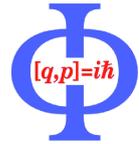




GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT  
GÖTTINGEN



## Bachelorarbeit

# Suche nach Supersymmetrie am LHC: Untergrundstudien in Multilepton-Endzuständen

## Search for Supersymmetry at LHC: Studies of Background in Multilepton Final States

angefertigt von

**Eric Drechsler**

aus Greiz

am II. Physikalischen Institut

**Arbeitsnummer:** II.Physik-UniGö-BSc-2010/10

**Bearbeitungszeit:** 6. April 2010 bis 19. Juli 2010

**Erstgutachter/in:** Dr. Carsten Hensel

**Zweitgutachter/in:** Prof. Dr. Arnulf Quadt



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Grundlagen der Quantenfeldtheorie . . . . .	3
2.2. Lagrangeformalismus und Eichtheorien . . . . .	5
2.2.1. Symmetrien, Noether-Theorem und Eichtheorien . . . . .	5
2.2.2. Quantenelektrodynamik . . . . .	6
2.2.3. Quantenchromodynamik . . . . .	8
2.2.4. Elektroschwache Wechselwirkung und Higgs-Mechanismus . . . . .	9
2.3. Das Standardmodell . . . . .	10
2.3.1. Übersicht . . . . .	10
2.3.2. Unzulänglichkeiten . . . . .	11
2.4. Supersymmetrie . . . . .	14
2.4.1. SUSY-Algebra . . . . .	14
2.4.2. Superlagrangedichte . . . . .	15
2.4.3. MSSM, Mischung und R-Parität . . . . .	16
2.4.4. SUSY-Brechung . . . . .	18
2.4.5. mSUGRA . . . . .	20
2.4.6. Mischung . . . . .	21
2.4.7. SM-Unzulänglichkeiten unter SUSY-Perspektive . . . . .	22
<b>3. Das ATLAS-Experiment am LHC</b>	<b>25</b>
3.1. LHC . . . . .	25
3.2. ATLAS-Experiment . . . . .	26
3.2.1. Überblick, Aufbau und Koordinatensystem . . . . .	26
3.2.2. Innerer Detektor . . . . .	27
3.2.3. Kalorimeter . . . . .	28
3.2.4. Myonspektrometer . . . . .	29
3.2.5. Magnetsystem . . . . .	31

3.2.6. Triggersystem . . . . .	31
<b>4. Analysen</b>	<b>33</b>
4.1. Monte Carlo Simulationen . . . . .	33
4.1.1. Ereignisgeneration . . . . .	33
4.1.2. Detektorsimulation . . . . .	34
4.2. Myonrekonstruktionseffizienz am ATLAS-Detektor . . . . .	35
4.2.1. Myon-Rekonstruktionsalgorithmen . . . . .	35
4.2.2. Tag and Probe-Methode . . . . .	36
4.2.3. Matching . . . . .	37
4.2.4. Identifikationscuts . . . . .	38
4.2.5. Myonrekonstruktionseffizienz des Inneren Detektors . . . . .	39
4.2.6. Rekonstruktionseffizienz des Myonspektrometers . . . . .	41
4.2.7. Myon-Rekonstruktionseffizienz . . . . .	43
4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$ . . . . .	45
4.3.1. $\tilde{\chi}_2^0$ -Produktion am LHC . . . . .	45
4.3.2. Eigenschaften der $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow l^\pm l^\mp \tilde{\chi}_1^0$ -Zerfallskette . . . . .	46
4.3.3. Kombinatorischer Untergrund . . . . .	48
4.3.4. Statistische Subtraktion . . . . .	49
4.3.5. Subtraktion auf Truthniveau . . . . .	50
4.3.6. Subtraktion auf Match-Reconiveau . . . . .	53
4.3.7. Subtraktion auf Reconiveau . . . . .	54
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>59</b>
<b>A. Identifikations- und Match-Schnitte TnP</b>	<b>61</b>
<b>B. Parameterverhältnisse für verschiedene Schnitte</b>	<b>63</b>
<b>C. ISASUGRA-Output</b>	<b>65</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>66</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>69</b>
<b>Literatur</b>	<b>70</b>
<b>Danksagung</b>	<b>77</b>

# 1. Einleitung

Seit den ersten Schritten der modernen Elementarteilchenphysik, wie den RUTHERFORDSchen Streuversuchen 1911 [1], hat sich im Bereich der kleinsten Teilchen viel getan. Aus unteilbaren Atomen wurden Nukleonen und Elektronen, aus Nukleonen Verbindungen aus Quarks und Gluonen und damit einhergehend entstand ein ganzer Teilchenzoo. Ebenso wie der Teilchenhaushalt mussten auch die physikalischen Modelle zur Beschreibung der Beobachtungen und Vorhersage neuer Ergebnisse verändert werden. Derzeit, 2010, ist das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik*, eine Quantenfeldtheorie, die Theorie, welche den Großteil der Ergebnisse der modernen Teilchenphysik korrekt beschreibt und als Grundlage herangezogen wird.

Doch wie auch schon RUTHERFORDS Atommodell durch das BOHRsche Atommodell [2] abgelöst wurde, wird auch das Standardmodell eine Erweiterung erfahren müssen - viele, mit der jetzigen Version schwerlich vereinbare Beobachtungen erfordern ein Umdenken. Einige Mängel sind zum Beispiel das Ausbleiben der, aus physikalisch-ästhetischer Sicht wünschenswerten Vereinheitlichung der Kräfte bei sehr hohen Energien. Auch die Implementierung der gravitativen Wechselwirkung ist nur über Erweiterungen möglich. Selbst disziplinübergreifend existieren Unzulänglichkeiten - es gibt astrophysikalische Beobachtungen, die den Schluss auf die Existenz so genannter *dunkler Materie* zulässt, die den Großteil der Materie des Universums bilden könnte. Für eine solche, nicht direkt sichtbare Materie gibt es bis dato noch keine erwiesene Erklärung.

Das Standardmodell nutzt das Prinzip der Symmetrie. Wie EMMY NOETHER in dem nach ihr benannten *Noether-Theorem* zeigte, ist jede physikalische Erhaltungsgröße direkt mit einer kontinuierlichen Symmetrie verknüpft. Das fundamentale Symmetrieprinzip wird auch von der, seit den 1970ern bekannten *Supersymmetrie* benutzt. Die Supersymmetrie erlaubt Transformationen zwischen Bosonen und Fermionen und impliziert damit eine Vielzahl neuer Teilchen, die *Superpartner* der bekannten Teilchen. 1981 gelang es SAVAS DIMOPOULOS und HOWARD GEORGI das Standardmodell zum so genannten *Minimal Supersymmetric Standard Modell* (MSSM) zu erweitern [3], welches neben den geübten Symmetrien die Supersymmetrie implizierte. In diesem Modell können viele Probleme des Standardmodells gelöst werden. So ist das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP)

## 1. Einleitung

möglicherweise ein Kandidat für die dunkle Materie. Die Extraktion einer, für die Bestimmung der Masse dieses Teilchens sehr wichtigen Größe ist ein Ziel dieser Arbeit.

Da bisher noch keine Superpartner entdeckt wurden, sind die Hoffnungen auf den *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN in Genf gerichtet. Mit bisher unerreichter Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV sollen dort Protonen kollidieren und neue Erkenntnisse und Teilchen liefern. Der Mehrzweckdetektor ATLAS ist der größte Detektor am LHC und in der Lage neue Physik, also beispielsweise supersymmetrischer Teilchen und Higgs-Bosonen über deren Zerfallsprodukte zu detektieren.

Da zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit eine für Analysen unzureichende Menge LHC-Daten vorliegt, wird im Folgenden auf Monte-Carlo-Ereignisse, also Computersimulationen, zurückgegriffen. Dabei werden sowohl die Ereignisse, als auch der Detektionsvorgang am ATLAS-Detektor simuliert, was einen direkten Vergleich zu kommenden, echten Daten ermöglicht.

Nach dieser Einleitung folgt ein kurzer Überblick über das Standardmodell und der Grundlagen der Quantenfeldtheorie, gefolgt von der Erläuterung der, für diese Arbeit wichtigen Supersymmetrie-Aspekten und des MSSM. Anschließend wird kurz der LHC-Speicherring vorgestellt und der ATLAS-Detektor, insbesondere das Myonspektrometer, beschrieben. Danach werden die Ergebnisse der Rekonstruktionseffizienz für Myonen am ATLAS-Detektor präsentiert, um dann schließlich die kinematische Endkante der Zerfallskette  $\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$  mittels Untergrundsubtraktion zu extrahieren.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. Grundlagen der Quantenfeldtheorie

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts sahen sich verschiedene Physiker mit Phänomenen konfrontiert, die einer einheitlichen Erklärung entbehrten. 1925 gelang die Formulierung der modernen, nichtrelativistischen *Quantenmechanik*. Sie fand Begründung in 2 äquivalenten Formulierungen - der *Schrödingerschen Wellenmechanik* nach ERWIN SCHRÖDINGER und der *Matrizenmechanik* von WERNER HEISENBERG, MAX BORN und PASCAL JORDAN. Mit der *Kopenhagener Interpretation*, der Vereinigung der Quantenmechanik mit der speziellen Relativitätstheorie durch PAUL DIRAC und der Axiomatisierung der Theorie durch JOHN VON NEUMANN wurden die Türen für eine neue Art der Physik geöffnet und Erkenntnisse gewonnen, die noch heute Bestand haben [4–8].

Die Schrödingersche Wellenmechanik basiert auf der Schrödingergleichung für ein Teilchen mit Wellenfunktion  $\psi(\vec{x}, t)$ . So genannte *Observablen*, Eigenwerte von *Operatoren*, werden dabei als physikalische Messgrößen interpretiert.

Da diese Theorie nichtrelativistisch ist, begannen sofort Bestrebungen die Aspekte der speziellen Relativitätstheorie einzuflechten. So entwickelten OSKAR KLEIN und WALTER GORDON die *Klein-Gordon-Gleichung*

$$\left(\partial^\mu \partial_\mu + m^2\right) \phi(x) = 0 \quad (2.1)$$

für ein freies relativistisches Teilchen mit Wellenfunktion  $\phi(x) = \phi(\vec{x}, t) \in \mathcal{H}$ , was, wie sich später herausstellte, Spin 0 tragen und damit ein *Boson* sein muss. Dies impliziert Mesonen, wie beispielsweise das Pion  $\pi^0$ .

PAUL DIRAC entdeckte kurze Zeit später eine analoge Gleichung für *Fermionen*  $\psi(x) \in \mathcal{H}$  mit Spin  $1/2$  - die DIRAC-Gleichung

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0 \quad (2.2)$$

mit  $4 \times 4$ -Matrizen  $\gamma^\mu$ , die der *Clifford-Algebra*  $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2\eta^{\mu\nu}$  genügen. Die Lösungen der Diracgleichung (2.2) werden *Spinoren* genannt. Beide relativistischen Gleichungen

## 2. Theoretische Grundlagen

sind lorentzinvariant [9].

Zwar war der Schritt zum lorentzkovarianten Analogon zur Schrödingergleichung ein großer Erfolg, doch nicht ohne Verständnisprobleme. Die damalige Interpretation der Lösungen negativer Energien der Diracgleichung, als *Antiteilchen* im *Diracsee* [10] erschienen unter damaligen Vorraussetzungen noch recht willkürlich. Auch sind beide Ansätze nicht in der Lage, Systeme mit schwankender Teilchenzahl, also Teilchenerzeugung und -vernichtung zu beschreiben.

