiert.

MODELBASE

Die ModelBase ist die Basisklasse für die in Fittino bekannten Modelle. Sie ermöglicht es klassenübergreifend Parameter zu speichern und auf sie zuzugreifen. Diese Funktion ist nützlich, wenn man bereits berechnete Parameter in einer anderen Klasse benötigt, um weitere Größen zu berechnen.

CALCULATORBASE

Fittino ist aus einer Vielzahl an CALCULATOR-Klassen aufgebaut. Die CALCULATORBASE ist die entsprechende Basisklasse. In den CALCULATOR-Klassen werden verschiedene Programme ausgeführt und diverse Größen berechnet. Alle im Verlauf dieser Bachelorarbeit implementierten Klassen gehören zur CALCULATOR-Klasse. Ein Beispiel ist in Anhang B aufgeführt.

Executor

Die Executor-Klasse dient dazu externe Programme auszuführen. Sie wird oftmals innerhalb der einzelnen CALCULATOR-Klassen verwendet. Beim ausführen eines Programms mit dieser Klasse können beliebig viele Argumente gegeben werden.

SIMPLESAMPLER

Mit Hilfe der SIMPLESAMPLER-Klasse können beliebige Parameterräume getestet werden. Hierbei erhöht die SIMPLESAMPLER-Klasse die Parameter immer um einen definierten Faktor. Die Analyseschritte werden dann für jeden Parameterpunkt ausgeführt.

4.2.1 Eingabedatei

Die Eingabedatei für Fittino wird im *xml*-Format geschrieben. Für Fittino sind Beispieldateien für das CMSSM verfügbar. Diese werden bei der Installation automatisch im *input*-Ordner angelegt. Es bietet sich an, die *Example.SPheno.in.xml*-Datei als Ausgangsdokument zu verwenden und entsprechend zu modifizieren.

Im Wesentlichen besteht die Eingabedatei aus drei Blöcken. Zunächst wird ein Block angelegt, in dem das Modell definiert wird. Hierfür werden die Parameter benannt und ein Wertebereich gewählt. Die Abstände in denen die Parameter abgelaufen werden, können über den Fehler festgelegt werden.

Der nächste Block enthält die CALCULATOR-Klassen. Hier deklariert man alle CALCULATOR-Klassen in der Reihenfolge, in der sie ausgeführt werden sollen.

Im Tool-Block wird dann der gewünschte SAMPLER gewählt. Möchte man eine Parameterebene gleichmäßig ablaufen, wählt man hier den SIMPLESAMPLER. Für Analysen zu Modellen, mit einer höheren Parameterzahl als die des CMSSM, bietet es sich oftmals an, den MARKOVCHAINSAMPLER zu verwenden.

4.2.2 Ausgabedatei

Fittino erzeugt eine Ausgabedatei im ROOT-Format. Die darin enthaltenen Größen sind in einem ROOT-Tree gespeichert und können somit direkt mit ROOT weiter verarbeitet werden. Die Namen der in einer CALCULATOR-Klasse bestimmten Variablen sind immer eine Kombination aus dem Namen dieser Klasse und dem Variablennamen. Dadurch können sie schnell gefunden und Doppelbenennungen beim Ausführen mehrere CALCULATOR-Klassen vermieden werden.

KAPITEL 5

SModelS

5.1 Funktionsweise

SModelS ist ein Python-Programm, das zur Interpretation von LHC Daten entwickelt wurde. Für die Analysen werden die ATLAS und CMS Ergebnisse zu vereinfachten supersymmetrischen Modellen verwendet. Es wird versucht diese auf allgemeinere Modelle zu übertragen. Ein vollständiges Modell enthält mehrere vereinfachte Modelle. Daher können die Ergebnisse der sensitivsten Signal Regionen kombiniert werden, um eine Ausschlussgrenze für ein vollständiges Modell zu bestimmen. Für die sensitivste Region ist der Ausschluss maximal.

Im Wesentlichen zerlegt SModelS die Kollisionssignaturen von Modellen, die über das Standard Modell hinaus gehen, in Topologien von vereinfachten Modellen und gleicht diese mit experimentellen Ergebnissen ab [19]. In Abbildung 5.1 ist die Funktionsweise von SModelS schematisch dargestellt. Hierbei ist zu beachten, dass SModelS nur Modelle testen kann, in denen die R-Parität erhalten ist. Teilcheneigenschaften wie Farbladung und Spin werden bei der Analyse vernachlässigt.

Um eine Aussage über den Ausschluss des getesteten Modells treffen zu können, berechnet SModelS die Rate aus dem theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitt σ und der oberen Grenze [19]:

$$\mathbf{r} := \frac{\sigma(\text{vorhergesagt})}{\sigma(\text{ausgeschlossen})}$$
(5.1)

Hierbei gilt:

 $r \ge 1 \longrightarrow$ Das Modell wurde ausgeschlossen. $r < 1 \longrightarrow$ Das Modell ist erlaubt.

Betrachtet man den Verlauf der Parameterpunkte bei denen r gleich 1 ist, erhält man eine Ausschlussgrenze. Die Parameterpunkte unterhalb dieser Grenze haben immer r-Werte, die größer sind als 1 und können somit ausgeschlossen werden. Für die Ausschlussgrenze wird immer der r-Wert aus der sensitivsten Signal-Region gewählt.

SModelS benötigt eine Parameter- und eine SLHA-Datei, um eine Analyse durchführen zu können. In der SLHA-Datei müssen die Massen, Verzweigungsverhälnisse und Wirkungsquerschnitte für das entsprechende Modell stehen. Die Parameterdatei enthält grundlegende Optionen und Parameter, die von SModelS benötigt werden.



Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Arbeitsprinzips von SModelS. Diese Darstellung beruht auf einem Diagramm aus [19].

5.2 Berechnung von χ^2

In Fittino wird eine von Jory Sonneveld¹ modifizierte Version von SModelS verwendet, die zusätzlich ein χ^2 berechnet. Das χ^2 ist ein Maßstab dafür, wie stark die Vorhersagen von den experimentellen Messungen abweichen und wird für Fits benötigt².

In SModelS erhält man für verschiedene Analysen unabhängige Ergebnisse. Möchte man unkorrelierten Ergebnisse kombinieren, benötigt man die Likelihood-Funktion:

$$\mathcal{L}$$
 (Theorie, Daten) = p (Daten|Theorie), (5.2)

um den besten Wert für eine Grenze zu erhalten. Hierbei ist p die Wahrscheinlichkeit, mit der die Theorie durch die Daten beschrieben wird. Drückt man die Wahrscheinlichkeitsfunktion durch abzählbare Werte aus, kann sie durch eine Poisson-Funktion der Form:

$$p(n_{obs}|s+b) = \frac{1}{n_{obs}!}(s+b)^{n_{obs}}e^{-(s+b)}$$
(5.3)

beschrieben werden. Hierbei ist n_{obs} die Anzahl an beobachteten Ergebnissen pro Signal-Region, b die Anzahl an Untergrundereignissen und s die Anzahl an Signalereignissen.

¹ Jory Sonneveld arbeitet zur Zeit am RWTH Aachen Institute of Theoretical Particle Physics and Cosmology an ihrer Doktorarbeit zum Thema "Simplified Models and the Interpretation of Supersymmetry Searches".

² Die generelle Berechnung des χ^2 orientiert sich an [20], wobei die Berechnung in SModelS aus [21] entnommen wurde.

Da in SModelS große Datenmengen zur Verfügung stehen ($n_{obs} \gg 1$), geht die Poisson-Verteilung in eine Gauss-Verteilung über.

$$p(n_{obs}|s+b) \propto exp\left(-\frac{(s+b)^2}{2n_{obs}}\right)$$
(5.4)

Mit den in SModelS bekannten Größen aus den experimentellen Analysen:

- σ_{obs}^{UL} := beobachtete obere 95% CL Grenze auf den Wirkungsquerschnitt
- σ_{exp}^{UL} := erwartete obere 95% CL Grenze auf die Wirkungsquerschnitte (nur manchmal bekannt)

ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitte:

$$p\left(\sigma_{\text{obs}}^{\text{UL}}, \sigma_{\text{exp}}^{\text{UL}} | \sigma_{\text{pred}}^{\text{theo}}\right) \propto \exp\left(-\frac{\sigma_{\text{pred}}^{\text{theo}} - \sigma}{2\omega^2}\right).$$
 (5.5)

Wobei der Mittelwert σ dem Wirkungsquerschnitt, für den die Likelihood-Funktion maximal wird, und ω der Standardabweichung entspricht. Sie sind wie folgt definiert:

$$\sigma = \frac{n_{obs} - b}{L}$$
 und $\omega = \frac{\sqrt{n_{obs}}}{L}$. (5.6)

Hierbei ist L die Luminosität. Um diese Größen zu berechnen fordert man, dass sie die obere 95% CL Grenze für den erwarteten und beobachteten Wirkungsquerschnitt reproduzieren. Es muss also gelten:

$$0,95 = \int dx \quad p\left(x|\sigma_{obs}^{UL}\right) \simeq \frac{\int_{0}^{\sigma_{obs}^{UL}} dx \quad \exp\left(-\frac{(x-\sigma)^2}{2\omega_{obs}^2}\right)}{\int_{0}^{\infty} dx \quad \exp\left(-\frac{(x-\sigma)^2}{2\omega_{obs}^2}\right)}$$
(5.7)

Mit der Näherung, dass $\omega \simeq \omega_{obs} \simeq \omega_{exp}$ ist, hat die Likelihood-Funktion die Form:

$$\mathcal{L}(\theta) = \exp\left(-\frac{\left(\sigma_{\text{pred}}^{\text{theo}}(\theta) - \sigma\right)^2}{2\omega^2}\right).$$
(5.8)

Hier ist θ der Parameterraum der Theorie. Allgemein erhält man aus der Likelihood-Funktion das χ^2 über die Beziehung:

$$\chi^2 = -2\ln\left(\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{\max}}\right),\tag{5.9}$$

wobei \mathcal{L}_{max} die maximale Likelihood-Funktion für ein minimales χ^2 ist. Für \mathcal{L}_{max} = 1 ergibt sich mit Gleichung 5.8 die Formel zur Berechnung des χ^2 :

$$\chi_{\theta}^{2} = \left(\frac{\sigma_{\text{pred}}^{\text{theo}}(\theta) - \sigma}{\omega}\right)^{2}$$
(5.10)

Korrekterweise selektiert man die sensitivste Analyse an Hand der erwarteten oberen Grenzen σ_{exp}^{UL} . Da diese von den Kollaborationen oftmals nicht veröffentlicht werden, wird die Annahme gemacht, dass die Erwarteten oberen Grenzen in etwa den beobachteten entsprechen.

5.3 SModelS in Fittino

5.3.1 SPHENOSLHACALCULATOR

Der SPHENOSLHACALCULATOR war bereits in Fittino implementiert und wird zur Konfiguration der Eingabedatei für CheckMATE und für SModelS benötigt.

SPheno ist ein Programm, das Dateien im SLHA-Format erzeugt. In [22] ist die genaue Definition des SLHA-Formats erläutert. Die erzeugte SLHA-Datei enthält die Massen und Verzweigungsverhältnisse der Teilchen. Sie wird von Fittino für jeden Parameterpunkt neu generiert.

5.3.2 SMODELSCALCULATOR

Wie bereits erläutert benötigt SModelS eine Parameterdatei. In Fittino wird die von SModelS zur Verfügung gestellte Beispieldatei *parameters.ini* verwendet. Da die Datei für alle Modellparameter gleich ist, sind die Einstellungen immer gleich.

Die vom SPHENOSLHACALCULATOR erzeugte SLHA-Datei wird im SMODELSCALCULATOR zunächst durch das von SModelS bereitgestellte *runTools*-Programm modifiziert. Hierbei werden von NLL-Fast die Wirkungsquerschnitte für die entsprechende SLHA-Datei berechnet und zur Datei hinzugefügt. Anschließend wird die Version 1.0.2 von SModelS ausgeführt.

Die Ausgabedatei von SModelS hat keine definierte Struktur, wodurch es relativ kompliziert ist, die gewünschten Größen zu extrahieren. Es handelt sich um eine Text-Datei, die Zeilenweise ausgelesen wird. Hierbei werden die Zeilen nach Leerzeichen in Vektoren unterteilt. Über *if*-Bedingungen können so die gewünschten Größen gefunden und gespeichert werden. Der r-Wert der sensitivsten Region ist in der Datei hervorgehoben und kann somit relativ schnell gefunden werden. Das χ^2 der sensitivsten Region wird allerdings nicht hervorgehoben. Dieses Problem wird gelöst, indem zunächst die sensitivste Analyse gefundenen wird. Hierfür wird der bereits bekannte r-Wert mit den r-Werten verglichen, die in einer Tabelle mit den Analysen stehen. Da der bekannte r-Wert im Gegensatz zu den r-Werten in der Tabelle gerundet ist, müssen für den Vergleich zunächst alle r-Werte gerundet werden. Wurde die sensitivste Analyse gefunden, kann der entsprechende χ^2 -Wert aus einer Tabelle gelesen werden. Sowohl der r-Wert als auch das χ^2 werden in die Fittino-Ausgabedatei geschrieben.



Abbildung 5.2: Flussdiagramm der ausgeführten Arbeitsprozesse im Fittino

KAPITEL 6

CheckMATE

6.1 Funktionsweise

CheckMATE ist wie SModelS ein Programm, das entwickelt wurde, um Modelle, die über das Standardmodell hinausgehen, mit experimentellen Beobachtungen zu vergleichen. Anders als bei SModelS werden hier auch vollständige Modelle betrachtet und eine Analyse durchgeführt, die nah an der experimentellen Analyse liegt (siehe Abschnitt 3.3). Die rechenintensiven Teile des Programms sind in C++ geschrieben und werden mit einem Python-Code ausgeführt.

CheckMATE benötigt eine Ereignisdatei im LHE [23] oder HepMC Format und einen entsprechenden Wirkungsquerschnitt mit Fehler, um das Modell analysieren zu können. In Abbildung 6.1 sind die von CheckMATE ausgeführten Arbeitsschritte schematisch dargestellt ¹.

In CheckMATE werden modellunabhängige experimentelle Ergebnisse verwendet, bei denen die obere Grenzen auf die Anzahl an Ereignissen, die von Physik außerhalb des Standardmodells kommen, bezogen wurde. CheckMATE berechnet einen r-Wert nach Gleichung 6.1. Der r-Wert ist ein Vergleichsparameter, mit dem sich direkt eine Aussage über den Ausschluss des Modells treffen lässt. Er entspricht dem Verhältnis aus der unteren Grenze der Anzahl an Signalereignissen *S*, die von CheckMATE ermittelt wurde abzüglich der zweiseitigen Fehlergrenze $1.96\Delta S$, und der experimentell bestimmten Grenze der Signalereignisse S_{exp}^{95} . Beide Werte wurden mit einer Sicherheit von 95% berechnet.

$$r := \frac{S - 1.96\Delta S}{S_{exp}^{95}}$$
(6.1)

Hierbei gilt:

 $r \ge 1 \longrightarrow$ Das Modell kann mit einer Sicherheit von 95% ausgeschlossen werden.

 $r < 1 \longrightarrow$ Das Modell ist erlaubt.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit sich von CheckMATE einen CL-Wert berechnen zu lassen. Dieser Wert gibt einem den Sicherheitsgrad der Analyse an. CheckMATE verwendet einen *profile loglikelihood* Raten Test, um den CL-Wert zu bestimmen.

Beim Ausführen von CheckMATE können verschiedene experimentelle Analysen verwendet werden. Die Parameter werden dann für alle Signal-Regionen der angegeben Analysen berechnet. Anschließend wird die Signal-Region mit der höchsten erwarteten Grenze ermittelt. Mit den Parametern dieser Signal-Region werden dann die Aussagen über das Modell getroffen.

Die Fehler der berechneten Werte hängen im Wesentlichen von der Monte Carlo Statistik des Ereignisgenerators sowie den statistischen Prozessen bei der Detektorsimulation Delphes ab.