Durch eine Neuinterpretation der Gleichungen als *Feldgleichungen*, gelang es die Probleme elegant zu lösen und die Wege für die heute noch aktuelle *Quantenfeldtheorie* zu ebnen. Die Lösungen sind nun keine Wellenfunktionen im Hilbertraum mehr, sondern quantisierte *Feldoperatoren* im *Fockraum*  $\mathcal{F} = \otimes_i \mathcal{H}$ . Dazu werden die fouriertransformierten Lösungen der Gleichungen (2.1) und (2.2) als Operatoren betrachtet. Durch Integration über alle möglichen Zustände entsteht ein Feld, ein physikalisches Objekt, dass jedem Raumpunkt eine messbare physikalische Größe zuordnet. Die Feldoperatoren werden also dargestellt als Superposition von Einteilchenlösungen der jeweiligen Gleichungen, mit Amplituden, die als Erzeuger- und Vernichteroperatoren der durch das Feld beschriebenen Teilchen interpretiert werden. So erzeugt  $\hat{a}^\dagger(k) \in \mathcal{F}$  ein Boson, während  $\hat{a}(k)$  eins vernichtet. Für Spinoren erzeugt  $\hat{b}_s^\dagger(k)$  ein Elektron mit Spin  $1/2$  und  $\hat{d}_s(k)$  ein Positron, die zum Elektron analoge Lösung negativer Energie, ebenfalls mit Spin  $1/2$ .

Insgesamt erhält man die Feldoperatoren

Typ	Feldoperator
Skalar (Spin 0)	$\hat{\phi}(x) = \int \frac{d^3k}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega_k}} \left( \hat{a}(k)e^{-ik^\mu x_\mu} + \hat{a}^\dagger(k)e^{ik^\mu x_\mu} \right) \quad (2.3)$
Spinor (Spin $\frac{1}{2}$ )	$\hat{\psi}(x) = \sum_{s=1,2} \int \frac{d^3p}{\sqrt{(2\pi)^3}} \sqrt{\frac{m}{\omega_k}} \left( \hat{b}_s(k)u_s(k)e^{-ik^\mu x_\mu} + \hat{d}_s^\dagger(k)w_s(k)e^{ik^\mu x_\mu} \right) \quad (2.4)$
Photon (Spin 1)	$\hat{A}(x) = \sum_{\lambda=1,2} \int \frac{d^3k}{\sqrt{(2\pi)^3 2\omega_k}} \epsilon(k, \lambda) \left( \hat{a}(k, \lambda)e^{-ik^\mu x_\mu} + \hat{a}^\dagger(k, \lambda)e^{ik^\mu x_\mu} \right) \quad (2.5)$

**Tab. 2.2.:** Feldoperatoren freier Teilchen zu verschiedenen Spins

Der Photonfeldoperator kann dabei analog zu vorigem Vorgehen aus der Quantisierung

der Lösung der *Maxwellgleichungen* erhalten werden. In Gl. (2.5) sind die  $\epsilon(k, \lambda)$  Einheitsvektoren mit  $\epsilon(k, \lambda) \cdot \epsilon(k, \lambda') = \delta_{\lambda\lambda'}$  und symbolisieren die Polarisation des Photons. Es wurde angenommen, dass Quelfreiheit vorliegt, also  $\rho \equiv 0$  und  $\vec{j} \equiv 0$ . Damit ist der übliche Vierervektor mit skalarem Potential  $\phi$  zu Ausdruck (2.5) durch  $A^\mu = (\phi = A^0 \equiv 0, \vec{A})$  gegeben. Allgemein werden Felder mit Spin 1 als *Vektorbosonen* bezeichnet. Detaillierte und weiterführende Informationen zu den Grundlagen der Quantenfeldtheorie sind in [9, 11, 12] zu finden, auf welchen die Ausführungen basieren.

## 2.2. Lagrangeformalismus und Eichtheorien

Um nun tatsächlich die Physik der Elementarteilchen zu beschreiben, also das Standardmodell zu erhalten, müssen Wechselwirkungen implementiert und eine Möglichkeit gefunden werden, das physikalische System gänzlich und korrekt zu beschreiben. Eine, in der Analytischen Mechanik sehr erfolgreiche und elegante Methode, ist der *Lagrangeformalismus*. Hierin wird jedem physikalischen System eine Lagrangedichte  $\mathcal{L}$  zugeordnet, die alle Informationen über die Dynamik des Systems enthält und aus welcher die Bewegungsgleichungen abgeleitet werden können [13, 14]. Diese Vorgehensweise wird nun auch in der Quantenfeldtheorie benutzt. Die *Wirkung*  $S$  eines Systems mit Quantenfeldern  $\{\phi_i\}$  und Langrangedichte  $\mathcal{L}(\{\phi_i\}, \{\partial_\mu \phi_i\}, x^\mu)$  ist durch

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(\{\phi_i\}, \{\partial_\mu \phi_i\}, x^\mu) \quad (2.6)$$

gegeben. Mit dem fundamentalen und tiefgründigen *Prinzip der stationären Wirkung* und Variationsrechnung werden dann die *Euler-Lagrange-Gleichungen*

$$\partial^\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\mu \phi_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} \equiv 0 \quad (2.7)$$

hergeleitet, die, nach Einsetzen der entsprechenden Langrangedichte des Systems, die Bewegungsgleichungen liefert [9, 13].

### 2.2.1. Symmetrien, Noether-Theorem und Eichtheorien

Ein für die gesamte Physik und insbesondere der Teilchenphysik ausgesprochen wichtiges Konzept ist die Symmetrie eines physikalischen Systems. Ein solches ist *invariant* oder *symmetrisch* unter einer bestimmten Transformation, wenn jene Gl. (2.7) unverändert lässt. Die Lagrangedichte  $\mathcal{L}$  kann sich dabei durchaus um einen Ableitungsterm ändern. Man unterscheidet zwischen äußeren Symmetrien, also Raumzeittransformationen und in-

## 2. Theoretische Grundlagen

neren Symmetrien, die besonders im Standardmodell wichtig sind. Die Transformationen, die physikalische Symmetrien erzeugen, formen aus mathematischer Sicht *Gruppen*. Die Behandlung der Transformationen im Rahmen der *Gruppentheorie* ist ein weiterer wichtiger Aspekt des Standardmodells.

EMMY NOETHER gelang es 1918 das eingangs erwähnte *Noethersche Theorem* zu beweisen, dass die Aussage

*Zu jeder kontinuierlichen Symmetrie eines physikalischen Systems gehört eine Erhaltungsgröße.*

impliziert [15]. Damit finden die Erhaltungssätze der Physik eine Begründung. Zum Beispiel folgt aus Invarianz unter Zeittranslationen Energieerhaltung - ein mächtiges und grundlegendes Prinzip der Physik. Die gesuchte Theorie muss also in der Lage sein unter physikalisch sinnvollen Transformationen beobachtete Erhaltungsgrößen zu reproduzieren.

Die Transformationen, die in den folgenden Kapiteln eine Rolle spielen werden, sind so genannte *Eichtransformationen*. Eine solche Transformation bildet eine *Lie-Gruppe* und wird dargestellt durch einen unitären oder antiunitären Operator  $U(\{\Theta\}_i) = \exp[i\sum_i \Theta_i A_i]$ . Die hermiteschen Operatoren  $A_i$  sind die *Generatoren* der Transformation,  $\Theta_i \in \mathbb{R}$  Parameter. Die  $A_i$  bilden eine *Lie-Algebra*. Wirkt nun ein solcher Operator  $U$  auf die Felder, so erzwingt die Forderung nach *lokaler Eichinvarianz* (also  $\Theta_i = \Theta_i(x^\mu)$ ) unter dieser Transformation so genannte *Eichfelder* aus der erwähnten *Eichfreiheit* der Lagrangedichte hervor. Diese Eichfelder sind hier die Vermittler der jeweiligen Wechselwirkung, die *Eichbosonen* [16].

### 2.2.2. Quantenelektrodynamik

Der erste Part des Standardmodells, der hier betrachtet werden soll, ist die *Quantenelektrodynamik*. Diese relativistische Quantenfeldtheorie beschreibt die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mittels Photonen. Man erhält die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{em}$  der Quantenelektrodynamik und der folgenden Quantenfeldtheorien nur axiomatisch [17] - sie werden so konstruiert, dass sie die betreffenden Feldgleichungen reproduzieren. Für ein freies Spinorfeld  $\hat{\psi} \equiv \psi$  wie in Gl. (2.4) ist die Lagrangedichte gegeben durch

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (2.8)$$

wobei  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$  der *adjungierte Spinor* ist. Die Diracgleichung (2.2) folgt nun wie gewünscht durch Einsetzen von Gl. (2.8) in Gl. (2.7). Ist  $U_{em}(\alpha)\psi = e^{i\alpha}\psi$  - eine globale

U(1)-Phasentransformation, also  $\alpha$  unabhängig von  $x^\mu$ , so folgt mit dem Noether-Theorem (2.2.1) die Ladungserhaltung, da  $\mathcal{L}_0$  invariant unter dieser Transformationen ist. Fordert man auch lokale Eichinvarianz - dass für  $\alpha = \alpha(x^\mu)$  ebenfalls eine Symmetrie vorliegen soll, so muss man in  $\mathcal{L}_{em}$  die kovariante Ableitung  $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ , mit Vektorfeld  $A_\mu$  und Elementarladung  $e$ , anstelle von  $\partial_\mu$  anwenden. Fordert man nun, dass  $A_\mu \longrightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x^\mu)$ , so muss man einen zusätzlichen Summanden  $\bar{\psi}(e\gamma^\mu A_\mu)\psi$  akzeptieren. Jedoch entspricht das Eichfeld  $A_\mu$  exakt dem Photonfeldoperator (2.5) samt skalarem Potential. Die Symmetrieforderung unter der U(1)<sub>em</sub>-Phasentransformation koppelt also die Spinoren aus Gl. (2.2) mit dem elektromagnetischen Feld der Maxwellgleichungen; die *elektromagnetische Wechselwirkung* ist eingeführt. Fügt man nun noch den kinetischen Term der freien Photonen, den Feldstärketensor  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  hinzu - legitimerweise, da jener invariant unter der Transformation ist - so erhält man die vollständige Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_e)\psi + \bar{\psi}(e\gamma^\mu A_\mu)\psi + \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.9)$$

Die Eichinvarianz verbietet Terme  $\propto m^2 A^\mu A_\mu$ , was impliziert, dass das Photon masselos ist. Die *Kopplungsstärke*  $\alpha_{em} \propto e^2$  des Photonfeldes an die Spinorfelder ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit oder Stärke der Wechselwirkung [18].

Tatsächliche Reaktionen werden nun störungstheoretisch mithilfe von *Feynmandiagrammen* wie in Abbildung (2.1) und *Fermis goldener Regel* berechnet. Der Feynmangraph in Abb. (2.1) zeigt ein *Schleifen*-Diagramm. Bezieht man solche Schleifen in die Berechnung mit ein, treten Divergenzen auf. Damit die Rechnung trotzdem wie gewünscht ablaufen kann, bedient man sich der *Renormierungstheorie*. Die Divergenzen werden dabei in redefinierte, so genannte *renormierte* Parameter gesteckt, welche dann zwar divergent werden, aber eine konsistente Rechnung ermöglichen. Dazu wird ein *Cutoff-Parameter*  $\Lambda_c$  eingeführt, der bestimmt bis zu welcher Energie die Rechnung korrekt ist. Durch Beispiele wie Abb. (2.1) muss man die Kopplungskonstante  $\alpha_{em}$  renormieren, was zu einer Abhängigkeit  $\alpha_{em} = \alpha_{em}(-q^2)$  mit Impuls  $q$  des Photons führt. So wird  $\alpha_{em}$  mit steigender Energie größer. Dieser Effekt, genannt *Vakuum polarisation* [19], führt zu einer Abschirmung der „nackten“ Elektronladung.