¹ Die Erläuterungen zu der Funktionsweise von CheckMATE orientieren sich an einer von den Entwicklern von CheckMATE verfassten Veröffentlichung [24].



Abbildung 6.1: Flussdiagramm der ausgeführten Arbeitsprozesse. Diese Darstellung beruht auf einem Diagramm aus [24].

6.2 CheckMATE in Fittino

Um CheckMATE ausführen zu können, müssen zunächst die von CheckMATE benötigten Daten für jeden Parameterpunkt generiert werden. Dieser Prozess ist, wenn man ihn für die nächst höhere Ordnung ausführen möchte, im Vergleich zu SModelS relativ aufwändig. Neben dem CHECKMATE2CALCULATOR mussten drei weitere CALCULATOR-Klassen neu implementiert werden. Eine Übersicht der für jeden Parameterpunkt zu durchlaufenden Kette, ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

Genau wie bei SModelS wird zunächst eine SLHA-Datei mit dem SPHENOSLHACALCULATOR erzeugt (siehe Abschnitt 5.3). Die damit berechneten Größen werden dann genutzt um die von CheckMATE benötigten Ereignisdateien und Wirkungsquerschnitte zu erhalten.



Abbildung 6.2: Flussdiagramm der ausgeführten Arbeitsprozesse im Fittino

6.2.1 NLLFASTCALCULATOR

NLL-Fast berechnet die Wirkungsquerschnitte für die nächst höhere Ordnung [25]. Alle Prozesse für die NLL-Fast ausgeführt wird sind in Tabelle 6.1 zu sehen.

	Prozesse
gg	gluino-gluino
sg	squark-gluino
sb	squark-antisquark
SS	squark-squark
sb1	sbottom ₁
sb2	sbottom ₂
st1	stop ₁
st2	stop ₂

Tabelle 6.1: Auflistung der Prozesse für die NLL-Fast ausgeführt wird.

Die Massen der Squarks werden vom SPHENOSLHACALCULATOR berechnet und anschließend als verfügbare Größe in den NLLFASTCALCULATOR importiert. Wie man in Tabelle 6.1 sieht, werden die leichten und schweren Squarks getrennt betrachtet. Für die Squark-Masse wird die Summe der Massen aller leichten Squarks gebildet. Gleichung 6.2 zeigt die genaue Berechnung.

$$m_{squark} = \frac{1}{8} \left(m_{\tilde{u}_L} + m_{\tilde{u}_R} + m_{\tilde{d}_L} + m_{\tilde{d}_R} + m_{\tilde{s}_L} + m_{\tilde{s}_R} + m_{\tilde{c}_L} + m_{\tilde{c}_R} \right)$$
(6.2)

Die von NLL-Fast berechneten Größen werden zur Fittino Ausgabedatei hinzugefügt und können in allen anderen CALCULATOR-Klassen verwendet werden. Die Wirkungsquerschnitte stehen somit auch im CHECKMATE2CALCULATOR zur Verfügung. Bei den meisten Analysen wird ein konstanter Fehler auf den Wirkungsquerschnitt angenommen. Daher wird der Fehler im CHECKMATE2CALCULATOR auf Null gesetzt. Generell ist es möglich einen beliebigen konstanten Fehler vorzugeben.

Massen und Wirkungsquerschnitte in der M_0 - $M_{1/2}$ -Ebene

Um die abstrakten Parameter M_0 und $M_{1/2}$ für das betrachtete Modell besser zu verstehen und zu überprüfen, ob die verwendeten Daten sinnvoll sind, werden im folgenden einige Massen und Wirkungsquerschnitte in der M_0 - $M_{1/2}$ -Ebene betrachtet. SModelS verwendet die von SPheno berechneten Massen und berechnet daraus mit NLL-Fast die Wirkungsquerschnitte. Für CheckMATE sollen diese Größen auch bei Analysen zur nächst höhere Ordnung verwendet werden.

Zunächst werden die für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendeten Massen aus dem SPHE-NoSLHACALCULATOR betrachtet. Die Massen für das Gluino und das Stop₁ sind in Abbildung 6.3 dargestellt und die für das linkshändige Sup und Scharm in Abbildung 6.4. Zunächst sieht man, dass die Massen des Sup und Scharm sehr nah beieinander liegen. Somit ist validiert, dass die in Gleichung 6.2 berechnete Squark-Masse eine sinnvolle Näherung ist. Außerdem haben die Gluinos und Stops in dem betrachteten Modell leichtere Massen, als die Squarks ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{c}$). Dies führt zu einer sinnvollen Higgs-Masse und entspricht somit den Erwartungen für das Modell.



Abbildung 6.3: Links ist die Masse des Gluino und rechts die des Stop₁ in der M_0 - $M_{1/2}$ -Ebene dargestellt. Hierbei sind tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu > 1$.



Abbildung 6.4: Links ist die Masse des linkshändigen Sup und rechts die des linkshändigen Scharm in der M_{0} - $M_{1/2}$ -Ebene dargestellt. Hierbei sind tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu > 1$.

In Abbildung 6.5 und 6.6 sind einige der mit Hilfe der NLLFASTCALCULATOR-Klasse berechneten Wirkungsquerschnitte in der M_0 - $M_{1/2}$ -Ebene dargestellt. Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung der Massen, sieht man, dass diese ebenfalls sinnvoll sind.



Abbildung 6.5: Mit NLL-Fast berechnete Wirkungsquerschnitte (NLL+NLO) in der M_0 - $M_{1/2}$ -Ebene des CMSSM für verschiedene Produktionen. Hierbei sind tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu > 1$.



Abbildung 6.6: Mit NLL-Fast berechnete Wirkungsquerschnitte (NLL+NLO) in der $M_0-M_{1/2}$ -Ebene des CMSSM für verschiedene Produktionen. Hierbei sind tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu > 1$.

6.2.2 HERWIGPPCALCULATOR

In dieser Klasse wird der Monte Carlo Generator Herwig++ ausgeführt. Herwig++ erzeugt wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert eine Ereignisdateie im HepMC-Format. Diese Datei enthält sowohl die generierten Ereignisse als auch den totalen Wirkungsquerschnitt. Zunächst wird der totale Wirkungsquerschnitt inklusive Fehler zur Fittino-Ausgabedatei hinzugefügt. Diese Größe kann für Analysen der führenden Ordnung genutzt werden.

Langfristig sollen mit CheckMATE Analysen für die nächst höhere Ordnung durchgeführt werden. Dafür müssen Ereignisdateien erzeugt werden, die in die Prozesse aus Tabelle 6.1 unterteilt sind. Das Aufteilen der Dateien soll im HEPMCSPLITCALCULATOR erfolgen. Im HERWIGPPCALCULATOR sollen die Ereignisnummern nach Prozessen sortiert werden. Hierfür wird die von Herwig++ erstellte *log*-Datei genutzt. Die *log*-Datei ist in Matrixelemente von Prozessen unterteilt, bei denen aus einem Standardmodellteilchen paarweise supersymmetrische Teilchen erzeugt werden. In der Theorie muss also die R-Parität erhalten sein (siehe Abschnitt 2.2). Für jedes Matrixelement werden entsprechende Zerfallsketten generiert.

Beim Ausführen von Herwig++ ist es somit wichtig, dass alle Prozesse in die *log*-Datei geschrieben werden. Im HERWIGPPCALCULATOR wird die Datei nach Ereignissen ausgelesen. Hierbei ist zu beachten, dass beim Auftreten eines Fehlers bei der Generation der Zerfallskette, der Prozess abgebrochen und das nächste Ereignis generiert wird. Dieses Ereignis trägt dann dieselbe Ereignisnummer wie das vorherige. Kommt eine Ereignisnummer zweimal vor, muss also das erste Ereignis mit dieser Nummer rausgefiltert werden. Dieses Problem wird gelöst, indem die Ereignisnummer und Matrixelemente gelesen und immer mit den Ereignissen der vorherigen Zeile verglichen werden. Stimmen die Ereignisnummern nicht überein, wird das Ereignis der vorherigen Zeile analysiert, ansonsten wird das Ereignis übersprungen.

Um die Ereignisse in Prozesse zu unterteilen, werden die Matrix-Elemente betrachtet. Diese haben die Form "MEuu~u_L~u_L". Trennt man diesen *string* durch die Tilde, enthalten die beiden hinteren Vektoren einen *string* mit dem Kürzel der supersymmetrischen Teilchen. Die CALCULATOR-Klasse ist bis zu diesem Punkt fertig implementiert.

Es fehlen noch Funktionen, mit denen über *if*-Bedingungen geprüft wird, um welches in Tabelle 6.1 vorkommende Teilchen es sich handelt. Kombiniert man die zugeordneten Teilchen wieder, kann man über eine weitere *if*-Bedingung den Prozess zuordnen. Die *bool*-Funktionen sollen am Ende *true* für den Prozess ausgeben, zu dem das Teilchen gehört. Um diese Ergebnisse im HEPMCSPLITCALCULATOR verwendenden zu können, werden sie für jede Ereignisnummer in eine ROOT-Datei geschrieben.

6.2.3 HepMCSplitCalculator

Diese CALCULATOR-Klasse ist dazu gedacht, die von Herwig++ erzeugten HepMC-Dateien nach Ereignissen aufzuspalten. Aus zeitlichen Gründen konnte sie leider nicht fertig programmiert werden. Es wurde lediglich das Grundgerüst der Klasse angelegt.

6.2.4 CheckMATE2Calculator

Der CHECKMATE2CALCULATOR ist die in Fittino implementierte CALCULATOR-Klasse, in der die Version 1.2.0 von CheckMATE ausgeführt wird. Beim Ausführen von CheckMATE werden immer alle zur Verfügung stehenden Analysen verwendet. Die von NLL-Fast berechneten Wirkungsquerschnitte werden mit der HepMC-Datei der entsprechenden Prozesse an CheckMATE gegeben. So kann die Analyse für die nächst höhere Ordnung durchgeführt werden. Die berechneten r- und CL-Werte werden für jeden Parameterpunkt zur Fittino-Ausgabedatei hinzugefügt. Das Extrahieren der Daten aus der Ausgabedatei erfolgt ähnlich wie bei SModelS.

Im Wesentlichen ist diese Klasse fertig implementiert. Sie kann allerdings noch nicht für Analysen der nächst höheren Ordnung verwendet werden, da die entsprechenden HepMC-Dateien fehlen.

Unter Verwendung der kompletten HepMC-Datei und des von Herwig++ berechneten totalen Wirkungsquerschnitts, können bereits Analysen zur führenden Ordnung durchgeführt werden.

KAPITEL 7

Vergleich von SModelS und CheckMATE

Da nun sowohl SModelS als auch CheckMATE in Fittino verfügbar sind, werden in diesem Kapitel die Vor- und Nachteile beider Programme diskutiert. Im Anschluss wird ein Fazit darüber gezogen, welches Programm sich für welche Analysen am besten eignet.

7.1 Laufzeit

Möchte man Aussagen über die Laufzeiten der Programme treffen, sind verschiedene Faktoren zu berücksichtigen. Zum einen können die Laufzeiten für verschiedene Parameterpunkte variieren und zum anderen hängen sie nicht nur von den Programmen selbst, sondern auch von der Rechenleistung des verwendeten PC's ab. Die hier genannten Zeiten beziehen sich auf die Laufzeiten, die beim Ausführen der Programme auf der *Bonn Analysis Facility* BAF auftreten. Sie dienen lediglich dazu grobe Größenordnungen vorzugeben. Die Laufzeiten pro Parameterpunkt addieren sich bei einem Test von großen Parameterräumen auf und spielen somit eine wichtige Rolle.

Zunächst wird die direkte Laufzeit von SModelS und CheckMATE betrachtet. Führt man SModelS für Parameter mit geringen Massen aus d.h. $M_0 \simeq M_{1/2} \simeq 300$ GeV, so kann die Laufzeit bis zu 20 Minuten betragen. Dies ist überraschend, da SModelS eigentlich keine aufwändigen Arbeitsschritte ausführt. Je höher die Massenparameter werden, desto schneller kann das Programm die Analyse durchführen. Für $M_0 \simeq M_{1/2} \simeq 500$ GeV liegt die Laufzeit bei etwa 50 Sekunden.

Beim Verwenden von CheckMATE erwartet man deutlich längere Laufzeiten, da hier eine aufwändigere Analyse durchlaufen wird. Diese Laufzeit hängt zusätzlich zu den bereits genannten Faktoren von den berücksichtigten Analysen sowie der Anzahl an generierten Ereignissen ab. Für das Berechnen des r-Werts unter Berücksichtigung aller verfügbaren ATLAS-Analysen und 1.000 generierten Ereignissen, benötigt CheckMATE etwa 40 Sekunden. Lässt man sich zusätzlich den CL-Wert ausgeben, benötigt CheckMATE etwa 3 Minuten für die Analyse.

Die Laufzeiten der Analysen selbst unterscheiden sich somit insgesamt nicht erheblich. Allerdings muss man einen zweiten wesentlichen Faktor berücksichtigen. Die Konfiguration der SLHA-Eingabedatei für SModelS dauert nur wenige Sekunden. Wohingegen für CheckMATE zusätzliche CALCULATOR-Klassen ausgeführt werden müssen. Die Generation der Ereignisdatei mit Herwig++ beansprucht in dieser Kette am meisten Zeit. Herwig++ benötigt etwa 3-4 Minuten um 1.000 Ereignisse zu generieren. Durch diesen Schritt wird die Analyse mit CheckMATE pro Parameterpunkt vervielfacht und ist somit gerade für große Parameterräume erheblich zeitaufwändiger als mit SModelS.

7.2 Güte des Ausschluss

Physikalisch betrachtet ist die Genauigkeit der entscheidende Faktor eines Ausschluss. In Abbildung 7.2 sind die mit SModelS und CheckMATE bestimmten Ausschlussgrenzen dargestellt. Es wurden dieselben Parameter wie in Abschnitt 3.4 gewählt. Die mit SModelS und CheckMATE bestimmten Ausschlussgrenzen wurden beide mit der Implementation in Fittino erstellt.

Man sieht, dass die von SModelS bestimmte Ausschlussgrenze konservativ ist, d.h. es wird immer eher etwas zu wenig ausgeschlossen. Somit ist sichergestellt, dass kein Modell fälschlich ausgeschlossen wird. Wie man in Abbildung 7.2 sehen kann, liegt die mit SModelS bestimmte Ausschlussgrenze erheblich unter der tatsächlichen. Somit ist die Grenze zwar nicht direkt falsch, aber der theoretisch bestimmte Ausschluss ermöglicht einem nicht immer ein Modell auszuschließen, obwohl die experimentellen Ergebnisse für einen Ausschluss sprechen. Die Näherung mit Hilfe von vereinfachten Modellen scheint in diesem Fall also nicht ideal zu sein. Besonders fällt auf, dass es für Massenparameter M_0 im Bereich von 600 bis 800 GeV zu einem erheblichen Einschnitt kommt. In diesem Bereich liegen die Massen der Squarks und Gluinos sehr nah beieinander ($m_{\tilde{q}} \simeq m_{\tilde{g}}$). Daher spielt die Squark-Gluino-Produktion eine große Rolle. In den von der ATLAS Kollaboration veröffentlichen Ergebnissen fehlen in diesem Bereich signifikante Zerfälle [21]. Der in Abbildung 7.1a dargestellte Zerfall $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ wird zwar berücksichtigt, allerdings fehlt der wesentlich signifikantere Zerfall $\tilde{g} \rightarrow t\bar{\chi}_1^0$. Da der Ausschluss von SModelS konservativ ist, reichen die vorhandenen Informationen nicht für einen Ausschluss. Die Aussagekraft von SModelS hängt also stark von den vereinfachten Modellen ab, die in den experimentellen Analysen betrachtet werden.



Abbildung 7.1: Der linke Prozess wird in der ATLAS Analyse für den M_0 -Bereich zwischen 600-800 GeV berücksichtigt. Wohingegen der signifikante rechte Prozess fehlt. Dies führt zu einem Einschnitt in der von SModelS ermittelten Ausschlussgrenze.