## 2. Theoretische Grundlagen



**Abb. 2.1.:** Feynmandiagramme zweier s-Kanäle eines Prozesses  $f_{in}\bar{f}_{in} \rightarrow f_{out}\bar{f}_{out}$ . In pink und grün zwei der vielen möglichen Schleifen, die bei Berechnung des Matrixelements Divergenzen beisteuern.

### 2.2.3. Quantenchromodynamik

Für die *starke Wechselwirkung* kann ganz analog zu Kapitel (2.2.2) vorgegangen werden. Gefordert wird hier allerdings eine  $SU_c(3)$ -Symmetrie, was eine Symmetrie unter der Transformation  $U_{st}(\alpha_i(x^\mu))\psi_{st} = e^{i\alpha_i(x^\mu)\Lambda_i}\psi_{st}$  bedeutet.  $\Lambda_i$  sind hier linear unabhängige, hermitesche und spurlose Generatoren der Transformation, die meist durch die acht *Gell-Mann-Matrizen* dargestellt werden. Diese erfüllen die Vertauschungsrelation  $[\Lambda_i, \Lambda_j] = if_{ijk}\Lambda_k$ , mit *Strukturkonstanten*  $f_{ijk}$ , kommutieren also nicht - mit weitreichenden Konsequenzen. Um nämlich die  $SU(3)_c$ -Eichinvarianz des  $\mathcal{L}_0$  zu gewährleisten, müssen diesmal acht Eichfelder  $G_\mu^i$  eingeführt werden, für die gilt

$$G_\mu^i \xrightarrow{U_{st}} G_\mu^i - \frac{1}{g_{st}}\partial_\mu\alpha_i - f_{ijk}\alpha_j G_\mu^k \quad (2.10)$$

wie in [16] gezeigt. Der letzte Term unterscheidet sich von der QED-Physik - er impliziert die *Selbstwechselwirkung* der Eichfelder untereinander und entsteht aus dem nichtverschwindenden Kommutator. Man kann dies physikalisch so interpretieren, dass die  $\psi_{st}$  identisch zu *Quarkfeldern*  $\psi_q$  sind, Spinoren, die sich durch einen zusätzlichen Freiheitsgrad, der *Farbe* oder *Farbladung*, auszeichnen. Die Eichfelder, oder *Gluonen*, tragen dann auch Farbladung, wechselwirken also untereinander - mit vielen wichtigen Effekten [20]. Die reellen Strukturkonstanten der  $SU(3)$   $f_{ijk}$  werden auch *Farbkonstanten* genannt. Beobachtbar sind nur farbneutrale Objekte; man nennt diesen Effekt *Confinement* [17]. Die vollständige Lagrangedichte der QCD lautet nach Addition des Feldstärketensors der Gluonfelder  $G_{\mu\nu}^i$

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_q (i\gamma^\mu\partial_\mu - m_q)\psi + g_{st}(\bar{\psi}_q(\gamma^\mu\Lambda_i)\psi_q)G_\mu^i + \frac{1}{4}G_i^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^i \quad (2.11)$$

mit  $G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_{st}f_{ijk}G_\mu^j G_\nu^k$ . Wie schon bei der QED sind auch hier die Eichfelder masselos, aufgrund der Forderung nach Eichinvarianz. Auch gibt es ein Maß  $\alpha_{st} \propto g_{st}^2$  für die Kopplungsstärke, das renormiert werden muss. Anders als bei der QED beobachtet

man hier aber ein Abfallen mit steigender Energie, bekannt als *asymptotische Freiheit*.

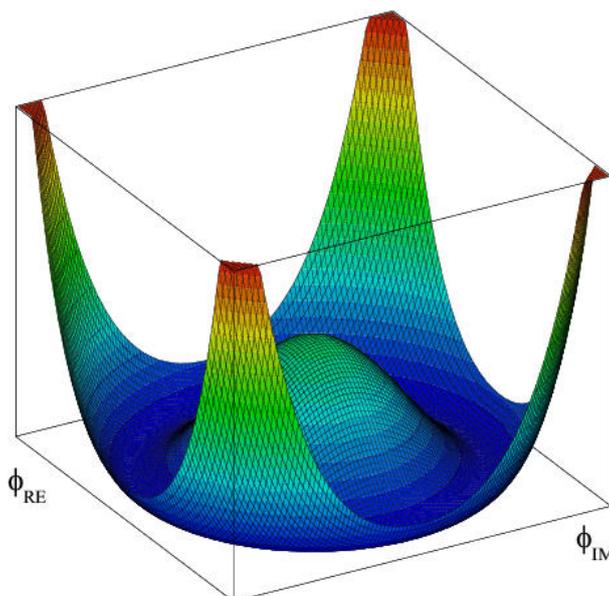
### 2.2.4. Elektroschwache Wechselwirkung und Higgs-Mechanismus

Da die schwache Wechselwirkung auf Austausch massebehafteter Teilchen beruht, kann nicht auf den zuvor verwendeten Formalismus zurückgegriffen werden, da Eichfelder mit Massen die Eichinvarianz verletzen würden [21].

Ein erster Schritt zur Lösung des Problems ist die Vereinigung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung, im Sinne einer einzigen Wechselwirkung, die sich auf verschiedene Weisen manifestiert - die *elektroschwache Wechselwirkung*. Dazu wird die *Chiralität* eingeführt und aus den Spinoren der Diracgleichung (2.2) links- oder rechtsschirale Spinoren geformt. Die schwachen Wechselwirkungen koppeln nur an linkshändige Fermionen (rechtshändige Antifermionen). Man ordnet die Fermionen zu linkschiralen Doublets und rechtsschiralen Singulets. Zudem wird der 3-komponentige *schwache Isospin*  $I$  zugeordnet, ein Analogon zu den Ladungen in Kapitel (2.2.2) und (2.2.3). Führt man nun noch die *schwache Hyperladung*  $Q = Y/2 + I_3$ ,  $I_3$  die dritte Komponente von  $I$  und  $Q$  die elektrische Ladung ein, ist die Vereinigung nicht mehr weit. Die Hyperladung erzeugt nun eine  $U(1)_Y$ -Symmetrie, die sich im Generator von der  $U(1)_{em}$ -Symmetrie unterscheidet. Verbindet man diese mit der  $SU(2)_{em}$ -Symmetrie, erzeugt durch den schwachen Isospin, so erhält man  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  als Gruppe der Eichtransformationen der elektroschwachen Wechselwirkung. Durch dieses Vorgehen erhält man 4 Eichfelder -  $W_\mu^0, W_\mu^1, W_\mu^2$  und  $B_\mu$ , welche die hier noch masselosen Eichbosonen  $Z^0, W^\pm$  und Photon  $\gamma$  formen.

Um nun die benötigten Massen in die Theorie zu integrieren, wird der *Higgs-Mechanismus* bemüht. Dazu wird zur  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -geeichten Lagrangedichte ein Term  $V(\phi) = -(\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2)$  addiert, wobei  $\phi$  ein neues komplexes zweikomponentiges Skalarfeld  $\phi = (\phi^+, \phi^0)^T$ , ein Isospindoublet, darstellt. Dieses *Higgs-Feld* wechselwirkt mit allen anderen Feldern und auch mit sich selbst.  $V(\phi)$  wird nun für bestimmte Werte minimal; jedoch ist in diesem Minimum der Erwartungswert des Feldes  $\phi(x^\mu)$  ungleich null - ein nicht-verschwindender Vakuumerwartungswert ist die Folge. Entwickelt man nun  $\phi(x^\mu)$  um diesen Wert, so wird die  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie *spontan* gebrochen, da der Grundzustand die Symmetrie bricht. Dies hängt mit der Form des Potentials  $V(\phi)$  zusammen, welches in Abbildung (2.2) skizziert ist. Als Konsequenz dieses *spontanen Symmetriebruchs* - in diesem Zusammenhang auch *electroweak symmetry breaking* (EWSB) - erhalten die Eichbosonen  $Z^0$  und  $W^\pm$  Masse, während das Photon masselos bleibt -  $U(1)_{em}$ -Symmetrie bleibt im Grundzustand erhalten. Auch die Fermionen erhalten auf

## 2. Theoretische Grundlagen



**Abb. 2.2.:** Skizze des *Mexican-Hat-* oder *Higgs-Potentials*  $V(\phi)$ . Das instabile lokale Minimum am Nullpunkt wird durch Fluktuation verlassen - die Symmetrie spontan gebrochen. Der Vakuumerwartungswert des Feldes liegt dann unter diesem Punkt, symbolisch in der Hutkrempe.

diese Art ihre Masse, die zuvor als Parameter aus der Diracgleichung in die Lagrange-dichten gesteckt wurden. Dazu müssen die Lagrangedichten um eine *Yukawa-Kopplung* an das Higgs-Feld abgeändert werden.

Das Higgs-Feld hat aufgrund seiner Selbstkopplung einen zusätzlichen Effekt zur Folge - die Entstehung eines weiteren Eichbosons, des *Higgs-Bosons*. Als Grundpfeiler des Standardmodells, speziell der elektroschwachen Theorie, ist eines der Hauptziele des Eingangs erwähnten LHC-Experiments die Entdeckung des Higgs-Bosons [22–24].

## 2.3. Das Standardmodell

### 2.3.1. Übersicht

Das Standardmodell ist nun die Kombination der vorangegangenen Ergebnisse, konkret eine  $SU_c(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichtheorie. Die Wechselwirkungen aller Teilchen im Standardmodell, siehe Abbildung (2.3), wurden aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz unter bestimmten Phasentransformationen gewonnen. Die Massen der Teilchen können durch den Higgs-Mechanismus erklärt werden. Aufgrund divergenter Terme bei der Berechnung von Matrixelementen spezifischer Feynmangraphen ist eine Renormierung physikalischer Konstanten erforderlich, die zu *laufenden*, also energieabhängigen „Konstanten“ führt.

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name→	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>Z</b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force

**Abb. 2.3.:** Teilchen des Standardmodells samt wichtiger Eigenschaften

Für alle Reaktionen im Standardmodell sind Ladung, Viererimpuls, Gesamtdrehimpuls, *Leptonfamilienzahl* und *Baryonenzahl* erhalten. Zudem gibt es die Flavouererhaltung, die jedoch nicht für die schwache Wechselwirkung gilt, was mittels der CKM-Matrix erklärt werden kann [25]. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die *CP-Verletzung* der schwachen Wechselwirkung, für dessen Erklärung hier auf [17] verwiesen sei.

### 2.3.2. Unzulänglichkeiten

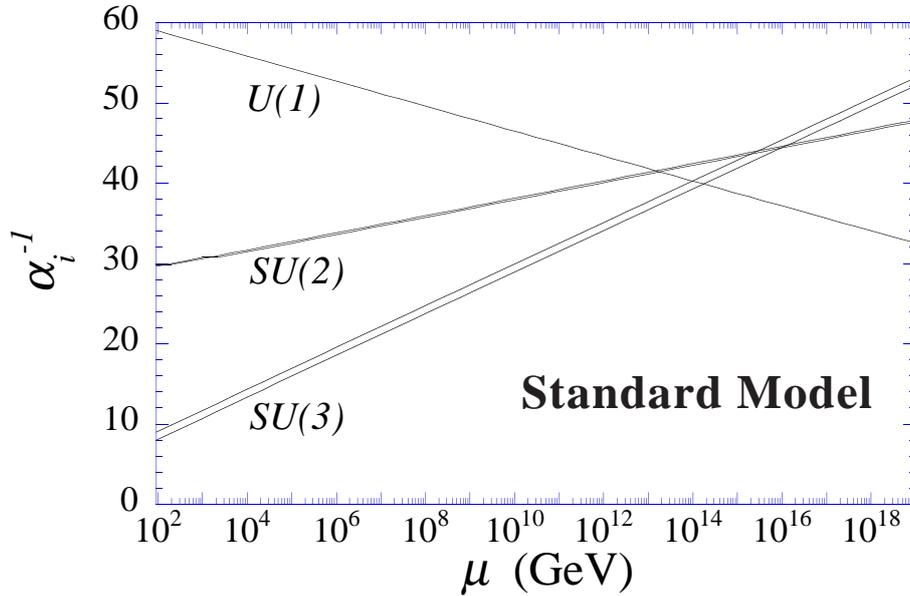
Wie schon eingangs erwähnt, weist das Standardmodell einige Schwächen auf - intrinsisch als auch extrinsisch, durch experimentelle Beobachtungen, entstehend. Ziel einer jeden Erweiterung des Standardmodells, so auch der Supersymmetrie, ist die Lösung dieser Probleme. Im Folgenden sollen einige dieser Probleme kurz dargestellt werden; später, in Kapitel (2.4.7), sind die supersymmetrischen Lösungen ebenjener skizziert.