Der mit CheckMATE ermittelte Ausschlussbereich für die führende Ordnung ist in Abbildung 7.2b dargestellt. Man sieht, dass der Ausschluss deutlich näher an die experimentell ermittelte Grenze kommt. Der Ausschluss liegt immer etwa 50-100 GeV unterhalb der erwarteten Grenze. Somit ist er ebenfalls konservativ. Für diesen Test wurden lediglich 1.000 Ereignisse generiert. Da der Fehler auf den r-Wert von der Monte Carlo Statistik abhängt, sollten die Ereigniszahlen eigentlich in einer Größenordnung von 10.000 liegen. Aus zeitlichen Gründen konnte leider kein genauerer Test durchgeführt werden. Im Ausschlussbereich fehlen zwei Datenpunkte, da ihr r-Wert kleiner als eins ist. Diese Ungenauigkeit folgt vermutlich aus mangelnder Statistik und sollte daher bei einer geeigneten Ereigniszahl nicht auftreten. Um dies zu validieren, wurde der fehlende Punkte bei $M_0 = M_{1/2} = 300$ GeV mehrfach für 1.000 Ereignisse getestet. Hierbei ergaben sich r-Werte zwischen 9.1 und 11.9. Diese Werte entsprechen einem Ausschluss. Die Abweichungen sind zwar nicht so stark, wie in der Analyse aus Abbildung 7.2b, dennoch zeigen sie, dass die statistischen Schwankungen bei geringen Ereigniszahlen einen nicht vernachlässigbaren Einfluss haben. Daher sollten für die Analysen immer ausreichend viele Ereignisse generiert werden. Es ist zu erwarten, dass man mit CheckMATE für die nächst höhere Ordnung noch bessere Ergebnisse erhält. In beiden Fällen liefert CheckMATE eine deutlich bessere Approximation als SModelS. Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen, da CheckMATE eine genauere Analyse durchführt.



Abbildung 7.2: Diese Grafik zeigt die Parameterpunkte, für die der r-Wert von SModelS bzw. CheckMATE größer als eins ist. Somit sind die dargestellten Parameterpunkte ausgeschlossen. In Fittino wurde die $M_0-M_{1/2}$ -Ebene abgelaufen. Die andern Parameter des CMSSM wurden wieder auf tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu = +1$ gesetzt. Die durchgezogene blaue Linie entspricht der beobachteten Grenze, die von der ATLAS Kollaboration ermittelt wurde. Des weiteren ist der Fehler $\pm \sigma_{\text{theory}}^{\text{SUSY}}$ durch die gestrichelte Linie eingetragen.

7.2.1 χ^2 aus SModelS

Wie in Abschnitt 5.2 erläutert, berechnet die verwendete SModelS Version ein χ^2 . Das für die Parameterebene aus Abbildung 7.2a berechnete χ^2 ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Eigentlich sollten nur die Parameterpunkte, für die r > 1 ist ein $\chi^2 > 2.71$ haben. Wie man sieht weichen die Grenzen voneinander ab. Daraus folgt, dass die Berechnung des χ^2 noch fehlerhaft ist. Die in Abschnitt 5.2 beschriebene Methode zur Berechnung des χ^2 beruht auf zahlreichen Näherungen. Da in SModelS obere Grenzen σ_{exp}^{UL} sowie einige signifikante Topologien fehlen [21], sind diese Approximationen oftmals zu ungenau.



Abbildung 7.3: Das von SModelS berechnete χ^2 aus der Analyse in Abbildung 7.2. Es sind die Parameterpunkte für $\chi^2 > 2.71$ dargestellt.

KAPITEL 8

Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden SModelS und CheckMATE genutzt, um eine von der ATLAS Kollaboration veröffentlichte Ausschlussgrenze für das CMSSM zu rekonstruieren. Hierbei hat sich gezeigt, dass die unterschiedlichen Herangehensweisen der beiden Programme verschiedene Vor- und Nachteile mit sich bringen.

Die von SModelS verwendete Methode, bei der die Topologien von vereinfachten Modellen genutzt werden, um die Ausschlussgrenze eines vollständigen Modells zu bestimmen, ist zwar zeitlich effizient, liefert aber keinen idealen Ausschluss. Daher eignet sich SModelS lediglich für eine schnelle, erste Approximation.

Bei einer Analyse mit CheckMATE ist die Vorgehensweise ähnlich, wie bei einer experimentellen Analyse und daher für große Parameterräume deutlich zeitaufwändiger. Dafür liefert CheckMATE bei einer ausreichend großen Ereigniszahl bereits für die führende Ordnung geeignete Resultate. Um in Zukunft noch genauere Ergebnisse mit CheckMATE erzielen zu können, sollte die Implementation für die nächst höhere Ordnung fertiggestellt werden. Die Ergebnisse aus CheckMATE können dann verwendet werden, um beliebige supersymmetrische Modelle zu testen und Fits zu erstellen.

Damit CheckMATE und SModelS möglichst effizient genutzt werden können, wurden beide Programme in Fittino implementiert. Die benötigten Daten müssen in Fittino für jeden Parameterpunkt verfügbar sein. Hierfür wurden zusätzlich Herwig++ und NLL-Fast in Fittino integriert. Diese Implementationen können prinzipiell für alle Analysen verwendet werden, bei denen eine HepMC-Datei sowie der entsprechende totale Wirkungsquerschnitt oder die Wirkungsquerschnitte für die nächst höhere Ordnung benötigt werden.

Veröffentlichen die Kollaborationen in Zukunft zusätzliche Ergebnisse zu vereinfachten Modellen, werden die Ergebnisse mit SModelS besser ausfallen. Um an die Genauigkeit von CheckMATE zu kommen, müssen in SModelS zusätzliche Funktionen eingebaut werden. Sollte sich nichts an der Form der von SModelS generierten Ausgabedatei ändern, funktioniert die CALCULATOR-Klasse auch noch für verbesserte Versionen. Generell ist zu erwarten, dass die meisten Verbesserungen zu einer verlängerten Laufzeit führen werden. Daher ist es unwahrscheinlich, dass SModelS in naher Zukunft an die Genauigkeit von CheckMATE kommt.

ANHANG **A**

Analysen

Ref

[26]

[27]

[28]

[29]

[30]

[31]

[32]

[33]

[34]

[35]

[36]

[37]

11.7 fb⁻¹

Analyse Anzahl SR Beschreibung L atlas_1308_2631 2 2 b-jets + E_T 20.1 fb⁻¹ 2 5.8 fb⁻¹ atlas_conf_2012_104 1 lepton \geq 4 jets + \not{E}_T 10.5 fb^{-1} atlas_conf_2012_147 4 Monojet + E_T 20.5 fb^{-1} atlas_conf_2013_024 3 0 lepton + 6 (2 b-)jets + $\not E_T$ 20.7 fb^{-1} 6 3 leptons + E_T atlas_conf_2013_035 20.3 fb^{-1} 9 0 leptons + 2-6 jets $\not \! E_T$ atlas_conf_2013_047 atlas_conf_2013_049 9 2 leptons + \not{E}_{T} 20.3 fb⁻¹ atlas_conf_2013_061 9 0-1 leptons $+ \ge 3$ b-jets $+ \not E_T$ 20.1 fb⁻¹ 19 1-2 leptons + 3-6 jets + E_T 20.3 fb⁻¹ atlas_conf_2013_062 20.3 fb^{-1} atlas_conf_2013_089 12 2 leptons + jets + E_T 7 19.5 fb⁻¹ + Monojet cms_pas_exo_12_048

59

A.1 Analysen in CheckMATE

cms_1303_2985

Fabelle A.1: Die Schwerpunktenergie	\sqrt{s} ist bei allen	aufgelisteten	Analysen 8	TeV. [24]
-------------------------------------	--------------------------	---------------	------------	-----------

 α_{T} + b jet multiplicity +

A.2 Analysen in SModelS

Analyse	Beschreibung	L	Tx Namen	Ref
ATLAS-SUSY-2013-02	0 leptons + 2-6 jets + $E_{\rm T}$	20.3 fb ⁻¹	T1,T2	[14]
ATLAS-SUSY-2013-04	0 leptons $+ \ge 7-10$ jets $+ \not E_T$	20.3 fb^{-1}	T1tttt	[38]
ATLAS-SUSY-2013-05	0 leptons + 2 b-jets + $E_{\rm T}$	20.1 fb ⁻¹	T2bb	[26]
ATLAS-SUSY-2013-11	2 leptons (e, μ) + $\not E_T$	20.3 fb^{-1}	TChiWZ, TSlepSlep	[39]
ATLAS-SUSY-2013-12	3 leptons (e, μ , τ) + 2-6 jets + $\not\!\!E_T$	20.3 fb ⁻¹	TChiWH, TChiWZ(off)	[40]
ATLAS-SUSY-2013-14	$2 \text{ taus} + 2-6 \text{ jets} + \not{E}_{T}$	20.3 fb ⁻¹	TStauStau	[41]
ATLAS-SUSY-2013-15	1 leptons + 4(1 b-)jets + E_T	20.3 fb ⁻¹	T2tt, T2bbWW	[42]
ATLAS-SUSY-2013-19	2 leptons + (b)jets + E_T	20.3 fb ⁻¹	T2tt, T2bbWW, T6bbWW	[43]
ATLAS-CONF-2012-105	2 SS leptons $+ \ge 4$ jets $+ \not E_T$	5.7 fb ⁻¹	T1tt	[44]
ATLAS-CONF-2012-007	2 SS leptons + 0-3 b-jets + E_T	20.7 fb ⁻¹	T1tt	[45]
ATLAS-CONF-2012-024	0 leptons + $6(2 \text{ b-})$ jets + E_T	20.5 fb ⁻¹	T2tt	[29]
ATLAS-CONF-2012-061	0-1 leptons $+ \ge 3$ b-jets $+ \not E_T$	20.1 fb ⁻¹	T1bbbb, T1tttt	[33]
ATLAS-CONF-2012-065	2 leptons + (b)jets + E_T	20.3 fb^{-1}	T2tt	[46]
CMS-SUS-12-024	0 leptons $+ \ge 3(1b)$ jets $+ \not E_T$	19.4 fb ⁻¹	T1bbbb, T1tttt(off), T5tttt	[47]
CMS-SUS-12-028	jets + $E_{\rm T}$, $\alpha_{\rm T}$	11.7 fb ⁻¹	T1, T1bbbb, T1tttt, T2, T2bb	[37]
CMS-SUS-13-002	\geq leptons (+jets) + $\not E_T$	19.5 fb ⁻¹	T1tttt	[48]
CMS-SUS-13-006	EW productions with decays	19.5 fb ⁻¹	T1bbbb, T1tttt(off), T5tttt	[49]
	to leptons, W, Z and Higgs		TChiChipmSlepL,	
			TChiTChiSlepStau	
CMS-SUS-13-007	1 leptons $+ \ge 2b$ -jets $+ \not E_T$	19.3 fb ⁻¹	T1tttt(off)	[50]
CMS-SUS-13-011	1 leptons $+ \ge 4(1b)$ jets $+ \not E_T$	19.5 fb ⁻¹	T2tt, T6bbWW	[51]
CMS-SUS-13-012	jet multiplicity + H_T	19.5 fb ⁻¹	T1, T1tttt(off), T2	[52]
CMS-SUS-13-013	2 SS leptons + (b-)jets + $\not E_T$	19.5 fb ⁻¹	T1tttt(off)	[53]
CMS-PAS-SUS-13-008	3 leptons + (b)jets + E_T	19.5	T6ttWW, T1tttt	[54]
CMS-PAS-SUS-13-016	2 OS leptons $+ \ge 4(2b)jets + \not E_T$	19.7	T1tttt(off)	[55]
CMS-PAS-SUS-13-018	1-2b-jets + E_T , M _{CT}	19.4	T2bb	[56]
CMS-PAS-SUS-13-019	hadronic M _{T2}	19.5	T1, T1bbbb, T1tttt(off),	[57]
			T2, T2tt, T2bb	
CMS-PAS-SUS-14-011	razor with b-jets	19.3	T1bbbb, T1tttt(off), T2tt	[58]

Tabelle A.2: Die Schwerpunktenergie \sqrt{s} ist bei allen aufgelisteten Analysen 8 TeV. [19]

anhang B

CHECKMATE2Calculator

Der unten aufgeführte Programmcode ist ein Beispiel für eine CALCULATOR-Klasse. Er entspricht nicht exakt dem in Fittino implementierten Code. In diesem Fall handelt es sich um eine Klasse, die Check-MATE für die führende Ordnung ausführt. Hierbei werden alle für CheckMATE verfügbaren ATLAS-Analysen berücksichtigt. Sowohl der r- als auch der CL-Wert werden zur Fittino-Ausgabedatei hinzugefügt.

```
#include <iostream>
 1
 2
       #include <boost/property_tree/ptree.hpp>
       #include <fstream>
 3
       #include <boost/lexical cast.hpp>
 4
 5
       #include <boost/algorithm/string.hpp>
 6
 7
       #include "Executor.h"
 8
       #include "SimplePrediction.h"
       #include "CheckMATE2Calculator.h"
 9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
       Fittino::CheckMATE2Calculator::CheckMATE2Calculator( const ModelBase* model, const boost::property_tree::ptree& ptree )

    ¡
    ·
    CalculatorBase( model, &ptree ) {

            SetName( "CheckMATE2Calculator" );
            SetTag( "CheckMATE2" );
        AddQuantity(new SimplePrediction( "r", "", _r));
AddQuantity(new SimplePrediction("cl", "", _cl));
      L
     Fittino::CheckMATE2Calculator::~CheckMATE2Calculator() {
      L,
```

Abbildung B.1: Konstruktor und Destruktor der Klasse werden aufgerufen

```
27
       pvoid Fittino::CheckMATE2Calculator::CalculatePredictions() {
28
29
               double xsec = _model->GetCollectionOfQuantities().At("Herwigpp_Total Xsec")->GetValue();
30
               std::string Xsec = boost::lexical_cast<std::string>(xsec);
31
               std::string Xsec_unit = Xsec + "*NB";
32
33
34
               std::string inputfile = "../bin/LHC-MSSM.hepmc";
35
              Executor executor( "../CheckMATE-1.1.16/bin/CheckMATE", "CheckMATE");
executor.AddArgument( "-n" );
executor.AddArgument( "/lustre/user/range/fittino/bin/Last_Run" );
executor.AddArgument( "-a" );
executor.AddArgument( "atlas" );
executor.AddArgument( "-cl" );
executor.AddArgument( "-cl" );
36
37
38
39
40
41
42
43
               executor.AddArgument( "-oe" );
               executor.AddArgument( "overwrite" );
44
45
               executor.AddArgument( "-p" );
               executor.AddArgument( "leading order" );
               executor.AddArgument( "-xs" );
executor.AddArgument( "-xs" );
executor.AddArgument( Xsec_unit );
46
47
48
               executor.AddArgument( "-xse" );
executor.AddArgument( "0*NB" );
49
50
               executor.AddArgument( inputfile );
51
                executor.Execute();
52
```