## Große Vereinheitlichte Theorie (GUT)

Wie schon die elektrische und magnetische Kraft zur elektromagnetischen Kraft [26] und die elektromagnetische mit der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Theorie vereinheitlicht wurden, so liegt es nur nahe, dass die starke Kraft ab einer bestimmten Energie  $\gtrsim 10^{16}$  GeV (GUT-Skala) mit der Elektroschwachen vereinigt werden kann. Diese *große Vereinheitlichung*, ein Zusammentreffen aller Kopplungskonstanten, findet im

## 2. Theoretische Grundlagen

Standardmodell nicht statt, wie man am Verlauf in Abb. (2.4) sehen kann [27].



**Abb. 2.4.:** Verlauf der inversen Kopplungskonstanten im Standardmodell für hohe Energien. Eine erwartete Vereinigung im Bereich der GUT-Skala bleibt aus.

## Gravitation und TOE

Die bisher, aufgrund ihrer relativen Schwäche außer Acht gelassene vierte Wechselwirkung, die *Gravitation* wird durch die Allgemeine Relativitätstheorie beschrieben. Der Versuch die Gravitation wie die vorhergehenden Wechselwirkungen zu behandeln, scheitert an der Forderung nach Renormierbarkeit der physikalisch sinnvollen Quantenfeldtheorien. Da beide Theorien auf unterschiedlichen Annahmen über die Beschaffenheit des Universums beruhen, entstehen sehr viele Probleme, weshalb die Suche nach einer konsistenten Theorie der Quantengravitation ein aktuelles Thema der Physik darstellt.

Ist eine solche Theorie gefunden und diese Verbindung mit den anderen Wechselwirkungstheorien hergestellt, so erhält man eine *Theory Of Everything* (TOE), eine Theorie, in der Lage, alle physikalischen Gesetze abzuleiten, also von gewaltiger physikalischer und philosophischer Brisanz [28, 29].

## Hierarchieproblem

Die Masse des Higgs-Bosons aus Kapitel (2.2.4)  $m_H$  erhält Korrekturen  $\delta m_H^2$  durch Schleifendiagramme, die proportional zum Quadrat des Cutoffradius  $\Lambda_c^2$  sind. Der Cutoffradius

liegt im Bereich der *Planckskala* von Energien um  $10^{19}$  GeV, wo das Standardmodell seine Gültigkeit nach Konstruktion verliert, da die Renormierung dann nicht mehr funktioniert. Aus elektroschwachen Präzisionsmessungen ist zudem bekannt das für die Masse des Higgs-Bosons  $m_H \sim 100$  GeV erwartet wird [30]. Da aber dieser um fast 30 Größenordnungen kleiner sind, müssen Parameter der Lagrangedichte mit einer Genauigkeit von 30 Nachkommastellen einander angepasst werden. Diese *fine-tuning* wirkt sehr unnatürlich und wird als *Hierarchieproblem* bezeichnet [31].

## Dunkle Materie

Eine astrophysikalische Beobachtung ist die *dunkle Materie* und die *dunkle Energie*. Wie das Experiment WmaP [32] zeigte, besteht das Universum nur zu 5% aus sichtbarer, uns bekannter Materie. 20% wird von dunkler Materie gebildet, die auch durch andere Beobachtungen nachgewiesen wurde - beispielsweise erklärt sich die zu hohe Rotationsgeschwindigkeit vieler Spiralgalaxien durch gravitative Wechselwirkung mit dunkler Materie [33]. Mögliche Kandidaten für dunkle Teilchen sind so genannte *WIMPs* - *weakly interacting massive particles*. Neutrinos kommen aufgrund ihrer verschwindenden Masse nicht in Frage; das Standardmodell liefert hier also keine Erklärung.

## Materie-Antimaterie-Asymmetrie

Die Astrophysik liefert ein weiteres Rätsel - die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie. Antimaterie macht nur einen verschwindend geringen Anteil der beobachtbaren massiven Teilchen aus. Diese Asymmetrie entstand in der *Baryogenese*, einer Periode kurz nach dem Urknall. Die genauen Mechanismen sind spekulativ; es gibt aber drei Kriterien, die *Sakharov-Kriterien*, die erfüllt sein müssen um die heutige Asymmetrie zu erzeugen. Es muss demnach ein thermisches Ungleichgewicht, C- und CP-Verletzung vorgelegen haben. Während diese beiden Annahmen mit dem Standardmodell vereinbar sind, stellt die dritte Bedingung, die *Verletzung der Baryonzahlerhaltung* eine Herausforderung dar, die einer Erweiterung des Standardmodells bedarf [34].

## Neutrinooszillation

Unter der schon 1957 vorausgesagten *Neutrinooszillation* versteht man eine nicht-verschwindende oszillierende Wahrscheinlichkeit für die Umwandlung des Flavours eines Neutrinos. So werden derzeit am CERN Myon-Neutrino-Strahlen produziert und in das 730 km entfernte Gran Sasso-Gebirge in Italien geschossen, um dort Neutrinos anderen

## 2. Theoretische Grundlagen

Flavours festzustellen. Dieses und andere Experimente zeigen tatsächlich solche Umwandlungen. Für diesen quantenmechanischen Prozess werden aber massenbehaftete Teilchen benötigt. Den Neutrinos des Standardmodells, Dirac-Spinoren, wird aber nach Konstruktion Masse 0 zugeordnet, im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen. Eine modifizierte Beschreibung der Neutrinos ist also erforderlich [35].

### 2.4. Supersymmetrie

Unter *Supersymmetrie* (SUSY) versteht man eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen. Durch eine Transformation  $U_{SUSY}$  werden fermionische Felder mit skalaren oder vektorbosonischen Feldern wie folgt verknüpft

$$\begin{aligned} U_{SUSY} | \text{Fermion} \rangle &= | \text{Boson} \rangle \\ U_{SUSY} | \text{Boson} \rangle &= | \text{Fermion} \rangle. \end{aligned}$$

Dabei nennt man die jeweiligen, durch  $U_{SUSY}$  verknüpften Teilchen *Superpartner*, welche zusammen *Supermultipletts* geordnet sind. Die *chiralen* Supermultipletts enthalten die fermionischen Weyl-Spinoren  $\psi_i$ , den Fermionen des Standardmodells entsprechend, und ihre skalaren Superpartner  $\phi_i$ . Die Eichsupermultipletts bestehen aus den vektorbosonischen Eichfeldern des Standardmodells  $A_\mu^a$  und ihren fermionischen Superpartnern  $\lambda_\alpha^a$ . Es wird hier und im Folgenden, soweit nicht anders gekennzeichnet, die Notation aus [36] benutzt. Die bosonischen Superpartner der Fermionen erhalten ein *s*- (für skalar) vor ihren Namen - werden also zu *Sfermionen*, genauer zu *Sleptonen* und *Squarks*. Die Superpartner der Eichbosonen des Standardmodells hingegen bekommen ein *-ino* angehängt, man spricht also von *Gauginos*, den fermionischen *Gluinos*, *Winos*, *Binos* und *Higgsinos*.

#### 2.4.1. SUSY-Algebra

Die Transformation  $U_{SUSY}$ , die Supersymmetrie liefert, wird wieder, wie in Kapitel 2.2.3), durch Generatoren erzeugt, hier als  $Q_i$  bezeichnet, die eine Algebra bilden. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Symmetrien, beinhalten die  $Q_i$  sowohl fermionische, als auch bosonische Generatoren. Damit muss zur korrekten Beschreibung der Algebra, eine *Lie-Superalgebra* betrachtet werden, die sowohl Kommutator- als auch Antikommutatorrelationen beinhaltet. Die *SUSY-Algebra* stellt eine Erweiterung der *Poincaré-Algebra* dar, die wiederum den Minkowskiraum beschreibt. Damit ist die Supersymmetrie eine Erweiterung der Raumzeit. Wie in [31] dargelegt, ergeben sich die Vertauschungsrelationen der

SUSY-Generatoren zu

$$\{Q_i, Q_j\} = \{Q_i^\dagger, Q_j^\dagger\} \equiv 0 \quad (2.12)$$

$$\{Q_i, Q_j^\dagger\} \equiv (\sigma^\mu)_{ij} P_\mu \quad (2.13)$$

$$[Q_i, P_\mu] = \{Q_i^\dagger, P_\mu\} \equiv 0 \quad (2.14)$$

mit  $\sigma^\mu = (1_4, \vec{\sigma})$ . Die zu den  $Q_i$  beziehungsweise  $U_{SUSY}$  gehörigen Zustände sind die eingangs erwähnten Supermultipletts. Die Superpartner in diesen Multipletts haben identische Quantenzahlen, wie Flavour und Ladung und unterscheiden sich nur im Spin. Aus Gl. (2.14) folgt gar, dass Viererimpulse  $P_\mu$  und damit Massen  $m = \sqrt{P^\mu P_\mu}$  identisch sind. Dies wird später in Kapitel (2.4.4) noch einmal diskutiert.