Abbildung B.2: CheckMATE wird ausgeführt



Abbildung B.3: r- und CL-Wert werden zur Ausgabedatei hinzugefügt

Literatur

- [1] D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles (2008) (siehe S. 3).
- [2] M. Thomson, *Modern Particle Physics*, 1. Aufl., Camebridge University Press, 2013 (siehe S. 4).
- S. P. Martin, A Supersymmetry primer, Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. 21 (2010) 1–153, arXiv: hep-ph/9709356 [hep-ph] (siehe S. 6, 8, 9).
- [4] K. Jakobs, https://portal.unifreiburg.de/jakobs/dateien/vorlesungsdateien/wpf2hadroncollider/kap09 (Abgerufen am 24.Juni 2015) (siehe S. 7).
- [5] O. Ricken, Development and Analysis of Simplified Models in the Search for Supersymmetry with Tau Leptons in the Finale State at the ATLAS Experiment (November 2013) (siehe S. 8, 10, 14).
- [6] S. Kraml u. a., SModelS: a tool for interpreting simplified-model results from the LHC and its application to supersymmetry, Eur.Phys.J. C74 (2014) 2868, arXiv: 1312.4175 [hep-ph] (siehe S. 10).
- [7] ATLAS, http://atlas.ch/photos/full-detector-cgi.html (Abgerufen am 24.Juni 2015) (siehe S. 11, 12).
- [8] SiLab, Skript zum Versuch 520 Halbleiterdetektoren (26. März 2015) 1–55 (siehe S. 11, 12).
- [9] P. Schieferdeckers, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewfile/Sandbox/Lecture? rev=1;filename=Philipp_Schieferdeckers_Lecture.pdf (Abgerufen am 24.Juni 2015) (siehe S. 13).
- [10] M. Cacciari, G. P. Salam und G. Soyez, *The Anti-k(t) jet clustering algorithm*, JHEP 0804 (2008) 063, arXiv: 0802.1189 [hep-ph] (siehe S. 13).
- [11] J. de Favereau u. a.,
 DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment,
 JHEP 1402 (2014) 057, arXiv: 1307.6346 [hep-ex] (siehe S. 14).
- [12] M. Bahr u. a., *Herwig++ Physics and Manual*, Eur.Phys.J. C58 (2008) 639–707, arXiv: 0803.0883 [hep-ph] (siehe S. 14).
- [13] M. Böhler, *Exclusive search for supersymmetry with same-flavour di-lepton final states with the ATLAS detector*, 2012 (siehe S. 14).
- [14] G. Aad u. a., Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using √s = 8 TeV proton–proton collision data, JHEP 1409 (2014) 176, arXiv: 1405.7875 [hep-ex] (siehe S. 15–18, 40).
- [15] A. L. Read, Presentation of search results: The CL(s) technique, J.Phys. G28 (2002) 2693–2704 (siehe S. 16).

[16]	G. Cowan u. a., Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics, Eur.Phys.J. C71 (2011) 1554, arXiv: 1007.1727 [physics.data-an] (siehe S. 16).
[17]	Fittino, http://fittino-doc.physik.uni-bonn.de (Abgerufen am 24.Juni 2015) (siehe S. 19).
[18]	P. Bechtle u. a., Constrained Supersymmetry after two years of LHC data: a global view with Fittino, JHEP 1206 (2012) 098, arXiv: 1204.4199 [hep-ph] (siehe S. 19).
[19]	S. Kraml u. a., <i>SModelS v1.0: a short user guide</i> (2014), arXiv: 1412.1745 [hep-ph] (siehe S. 21, 22, 40).
[20]	A. Azatov, R. Contino und J. Galloway, <i>Model-Independent Bounds on a Light Higgs</i> , JHEP 1204 (2012) 127, arXiv: 1202.3415 [hep-ph] (siehe S. 22).
[21]	J. Sonneveld, <i>Simplified Models and the Interpretation of Supersymmetry Searches</i> (Veröffentlichung erfolgt voraussichtlich Ende 2015) 1–203 (siehe S. 22, 34, 36).
[22]	B. Allanach u. a., <i>SUSY Les Houches Accord 2</i> , Comput.Phys.Commun. 180 (2009) 8–25, arXiv: 0801.0045 [hep-ph] (siehe S. 24).
[23]	J. Alwall u. a., <i>A Standard format for Les Houches event files</i> , Comput.Phys.Commun. 176 (2007) 300–304, arXiv: hep-ph/0609017 [hep-ph] (siehe S. 25).
[24]	M. Drees u. a., <i>CheckMATE: Confronting your Favourite New Physics Model with LHC Data</i> , Comput.Phys.Commun. 187 (2014) 227–265, arXiv: 1312.2591 [hep-ph] (siehe S. 25, 26, 39).
[25]	M. Kraemer, http://web.physik.rwth- aachen.de/service/wiki/bin/view/Kraemer/SquarksandGluinos (Abgerufen am 24.Juni 2015) (siehe S. 28).
[26]	G. Aad u. a., Search for direct third-generation squark pair production in final states with missing transverse momentum and two b-jets in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS detector, JHEP 1310 (2013) 189, arXiv: 1308.2631 [hep-ex] (siehe S. 39, 40).
[27]	Search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 8$ TeV in final states with jets, missing transverse momentum and one isolated lepton (2012) (siehe S. 39).
[28]	Search for New Phenomena in Monojet plus Missing Transverse Momentum Final States using 10fb-1 of pp Collisions at sqrts=8 TeV with the ATLAS detector at the LHC (2012) (siehe S. 39).
[29]	Search for direct production of the top squark in the all-hadronic ttbar + etmiss final state in 21 fb-1 of p-pcollisions at $sqrt(s)=8$ TeV with the ATLAS detector (2013) (siehe S. 39, 40).
[30]	Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in $21 fb^{-1}$ of pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector (2013) (siehe S. 39).
[31]	M. Marjanovic, Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 20.3 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 8$ TeV proton-proton collision data (2014), arXiv: 1408.5857 [hep-ex] (siehe S. 39).

- [32] T. A. collaboration, Search for direct-slepton and direct-chargino production in final states with two opposite-sign leptons, missing transverse momentum and no jets in 20/fb of pp collisions at sqrt(s) = 8 TeV with the ATLAS detector (2013) (siehe S. 39).
- [33] T. A. collaboration, Search for strong production of supersymmetric particles in final states with missing transverse momentum and at least three b-jets using 20.1 fb-1 of pp collisions at sqrt(s) = 8 TeV with the ATLAS Detector. (2013) (siehe S. 39, 40).
- [34] G. Aad u. a., Search for squarks and gluinos in events with isolated leptons, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, JHEP **1504** (2015) 116, arXiv: 1501.03555 [hep-ex] (siehe S. 39).
- [35] T. A. collaboration, Search for strongly produced supersymmetric particles in decays with two leptons at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (2013) (siehe S. 39).
- [36] Search for new physics in monojet events in pp collisions at sqrt(s) = 8 TeV(2013) (siehe S. 39).
- [37] S. Chatrchyan u. a., Search for supersymmetry in hadronic final states with missing transverse energy using the variables α_T and b-quark multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, Eur.Phys.J. **C73**.9 (2013) 2568, arXiv: 1303.2985 [hep-ex] (siehe S. 39, 40).
- [38] G. Aad u. a., Search for new phenomena in final states with large jet multiplicities and missing transverse momentum at √s=8 TeV proton-proton collisions using the ATLAS experiment, JHEP 1310 (2013) 130, arXiv: 1308.1841 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [39] G. Aad u. a., Search for direct production of charginos, neutralinos and sleptons in final states with two leptons and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, JHEP **1405** (2014) 071, arXiv: **1403.5294** [hep-ex] (siehe S. 40).
- [40] G. Aad u. a., Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in √s = 8TeV pp collisions with the ATLAS detector, JHEP 1404 (2014) 169, arXiv: 1402.7029 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [41] G. Aad u. a., Search for the direct production of charginos, neutralinos and staus in final states with at least two hadronically decaying taus and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, JHEP **1410** (2014) 96, arXiv: **1407.0350** [hep-ex] (siehe S. 40).
- [42] G. Aad u. a., Search for top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS detector, JHEP 1411 (2014) 118, arXiv: 1407.0583 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [43] G. Aad u. a., Search for direct top-squark pair production in final states with two leptons in pp collisions at √s = 8TeV with the ATLAS detector, JHEP 1406 (2014) 124, arXiv: 1403.4853 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [44] Search for Supersymmetry in final states with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at sqrts=8 TeV (2012) (siehe S. 40).
- [45] Search for strongly produced superpartners in final states with two same sign leptons with the ATLAS detector using 21 fb-1 of proton-proton collisions at sqrt(s)=8 TeV. (2013) (siehe S. 40).
- [46] T. A. collaboration, Searches for direct scalar top pair production in final states with two leptons using the stransverse mass variable and a multivariate analysis technique in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions using 20.3 fb⁻¹ of ATLAS data (2013) (siehe S. 40).