## 2.4.2. Superlagrangedichte

Aus dieser Symmetrieüberlegung soll nun eine Lagrangedichte und damit eine mit dem Standardmodell konsistente, supersymmetrische, renormierbare Theorie formuliert werden, die supersymmetrische Felder und Wechselwirkungen impliziert. Dies ist beispielsweise in [36] ausführlich geschehen, worauf der folgende ergebnisbezogene Abriss basiert. Startpunkt der Konstruktion ist das *Wess-Zumino-Modell* [37], welches ein freies, masseloses chirales Supermultiplett nur durch die kinetischen Terme der Konstituentenfelder beschreibt. Eine supersymmetrische Transformation auf diese Modell Bedarf der Einführung eines Hilfsfeldes  $F$ , das vollständig in Termen von  $\phi_i$  angegeben werden kann. Man erhält so eine Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{frei} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i + i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i \quad (2.15)$$

der freien chiralen Felder, wobei hier auch über  $i$  summiert wird. Der nächste Schritt ist die Implementation der Wechselwirkung der chiralen Supermultipletts untereinander, was die Einführung eines *Superpotentials*  $W$  erfordert. Diese analytische Funktion der skalaren Felder  $\phi_i$  enthält Informationen über Massen und Kopplungen der Felder. In diesem Zusammenhang kann man so genannte *Superfelder* einführen, die aus den Feldern  $\phi_i, \psi_i$  und  $F_i(\phi_i)$  bestehen [38]. Mithilfe dieser Superfelder lassen sich prägnante Ausdrücke für die Potentiale finden, wie später in Gleichung (2.18) zu sehen. Mit der Variationsableitung  $W^i \equiv \delta W / \delta \phi_i$ ,  $(W^i)^j \equiv W^{ij}$  und Gl. (2.15) folgt als Lagrangedichte der wechselwirkenden

## 2. Theoretische Grundlagen

chiralen Supermultipletts

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{chiral} &= \mathcal{L}_{frei} + \mathcal{L}_{ww} \\
&= -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i + i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i \\
&\quad - \frac{1}{2} \left( W^{ij} \psi_i \psi_j + W_{ij}^* \psi^{i\dagger} \psi^{j\dagger} \right) - W^i W_i^*
\end{aligned} \tag{2.16}$$

wobei die Hilfsfelder  $F_i \equiv -W_i^*$  [36]. Neben dieser chiralen Formulierung sind nun noch die Eichsupermultipletts zu betrachten. Erneut werden Hilfsfelder eingeführt, hier mit  $D^a$  bezeichnet. Abschließend müssen supersymmetrische Eichwechselwirkungen eingeführt werden, also eine Transformation mit Generatoren  $T^a$ , so dass  $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$  mit Strukturkonstanten  $f^{abc}$ , auf die Lagrangedichte der chiralen und Eich-Supermultipletts angewandt werden. Die Eichinvarianz der Wirkung erzeugt wieder Wechselwirkungsterme, so dass die finale supersymmetrische Lagrangedichte

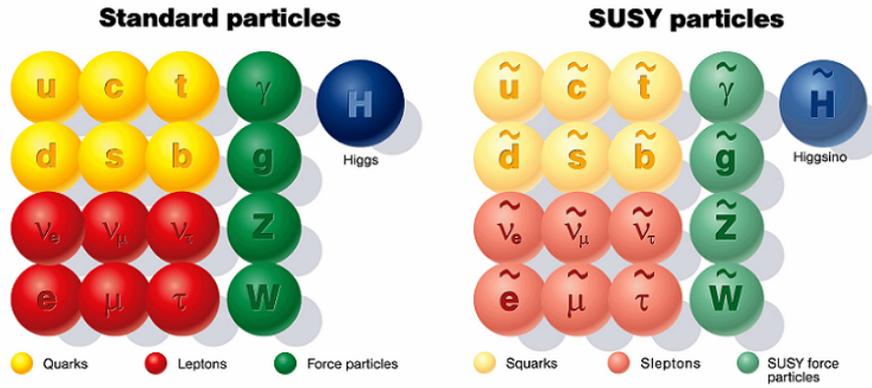
$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SUSY} &= \mathcal{L}_{chiral} + \mathcal{L}_{eich} - \sqrt{2}g(\phi^* T^a \psi) \lambda^a - \sqrt{2}g \lambda^{\dagger a} (\psi^\dagger T^a \phi) + g(\phi^* T^a \phi) D^a \\
&= \mathcal{L}_{chiral} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu a} F_{\mu\nu}^a + i\lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \\
&\quad - \sqrt{2}g_a(\phi^* T^a \psi) \lambda^a - \sqrt{2}g_a \lambda^{\dagger a} (\psi^\dagger T^a \phi) + g_a(\phi^* T^a \phi) D^a
\end{aligned} \tag{2.17}$$

lautet. Die  $g$  sind die Kopplungskonstanten der jeweiligen Transformation. Obwohl es noch viel zu sagen gibt, werden die nächsten Abschnitte der phänomenologischen Betrachtung der Supersymmetrie gewidmet. Weiterführende Informationen zum theoretischen Modell sind beispielsweise in [31, 36] zu finden.

### 2.4.3. MSSM, Mischung und R-Parität

Das minimal supersymmetrische Standardmodell - *minimal supersymmetric standard model* (MSSM) ist die bezüglich des Teilcheninhalts kleinstmögliche Erweiterung des Standardmodells, die 1981 von SAVAS DIMOPOULOS und HOWARD GEORGI vorgeschlagen wurde. Neben den bereits besprochenen Superpartnern wie in Abbildung (2.5) werden zwei unabhängige Higgs-Dubletts benötigt, so dass es, neben dem einen Isospindublett  $H_u := \phi = (\phi^+, \phi^0) =: (H_u^+, H_u^0)$ , welches up-type Quarks Massen verleiht, noch ein zweites  $H_d = (H_d^+, H_d^0)$ , für die Massen der down-type Quarks gibt.

Es folgt Tabelle (2.3) für die Superfelder des MSSM. Dabei wurde die Notation entsprechend des Flavours angepasst. Nach [36] ist, unter der Notation aus Tab. (2.3), das



**Abb. 2.5.:** Teilcheninhalt des MSSM. Während, bis auf Higgs-Boson, alle SM-Teilchen bereits entdeckt wurden, steht die Entdeckung eines ihrer Superpartner noch aus. Grund dafür könnte die SUSY-Brechung in Kapitel (2.4.4) sein.

Superfelder		spin 0	spin 1/2	spin 1
Squarks, Quarks (3 Familien)	$\tilde{Q}$	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	-
	$\tilde{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	-
	$\tilde{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	-
Sleptonen, Leptons (3 Familien)	$\tilde{L}$	$(\tilde{\nu}_l \ \tilde{l}_L)$	$(\tilde{\nu}_l \ \tilde{l}_L)$	-
	$\tilde{l}$	$\tilde{l}_R^*$	$l_R^\dagger$	-
Higgs, Higgsinos	$H_u$	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	-
	$H_d$	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	-
Gluinos, Gluonen		-	$\tilde{g}$	$g$
Winos, W-Bosonen		-	$\tilde{W}^\pm \ \tilde{W}^0$	$W^\pm \ W^0$
Binos, B-Bosonen		-	$\tilde{B}^0$	$B^0$

**Tab. 2.3.:** Die Superfelder des MSSM.  $u, d$  und  $\ell$  stehen als Variablen für die 3 Teilchen des jeweiligen Teilchentyps.  $L$  und  $R$  bezeichnen die Chiralität der Teilchen. Die jeweiligen Antiteilchen sind hier nicht mit aufgeführt. Die 3 Eichsuperfelder erhalten keinen Namen, da im Folgenden nur ihre einzelnen Komponenten benötigt werden.

Superpotential des MSSM durch

$$W_{MSSM} = \bar{q}_u \mathbf{y}_u Q H_u - \bar{q}_d \mathbf{y}_d Q H_d - \bar{l} \mathbf{y}_l L H_d + \mu H_u H_d \quad (2.18)$$

gegeben. Die Yukawa-Matrizen  $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d, \mathbf{y}_l$  bestimmen die Massen und CKM-Mischungswinkel der Standard-Quarks und -Leptonen. Aufgrund der hohen Massen der 3. Teilchen-

## 2. Theoretische Grundlagen

generation des SM wird häufig in guter Näherung nur die 3-3-Komponente der Matrizen betrachtet, was Gl. (2.18) weiter vereinfacht.

Das Superpotential aus Gl. (2.18) könnte um weitere Terme erweitert werden, die Eichinvarianz nicht verletzen. Man könnte so Baryon- und Leptonzahlverletzende Terme hinzufügen, ohne an den gemachten Voraussetzungen etwas zu ändern. Aus experimentellen Ergebnissen, speziell der Stabilität des Protons auf sehr langen Zeitskalen [39] ist die Verletzung dieser Quantenzahlen aber, wenn überhaupt, nur ein sehr kleiner Effekt. Um ein Postulieren der Erhaltung dieser Quantenzahlen zu vermeiden, was im Standardmodell auch nicht nötig ist, ist die Einführung einer neuen Symmetrie, der *R-Parität*, sehr nützlich. Die R-Parität ist durch

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.19)$$

gegeben. Die Teilchen des Standardmodells haben gerade Parität, also  $P_R = 1$ , während supersymmetrischen Teilchen, auch *Sparticles* genannt,  $P_R = -1$  aufweisen. Ein Erhalt der R-Parität impliziert nicht den Erhalt der Baryonen- oder Leptonenzahl einzeln, aber den Erhalt der Differenz,  $(B - L)$ . Und dies reicht für die Stabilität des Protons, da ein solcher Zerfall immer die Verletzung beider mit sich bringen würde. Weiterhin liefert die R-Paritätserhaltung die Stabilität des leichtesten supersymmetrischen Teilchens - *lightest supersymmetric particle* (LSP), da jenes nicht in leichtere Sparticles zerfallen kann. Außerdem zerfällt jedes andere Sparticle in eine ungerade Anzahl anderer Sparticles, um  $P_R = -1$  zu erhalten. Speziell in Collider-Experimenten können zudem nur paarweise Sparticles erzeugt werden.

### 2.4.4. SUSY-Brechung

In Kapitel (2.4.1) wurde gezeigt, dass die Teilchen eines Supermultipletts identische Massen haben müsste. Dies ist aber experimentell widerlegt, da bisher kein supersymmetrisches Teilchen gefunden wurde. Wie in Kapitel (2.2.4) wird daher gefordert, dass die Supersymmetrie spontan gebrochen ist. Diese Brechung ist nun nicht in Ausdruck (2.17) impliziert; sie muss also, insbesondere im MSSM per Hand hinzugefügt werden. Eine wichtige Forderung an die Brechung ist, dass sie sich als

$$\mathcal{L}_{bSUSY} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \quad (2.20)$$

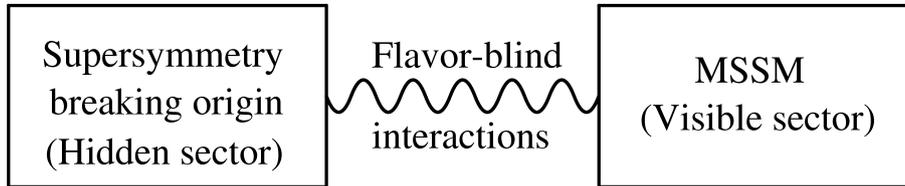
darstellen lässt, wobei  $\mathcal{L}_{bSUSY}$  die gebrochene Lagrangedichte,  $\mathcal{L}_{SUSY}$  eine Lagrangedichte wie in Gleichung (2.17) und  $\mathcal{L}_{soft}$  den Brechungsterm darstellt.  $\mathcal{L}_{soft}$  darf dabei zu den

Korrekturtermen  $\delta m^2$  der Higgsmasse aus Kapitel (2.3.2 - Hierarchieproblem) nur Terme der Form  $\propto m_{soft}^2 \ln \Lambda/m_{soft}$  beitragen [31], was in Kapitel (2.4.7) näher motiviert wird.  $m_{soft} \sim 1$  TeV ist dabei die typische Energieskala der Brechung. Die unnatürlich wirkenden Forderungen und „von Hand“ eingeführten Massen werden glücklicherweise von Theorien des Ursprungs der Brechung impliziert [36]. Einzig die Skala  $m_{soft}$  findet keine theoretische Begründung.

Im MSSM ist der sanfte Brechungsterm mit der Notation aus [31] durch

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2} \left( M_1 \tilde{B}\tilde{B} + M_2 \tilde{W}\tilde{W} + M_3 \tilde{g}\tilde{g} + \text{h.c.} \right) \\ & - \left( \tilde{u} \mathbf{a}_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d} \mathbf{a}_d \tilde{Q} H_d - \tilde{l} \mathbf{a}_l \tilde{L} H_d + \text{h.c.} \right) \\ & - \sum_{\xi=Q,L,u,d,l} \left( \tilde{\xi}^\dagger \mathbf{m}_\xi^2 \tilde{\xi} \right) + m_{H_u}^2 H_u^* H_u + m_{H_d}^2 H_d^* H_d + (b H_u H_d + \text{h.c.}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

gegeben, mit h.c. als dem hermitesch konjugierten des vorhergehenden Terms, der über 100 zusätzliche Parameter liefert [40]. Für die Größe der Parameter gilt  $M_{1/2/3}, \mathbf{a}_{u/d/l} \sim m_{soft}$  und  $\mathbf{m}_{\tilde{Q}/\tilde{L}/\tilde{u}/\tilde{d}/\tilde{l}}^2 \sim m_{soft}^2$ . Beispielsweise bestimmen  $M_1, M_2$  und  $M_3$  die Gluino-, Wino- und Binomasse. Die Brechung findet, wie in Abbildung (2.6) illustriert, dabei in ei-



**Abb. 2.6.:** Illustration des SUSY-Brechungsmechanismus. Zwischen dem versteckten Brechungssektor und dem sichtbaren MSSM-Sektor wird durch flavourblinde Wechselwirkung vermittelt - Erklärungen hierfür liefern beispielsweise mSUGRA- und GMSB-Modelle.

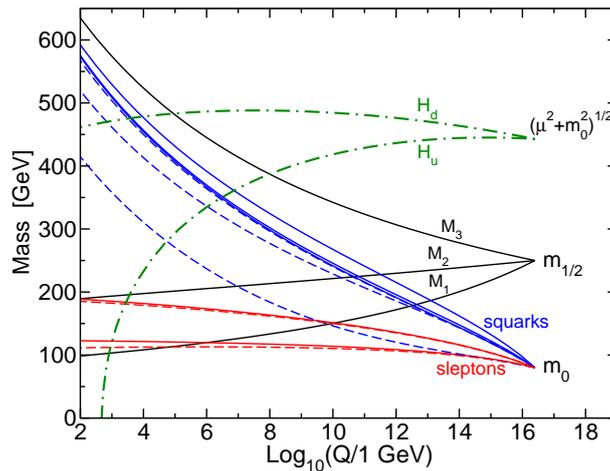
nem versteckten, nicht direkt einsichtbaren Sektor statt, der eine Erweiterung des MSSM darstellt. Flavour-blinde Wechselwirkungen mit dem sichtbaren Sektor [36] resultieren dann in den sanften Brechungstermen des MSSM. Die genaue Art dieser Wechselwirkung ist nicht völlig klar; es gibt verschiedene Ansätze. Im *gauge mediated supersymmetry breaking*-Modell (GMSB) sind die Eichfelder des Standardmodells für die Kommunikation der Sektoren verantwortlich. Für die Daten dieser Arbeit ist aber das im nächsten Kapitel ausführlicher beschriebene Modell *mSUGRA* verantwortlich.

### 2.4.5. mSUGRA

Im dem *minimal supergravity*-Modell (mSUGRA), eine der möglichen Erweiterungen des MSSM, vermittelt die Gravitation zwischen Brechungs- und MSSM-Sektor. Aus Kapitel (2.3.2 - Gravitation und TOE) ist zwar bekannt, dass die Gravitation nicht renormierbare Terme erzeugt, jedoch sind diese hier durch die Planckskala unterdrückt [41]. Ein großer Vorteil des mSUGRA-Modells ist die Minimierung des Parameterraums, so wird die Anzahl der Parameter von den 105 des gebrochenen MSSM auf die 5 des mSUGRA-Modells reduziert. Diese 5 mSUGRA-Parameter - die vereinheitlichte Gauginomasse  $m_{1/2}$ , vereinheitlichte Sfermionmasse  $m_0$ , trilineare Kopplungsstärke  $A_0$ , Vakuumserwartungswertverhältnis der beiden Higgsbosonen  $\tan(\beta)$  und Vorzeichen des Higgsmassenparameters  $\mu$  - beschreiben die gebrochenen MSSM-Parameter bei sehr hohen Energieskalen, wie der Planckskala, typischerweise mit GUT-Skala bezeichnet, vergleiche Kapitel (2.3.2 - GUT). Die Parameter aus Kapitel (2.4.4) sind dann an der GUT-Skala durch

$$\begin{aligned} M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2} & & \mathbf{a}_u = A_0 \mathbf{y}_u, \mathbf{a}_d = A_0 \mathbf{y}_d, \mathbf{a}_1 = A_0 \mathbf{y}_1 \\ m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_0^2 & & \mathbf{m}_Q^2 = \mathbf{m}_L^2 = \mathbf{m}_{\bar{u}}^2 = \mathbf{m}_{\bar{d}}^2 = \mathbf{m}_{\bar{1}}^2 = m_0^2 \mathbf{1} \end{aligned} \quad (2.22)$$

gegeben. Über  $\beta$ -Funktionen, die den Zusammenhang zwischen Energieskala und Kopplungsstärke bestimmen [42], können die Massen der Particles für sinkende Energieskalen berechnet werden, da sich jene aufgrund unterschiedlicher Kopplungsstärken aufspalten, wie in Abbildung (2.7) zu sehen ist.



**Abb. 2.7.:** Verlauf der Particlenmassen mit der Energie. Der unterschiedliche Kopplungsstärkenverlauf führt zur Aufspaltung und wird mittels Renormierungsgruppengleichungen, also  $\beta$ -Funktionen, berechnet. mSUGRA-Parameter:  $m_{1/2} = 250$  GeV,  $m_0 = 80$  GeV,  $A_0 = -500$  GeV,  $\tan(\beta) = 10$ ,  $\mu = 1$

### 2.4.6. Mischung

Teilchen mit gleichen Quantenzahlen können in Zustände mischen, die ungleich der reinen Wechselwirkungszustände sind, den *Massenzuständen*. Davon sind SUSY-Teilchen nicht ausgenommen und das bedeutet auch für die Teilchen aus Tabelle (2.3) gemischte Masseneigenzustände. So mischen die geladenen Winos und Higgsinos  $\tilde{W}^\pm, \tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm$  zu den 4 *Charginos*  $\tilde{\chi}_{1/2}^\pm$ , die neutralen Higgsinos, das Wino und das Bino  $\tilde{H}_{u/d}^0, \tilde{W}^0, \tilde{B}^0$  zu den 4 Neutralinos  $\tilde{\chi}_{1/2/3/4}^0$ . Die Indizes ordnen die Teilchen hierbei nach der Masse. Die genaue Zusammensetzung ist über die Wahl der Parameter bestimmt - man spricht von higgsino-/wino-/binoartigen Mischungszuständen. Gluinos, als einzige neutrale und farbtragende Sparticles können nicht mischen.

Auch Sfermionen mischen, jedoch ist diese Mischung häufig nur in der dritten Generation relevant, in den ersten beiden in guter Näherung vernachlässigbar. Es entsteht jeweils ein leichter und schwerer Stop-, Sbottom- und Stau-Massenzustände  $\tilde{t}_{1/2}, \tilde{b}_{1/2}$  und  $\tilde{\tau}_{1/2}$ . Die Mischungszustände sind in Tabelle (2.4) zusammengefasst.

Namen	Spin	$P_R$	WW-Eigenzustände	Massen-Eigenzustände
Squarks	0	-1	$\tilde{u}_L \tilde{u}_R \tilde{d}_L \tilde{d}_R$	keine Mischung
			$\tilde{s}_L \tilde{s}_R \tilde{c}_L \tilde{c}_R$	keine Mischung
			$\tilde{t}_L \tilde{t}_R \tilde{b}_L \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2$
Sleptonen	0	-1	$\tilde{e}_L \tilde{e}_R \tilde{\nu}_e$	keine Mischung
			$\tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_R \tilde{\nu}_\mu$	keine Mischung
			$\tilde{\tau}_L \tilde{\tau}_R \tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_2 \tilde{\nu}_\tau$
Higgsbosonen	0	+1	$H_u^0 H_d^0 H_u^+ H_d^-$	$h^0 H^0 A^0 H^\pm$
Neutralinos	1/2	-1	$\tilde{B}^0 \tilde{W}^0 \tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0$	$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_4^0$
Charginos	1/2	-1	$\tilde{W}^\pm \tilde{H}_u^\pm \tilde{H}_d^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^\pm$
Gluino	1/2	-1	$\tilde{g}$	keine Mischung

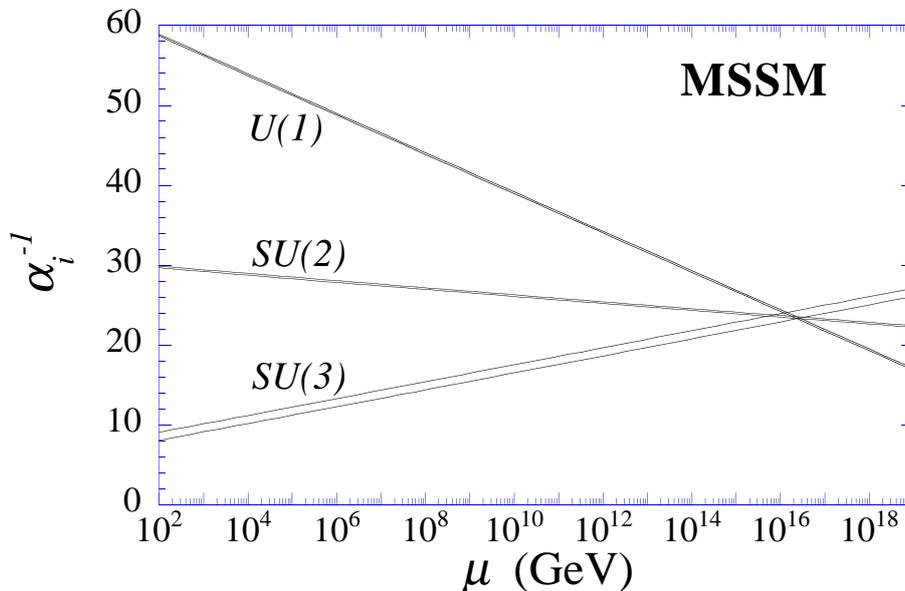
**Tab. 2.4.:** Die vom MSSM vorhergesagten Teilchen. Die Mischung in den ersten beiden Sfermion-Generationen wurde vernachlässigt. Die Indizes ordnen die Teilchen nach Masse - aufsteigender Index bedeutet größere Masse.  $P_R$  steht hier, wie in Gl. (2.19) für die R-Parität der Mischungszustände.

### 2.4.7. SM-Unzulänglichkeiten unter SUSY-Perspektive

Für die Unzulänglichkeiten des Standardmodells in Kapitel (2.3.2), gibt es nun unter der Perspektive des mSUGRA-Modells Lösungen. Diese werden im Folgenden, als Abschluss der theoretischen Betrachtungen kurz diskutiert.

### Große Vereinheitlichte Theorie (GUT)

Scheiterte die Große Vereinheitlichte Theorie im Standardmodell noch an der fehlenden Vereinigung der Kopplungskonstanten, so ist diese Grundlage nun geschaffen, wie man in Abbildung (2.8) sehen kann. Die laufenden Kopplungskonstanten sind für eine Energie  $\gtrsim 10^{16}$  GeV vereinigt; die genaue Energie hängt dabei von der Parameterwahl der MSSM-Lagrangedichte ab.



**Abb. 2.8.:** Verlauf der inversen Kopplungskonstanten bei hohen Energien im MSSM. Die Vereinigung der Kopplungskonstanten im Bereich der GUT-Skala findet innerhalb der theoretischen Unsicherheiten statt.