- [47] S. Chatrchyan u. a., Search for gluino mediated bottom- and top-squark production in multijet final states in pp collisions at 8 TeV, Phys.Lett. B725 (2013) 243–270, arXiv: 1305.2390 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [48] S. Chatrchyan u. a., Search for anomalous production of events with three or more leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, Phys.Rev. **D90** (2014) 032006, arXiv: 1404.5801 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [49] V. Khachatryan u. a., Searches for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons decaying to leptons and W, Z, and Higgs bosons in pp collisions at 8 TeV, Eur.Phys.J. C74.9 (2014) 3036, arXiv: 1405.7570 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [50] S. Chatrchyan u. a., Search for supersymmetry in pp collisions at √s=8 TeV in events with a single lepton, large jet multiplicity, and multiple b jets, Phys.Lett. B733 (2014) 328–353, arXiv: 1311.4937 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [51] S. Chatrchyan u. a., Search for top-squark pair production in the single-lepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, Eur.Phys.J. C73.12 (2013) 2677, arXiv: 1308.1586 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [52] S. Chatrchyan u. a., Search for new physics in the multijet and missing transverse momentum final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, JHEP **1406** (2014) 055, arXiv: 1402.4770 [hep-ex] (siehe S. 40).
- [53] S. Chatrchyan u. a., Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, JHEP 1401 (2014) 163, arXiv: 1311.6736 (siehe S. 40).
- [54] C. Collaboration, Search for supersymmetry in pp collisions at sqrt(s) = 8 TeV in events with three leptons and at least one b-tagged jet (2013) (siehe S. 40).
- [55] C. Collaboration, Search for supersymmetry in pp collisions at sqrt(s) = 8 Tev in events with two opposite sign leptons, large number of jets, b-tagged jets, and large missing transverse energy. (2013) (siehe S. 40).
- [56] C. Collaboration, Search for direct production of bottom squark pairs (2014) (siehe S. 40).
- [57] C. Collaboration, *Search for supersymmetry in hadronic final states using MT2 with the CMS detector at sqrt(s) = 8 TeV (2014)* (siehe S. 40).
- [58] C. Collaboration, Exclusion limits on gluino and top-squark pair production in natural SUSY scenarios with inclusive razor and exclusive single-lepton searches at 8 TeV. (2014) (siehe S. 40).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Teilchen des Standardmodells	4
2.2	Auf der linken Seite sind die Teilchen, die das Standardmodell nach den MSSM enthal- ten müsste und rechts die supersymmetrischen Teilchen. Supersymmetrische Teilchen werden in der Kurzschreibweise mit einer Tilde über dem Kürzel des Partnerteilchens im Standardmodell gekennzeichnet.	6
2.3	Aus der elektroschwachen Vereinheitlichung folgt, dass die Austauschteilchen der elek- tromagnetischen und schwachen Wechselwirkung durch das Mischen von drei W_i - und einem B-Boson entstehen. Die W_i - und B-Bosonen haben entsprechende Superpart- ner, die mit den Superpartnern der fünf Higgs-Bosonen mischen. Daraus entstehen vier Neutralinos χ^0 und jeweils zwei Charginos χ^{\pm} , die die entsprechenden Superpartner der Teilchen sind, aus denen sie <i>gemischt</i> wurden.	7
2.4	Schematische Darstellung der Topologie einer Squark-Squark-Produktion in einem su- persymmetrischen Modell. Aus einem Gluon entsteht ein Squark-Paar, das in einer Zerfallskette jeweils zu einem supersymmetrischen (rot) und einem Standardmodell- Teilchen (blau) zerfällt. Vorlage war ein Diagramm aus [5]	8
2.5	Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_x^{-1} von der Energieskala Q; Dieser Graph beruht auf einer Abbildung aus [3].	9
2.6	$Fermionische\ (links)\ und\ bosonische\ (rechts)\ Schleifenkorrekturen\ zur\ Higgs-Masse.$	9
3.1	Gesamtaufbau des ATLAS-Detektors [7]	12
3.2	Diese Darstellung zeigt ein Beispiel für ausgesandte Strahlung des Anfangszustands (grün) und des Endzustands (grau) bei einer Proton-Proton-Kollision.	14
3.3	Gluino-Gluino-Produktion in einem von der ATLAS-Kollaboration verwendeten ver- einfachten Modell. Die Abbildung wurde nach einer Abbildung aus [14] erstellt.	15
3.4	In diesem Histogramm ist die Verteilung der effektiven Masse m _{eff} für eine 4-Jet-Signal- Region zu sehen. Das Histogramm zeigt den erwarteten Monte Carlo Untergrund, der auf den Wirkungsquerschnitt mal der Lominosität normiert wurde. Im unteren Kasten ist die experimentelle systematische und Monte Carlo statistische Unsicherheit in gelb dargestellt. Die grünen Fehlerbalken beinhalten zusätzlich die Unsicherheit der theore- tischen Modulation. Durch die Pfeile werden die Werte gekennzeichnet, unter denen die Bedingungen auf m _{eff} angewandt werden. Des weiteren sind die erwarteten Verteilungen	16
	Tur die betrachteten vereinfachten Modelle dargestellt. [14]	10

3.5	Diese Ausschlussgrenze wurde von der ATLAS Kollaboration für die $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion $(\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0)$ bestimmt. Der Bereich unterhalb der dunkelroten Linie entspricht dem experimentell ausgeschlossenen Parameterbereich, wobei die gestrichelte rote Linie dem konstanten Fehlerbereich der Theorie entspricht. Die blaue, gestrichelte Linie entspricht der erwarteten Grenze 95% CL und die darum liegende gelbe Fläche dem erwarteten 1 σ Fehlerbereich dieser Grenze. Der blaue Bereich zeigt Ergebnisse aus älteren ATLAS	15
3.6	Analysen. [14]	17
5.1 5.2	Schematische Darstellung des Arbeitsprinzips von SModelS. Diese Darstellung beruht auf einem Diagramm aus [19]	22 24
6.1	Flussdiagramm der ausgeführten Arbeitsprozesse. Diese Darstellung beruht auf einem	
6.2	Diagramm aus [24]. Flussdiagramm der ausgeführten Arbeitsprozesse im Fittino Links ist die Masse des Gluino und rechts die des Stop, in der Mo-Muz-Ebene darge-	26 27
6.5	stellt. Hierbei sind tan β = 30, A ₀ = -2M ₀ und sign μ > 1	29
6.5	der $M_0-M_{1/2}$ -Ebene dargestellt. Hierbei sind tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu > 1$ Mit NLL-Fast berechnete Wirkungsquerschnitte (NLL+NLO) in der $M_0-M_{1/2}$ -Ebene des CMSSM für verschiedene Produktionen. Hierbei sind tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und	29
6.6	sign $\mu > 1$	29 30
7.1	Der linke Prozess wird in der ATLAS Analyse für den M_0 -Bereich zwischen 600-800 GeV berücksichtigt. Wohingegen der signifikante rechte Prozess fehlt. Dies führt zu	
7.2	einem Einschnitt in der von SModelS ermittelten Ausschlussgrenze Diese Grafik zeigt die Parameterpunkte, für die der r-Wert von SModelS bzw. Check-MATE größer als eins ist. Somit sind die dargestellten Parameterpunkte ausgeschlossen. In Fittino wurde die M_0 - $M_{1/2}$ -Ebene abgelaufen. Die andern Parameter des CMSSM wurden wieder auf tan $\beta = 30$, $A_0 = -2M_0$ und sign $\mu = +1$ gesetzt. Die durchgezogene blaue Linie entspricht der beobachteten Grenze, die von der ATLAS Kollaboration ermittelt wurde. Des weiteren ist der Fehler $\pm \sigma_{\text{theory}}^{\text{SUSY}}$ durch die gestrichelte Linie eingetragen	34
7.3	Das von SModelS berechnete χ^2 aus der Analyse in Abbildung 7.2. Es sind die Parameterpunkte für $\chi^2 > 2.71$ dargestellt.	35 36
В.1 в 2	Konstruktor und Destruktor der Klasse werden aufgerufen	41
в.2 В.3	r- und CL-Wert werden zur Ausgabedatei hinzugefügt	42 42