### Gravitation und TOE

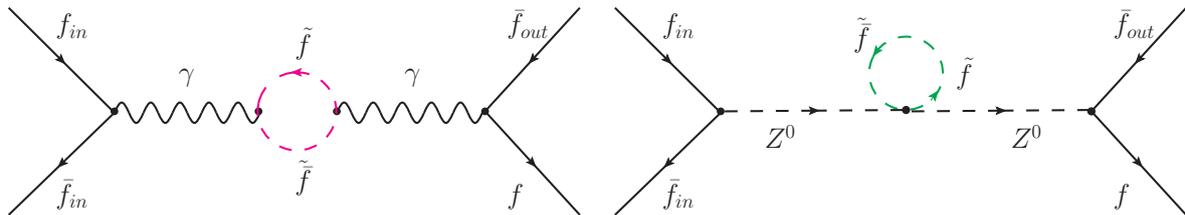
Der Schritt der großen Vereinheitlichung der elektroschwachen und starken Kraft im vorigen Abschnitt ist ein fundamentaler Pfeiler einer möglichen Theory of Everything. Die Gravitation, die nun durch die supersymmetrische Erweiterung des MSSM, dem mSUGRA-Modell mit einbezogen wird, ist die letzte bekannte Wechselwirkung, die aus

einer TOE hervorgehen muss. Das mSUGRA-Modell beinhaltet zwar keine Art Quantenfeldtheorie der Gravitation, jedoch liefert es eine Erklärung für die relative Schwäche der Gravitation.

Jede der heutigen Ansätze zu einer TOE, wie die *Stringtheorie* oder die *M-Theorie* benötigen Supersymmetrie als Grundlage [43–45].

## Hierarchieproblem

Die Korrekturen durch Loopdiagramme  $\delta m_H^2$ , die der Higgs-Boson-Masse zuteil werden, sind im Standardmodell proportional zum Cutoffradius. In supersymmetrischen Erweiterung gibt es nun aber zu jedem Loopdiagramm des Standardmodells, ein analoges Loopdiagramm mit dem jeweiligen Superpartner. Da die Partner aufgrund ihrer unterschiedlichen Spins verschiedenen Statistiken - Bose- oder Fermi-Statistik - angehören tragen die Loopkorrekturen immer mit verschiedenem Vorzeichen bei, heben sich also genau auf, wie in Abbildung (2.9) symbolisch dargestellt. Damit wird keine Parameteranpassung mehr benötigt, das Hierarchieproblem ist gelöst.



**Abb. 2.9.:** Feynmandiagramme zweier s-Kanäle eines Prozesses  $f_{in}\bar{f}_{in} \rightarrow f_{out}\bar{f}_{out}$ . Die Loops der Superpartner heben die Divergenzen aus Abbildung (2.1) exakt auf.

## Dunkle Materie

Einen möglichen Kandidaten für die benötigten WIMPs - also für dunkle Materie - stellen die LSPs dar, vergleiche Kapitel (2.4.3). Da sie unter Erhaltung der R-Parität nicht zerfallen, können sie stabil existieren. Zudem sind jene in den meisten SUSY-Modellen massiv, farblos und elektrisch neutral. So ist in großen Teilen des Parameterraums des mSUGRA-Modells das  $\tilde{\chi}_1^0$  das LSP - ein perfekter Kandidat, da es ausschließlich schwach und gravitiv wechselwirkt. Im Zuge der anschließenden Analysen wird eine Endkante extrahiert, die sensitiv auf die Masse des  $\tilde{\chi}_1^0$  ist [36].

## **Materie-Antimaterie-Asymmetrie**

Die Baryogenese setzt die Sakharov-Kriterien voraus, die Verletzung der Baryonzahlerhaltung implizieren. Wie in Kapitel (2.4.3) gesehen, ist es durch Supersymmetrie und Forderung nach R-Paritätserhaltung möglich Protonstabilität und Baryonzahlverletzung gleichzeitig zu erlauben. Damit wird Supersymmetrie zu einer möglichen Voraussetzung zur Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum [34].

## **Neutrinooszillation**

Es ist möglich supersymmetrische Theorien zu konstruieren, in denen R-Parität keine Symmetrie ist. In solchen Theorien sind massenbehaftete Neutrinos möglich. Da jedoch mit R-Paritätsverletzung auch Protoninstabilität einhergeht und solche Theorien auch keine WIMPs liefern, sind sie eher uninteressant. Als mögliche Lösung sei hier auf den *Seesaw-Mechanismus*, in [46] verwiesen. Da Supersymmetrie aber mit dem Seesaw-Mechanismus verbunden werden kann, stellt die Neutrinomasse kein größeres Problem dar.

Die Supersymmetrie ist also insgesamt eine überaus erfolgreiche, da problemlösende Erweiterung und zudem eine physikalisch sehr ansehnliche Theorie, deren Verifizierung ein Meilenstein in der Geschichte der modernen Physik darstellen würde.

## 3. Das ATLAS-Experiment am LHC

Um supersymmetrische Teilchen beziehungsweise neue Physik nachzuweisen, sind Daten aus Teilchenkollisionen notwendig. In dieser Arbeit werden simulierte Daten des ATLAS-Experimentes am LHC benutzt. Es folgt eine kurze Beschreibung des LHC-Beschleunigers und eine Skizze des Aufbaus und der Detektionsmethodik des ATLAS-Detektors. Für die Grundlagen der Beschleuniger- und Detektorphysik sei auf [47] verwiesen.

### 3.1. LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf ist der bisher größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt. Allein am ATLAS-Experiment sind über 3000 Wissenschaftler aus 35 Ländern beteiligt. Seit dem 20. November 2009 ist der seit 1996 im Bau befindliche Speicherring in Betrieb [48].

In dem 27 km langen Ring des LHC sollen Protonen mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV zur Kollision gebracht werden. Mit einer Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  können dabei große Datenmengen an den 4 unabhängigen Experimenten genommen werden, deren Auswertung essentielle Erkenntnisse für die moderne Physik liefern soll. Der LHC kann in 2 verschiedenen Modi laufen - einem Modus für die Beschleunigung von Protonenpaketen und dem Bleionenmodus, in welchem  $\text{Pb}^{82+}$ -Pakete zur Kollision gebracht werden [49].

Um systematische Fehler der Ergebnisse zu minimieren und zur Spezialisierung auf bestimmte Aspekte sind am LHC an 4 verschiedenen Kollisionspunkten 6 Experimente aufgebaut, die mit jeweils eigenen Methoden die Kollisionen aufzeichnen und aus unterschiedlichen Perspektiven betrachten sollen. Dabei übernehmen die Detektoren folgende Aufgaben:

- **ATLAS und CMS** sind die beiden Mehrzweckdetektoren am LHC. Ihre Aufgabe besteht aus der Suche nach neuer Physik, wie dem Higgs-Boson und der Supersymmetrie und der genaueren Vermessung von SM-Prozessen [50].
- **ALICE** ist spezialisiert auf Quantenchromodynamik- und Quark-Gluon-Plasma-Studien [51].

### 3. Das ATLAS-Experiment am LHC

- Der **LHCb**-Detektor untersucht das beauty-Quark und damit Physik mit B-Mesonen, speziell im Hinblick auf CP-Verletzung [52].
- **LHCf und TOTEM** sind zwei kleinere, nicht eigenständige Experimente an den Kollisionspunkten von ATLAS und CMS, die in Vorwärtsrichtung hadronische Wechselwirkungsparameter und den totalen Wirkungsquerschnitt der p-p-Kollisionen bestimmen [53, 54].

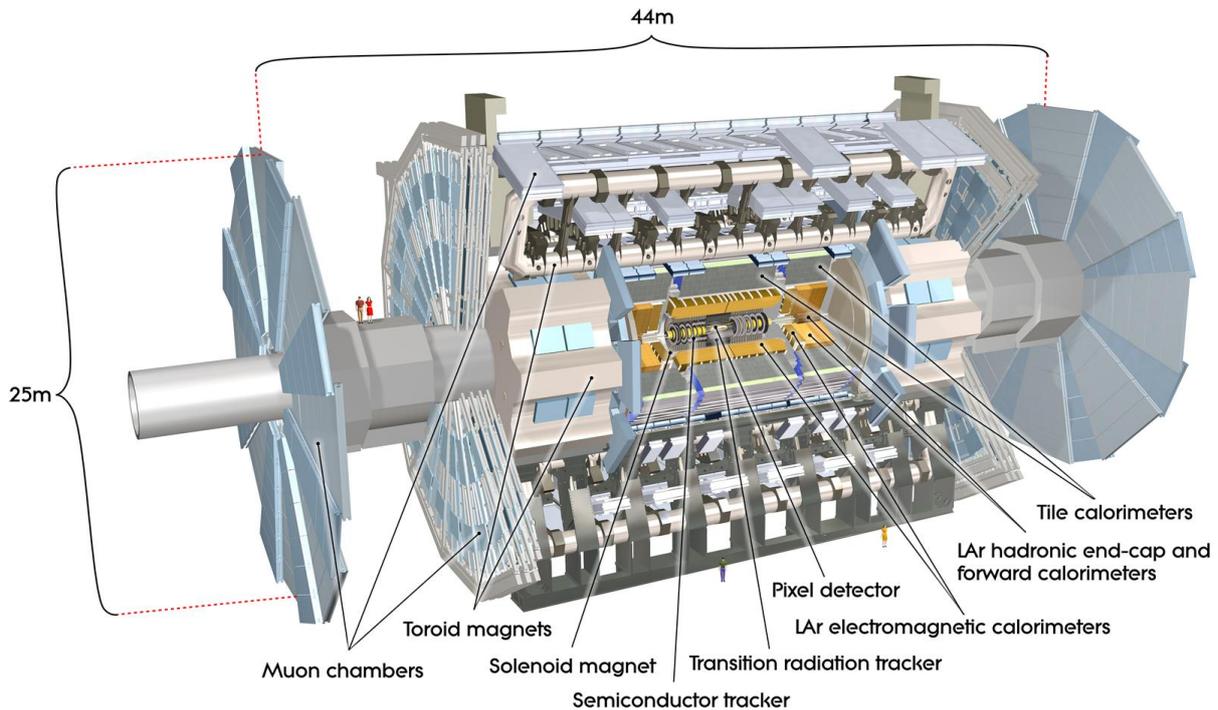
## 3.2. ATLAS-Experiment

### 3.2.1. Überblick, Aufbau und Koordinatensystem

Der größte Detektor am LHC ist der Mehrzweckdetektor ATLAS. Ziel des Experiments ist neben der exakteren Vermessungen von Parametern des Standardmodells, insbesondere der Top-Quark-Produktion, die Entdeckung neuer Physik, wie dem Higgs-Boson, schweren Eichbosonen und eben supersymmetrischer Teilchen.

Der Detektor muss daher ein sehr breites Spektrum an Analysen ermöglichen. Mithilfe verschiedener Benchmark-Prozesse und den gesetzten Anforderungen wurde für den Detektor das Design mit 25 m Durchmesser und 44 m Länge in Abbildung (3.1) entwickelt. Als Koordinatensystem werden am Atlasdetektor modifizierte Zylinderkoordinaten gewählt [50]. Die z-Achse des rechtshändigen Standard-Orthonormalsystems wird auf die Strahlachse, also in die Mitte des Strahlrohres gelegt, während die x-Achse in die Mitte des LHC-Rings zeigt. Koordinatenursprung ist der Kollisionspunkt. Die x-y-Ebene wird dann als  $R\phi$ -Ebene beschrieben, wobei  $R$  den Abstand zum Strahlrohr und  $\phi$  den Drehwinkel zur y-Achse darstellt. Der Polarwinkel  $\theta \in [0, \pi)$  zwischen Spurrichtung und z-Achse wird in die Pseudorapidity  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$  umdefiniert -  $\eta = 0$  ist dann senkrecht und  $\eta \rightarrow \pm\infty$  parallel zur Strahlrichtung - auch als *Vorwärtsrichtung* bezeichnet. Intervalle  $\Delta\eta$  sind lorentzinvariant.

Die einzelnen Komponenten werden in verschiedene  $\eta$ -Regionen unterteilt. Spuren mit kleinem  $\eta$ , für das Myonspektrometer beispielsweise  $\lesssim 1$ , werden in der so genannten *Barrelregion* nachgewiesen, während aus Material- und Kostengründen Spuren großer  $\eta$  in den äußeren „Rädern“, den *Endkappen*, der einzelnen Komponenten nachgewiesen werden. Es folgt nun eine kurze Beschreibung der Komponenten.



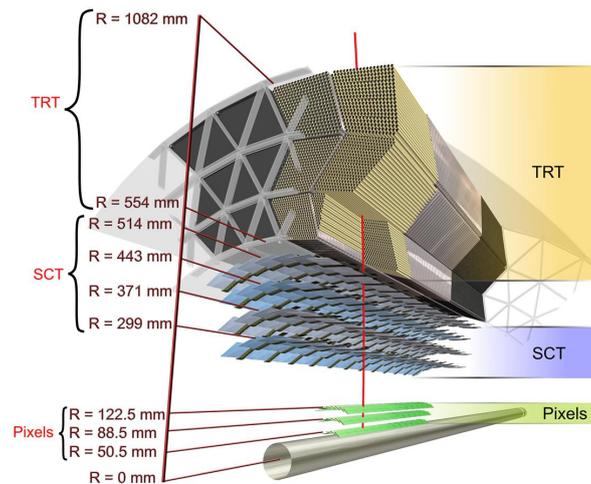
**Abb. 3.1.:** Aufbau ATLAS-Detektor

### 3.2.2. Innerer Detektor

Unter dem **Inneren Detektor** (ID) versteht man die innersten Komponenten des ATLAS-Detektors. Möglichst nah am Wechselwirkungspunkt soll trotz hoher Spurdichten Tracking und exakte Vertexrekonstruktion ermöglicht werden. Dazu wurde der 7 m lange und 2.3 m durchmessende ID konstruiert, bestehend aus PIXEL-, SCT- und TRT-Subdetektoren und ist schematisch in Abbildung (3.2) dargestellt. Direkt nach dem Strahlrohr, also in unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt, folgt der **Pixel**-Detektor. Zur Detektion wird Silizium-Halbleitertechnik genutzt: Durchtritt ein geladenes Teilchen die Verarmungszone zwischen n- und n-dotierter Schicht, so erzeugt es freie Ladungsträger. Das entstehende Signal wird nun bei allen 80 Millionen Siliziumpixeln einzeln ausgelesen. Dadurch wird ein ausgezeichnetes 2-dimensionales Auflösungsvermögen  $A$  erzielt -  $A_{R\phi} \approx 15 \mu\text{m}$  und  $A_z \approx 115 \mu\text{m}$ .

Da beim Pixel-Detektor jede Zelle einzeln ausgelesen wird, ist das System sehr aufwendig und teuer. Deshalb wird bei der nächsten Schicht des ID, dem **Semi-Conductor-Tracker** (SCT), auf 4 Doppellagen 12 cm langer Siliziumstreifen zurückgegriffen. Dadurch wird nur noch eine Ortskomponente aufgelöst; die zweidimensionale Information wird dann über das Signal der nächsten, relativ zur ersten gedrehten Lage Streifen erreicht. Mit den

### 3. Das ATLAS-Experiment am LHC



**Abb. 3.2.:** Schema der Schichten des Inneren Detektors

6.2 Millionen Auslesekanälen erreicht der SCT eine Auflösung von  $A_{R\phi} = 17 \mu\text{m}$  und  $A_z = 580 \mu\text{m}$ .

Die dritte Komponente des ID ist der **Transition Radiation Tracker** (TRT). Mithilfe von *Driftröhren* wird der Durchgang geladener Teilchen detektiert. Die Driftröhren sind mit einem unter Zug stehendem, zentrierten Anodendraht durchzogen und mit ionisierbarem Gas, hier Xenon, gefüllt. Durchtritt nun ein geladenes Teilchen in die Röhre, so wird das Gas ionisiert und ein Signal kann ausgelesen werden. Bei bekannter Driftzeit der Gasionen zum Anodendraht kann aus der Länge des Signals die Auflösung optimiert werden.

Weiterhin sind zwischen den Röhren Kunststoffschichten verschiedener Permittivität. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch diese Schichten ändert sich das elektrische Feld des Teilchens; die Änderung wird in Form von abgegebener Strahlung sichtbar. Je höher dabei der relativistische  $\gamma$ -Faktor des Teilchens, desto intensiver die Strahlung. Dadurch können besonders Elektronen genau identifiziert werden. Diese Strahlung wird ebenfalls durch die Driftröhren registriert, liefert aber ein stärkeres Signal.

#### 3.2.3. Kalorimeter

Kalorimeter dienen der Energiebestimmung. Am ATLAS-Detektor werden *Sampling Kalorimeter* verwendet, bei welchen sich passive Absorber- und aktive Nachweisschichten abwechseln. Einfallende Teilchen - im Wesentlichen Hadronen oder Elektronen/Photonen - wechselwirken mit dem Absorbermaterial und *schauern auf*. Anhand der Schauerform

lassen sich energetische Eigenschaften der Ausgangsteilchen bestimmen.

Auf den ID folgt das **Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter** (ECal bzw. LArEm), welches der Energiebestimmung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen dienlich ist. Mithilfe von Bleiabsorbern schauen die elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen auf. Flüssiges Argon ionisiert beim Durchgang der Schauerteilchen und liefert so ein Signal. Wieder wird durch Auslesen verschiedener kleiner Zellen eine hohe Auflösung erreicht - eine *Granularität* von  $\Delta\phi = 0.025 \wedge \Delta\eta = 0.05$ . Einzigartig wurde beim ATLAS-Detektor erstmals eine Akkordeonstruktur für Absorber und Nachweismaterial gewählt. Damit ist die Signalstärke nicht  $R$ -abhängig und es entstehen keine Detektionslücken durch Kabelleitungen, was eine leichtere und genauere Messung ermöglicht

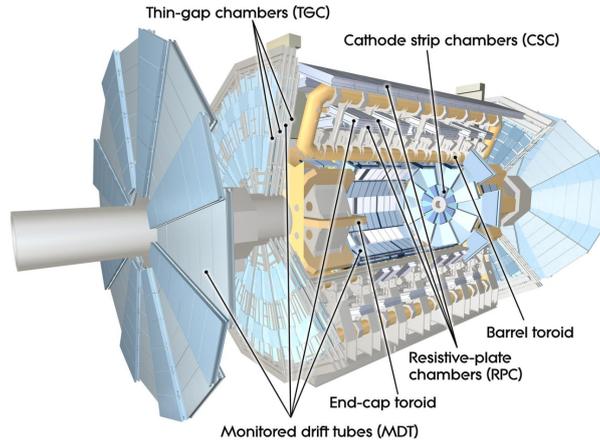
Um die Energie von Hadronen zu vermessen sind höhere Wirkungsquerschnitte nötig, da der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt für ein aufschauern der Hadronen nicht ausreichend ist. Deshalb sind im **hadronischen Kalorimeter** Absorber hoher Dichte, Dicke und Ordnungszahl verbaut, die für ein Aufschauern durch starke Wechselwirkung sorgen. Es kommt hauptsächlich Eisen zum Einsatz, aber auch mit Kupfer und Wolfram wird absorbiert. Im *TileCal*, dem hadronischen Kalorimeter in der Barrelregion, werden als aktives Material so genannte *Szintillatoren* verwendet. Diese bestehen aus Kunststoff, welcher beim Durchgang wechselwirkender Teilchen Strahlung aussendet. Diese Photonen werden mithilfe von *Photomultipliern* in ein elektrisches Signal umgewandelt. Im TileCal wird eine Granularität von  $\Delta\phi = 0.1 \wedge \Delta\eta = 0.1$  erreicht.

### 3.2.4. Myonspektrometer

Den äußersten, größten und charakteristischsten Part des ATLAS-Detektors bildet das *Myonspektrometer* (MS). Da alle stark und elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen bis zum MS weitgehend detektiert und gestoppt sein sollten, dient es der Vermessung der Spuren der auf diesen Energieskalen „minimal ionizing“ Myonen. Myonen spielen in vielen wichtigen Prozessen, wie in (4.3.2), eine Rolle. Das Myonspektrometer, in Abbildung (3.3) skizziert, besteht aus den Präzisionskomponenten *Monitored Drift Tube Chambers* (MDT) und *Cathode Strip Chambers* (CSC), sowie Triggerkomponenten *Resistive Plate Chambers* (RPC) und *Thin Gap Chambers* (TGC), die sich alle innerhalb des toroidalen Magnetfeldes befinden, wobei Triggersystem und Magnetfeld in Kapitel (3.2.5) und (3.2.6) beschrieben werden. Trotz des riesigen Volumens wird im Myonspektrometer eine Genauigkeit von bis zu  $50 \mu\text{m}$  erreicht.

Die in Barrelregion präzisionsmessenden MDT bestehen aus Aluminium-Driftröhren, welche, ganz analog zum TRT, die Myonen mit einem, vom enthaltenem, ionisiertem Argongas ausgelösten Signal nachweisen. Auch kann man wieder über die Einbeziehung der

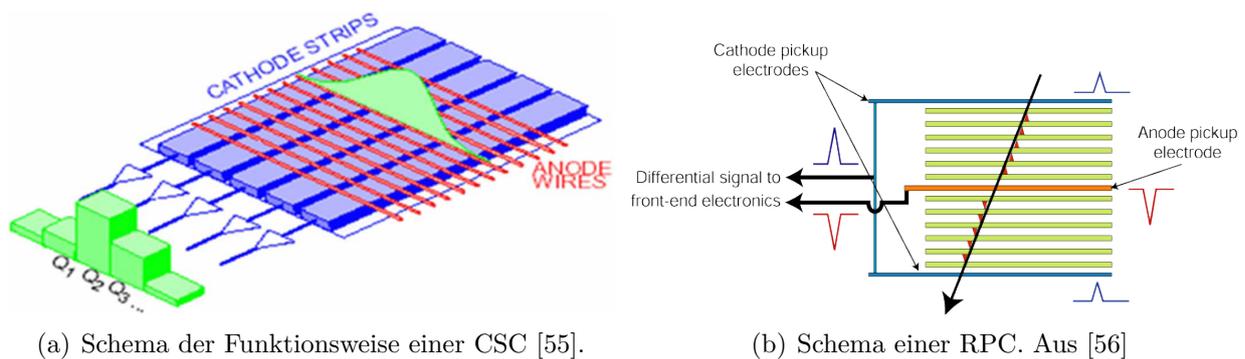
### 3. Das ATLAS-Experiment am LHC



**Abb. 3.3.:** Schema Myonspektrometer.

Driftzeit die Präzision erhöhen. Eine Besonderheit bildet das *Monitoring*, das Überwachen der Röhren auf Verformungen, die aufgrund der Länge der Röhren ganz natürlich durch die Schwerkraft entstehen. Die in der Barrelregion verwendeten 3 gegeneinander verdrehten MDT-Kammer-Lagen sorgen für eine Auflösung von bis zu  $50 \mu\text{m}$ .

Die Präzisionsmessung in Vorwärtsrichtung wurde mit Hilfe der CSC gelöst, welche im Wesentlichen *Vieldrahtproportionalkammern* sind - die deponierte Energie ist proportional zur Signalstärke. Wieder ionisieren die geladenen Myonen ein Gas, in welchem die Ionen und Elektronen auseinander diffundieren und in den um  $\frac{\pi}{2}$  gegeneinander verdrehten Anoden- bzw. Kathodendrähten eine gaußförmige Ortsverteilung liefern. Ebenso ist die Signalstärke gaußverteilt, wie in Abbildung (3.4(a)) skizziert. Der Schwerpunkt beider Verteilungen ist der gesuchte Durchgangsort. Damit lässt sich im Vorwärtsbereich eine Auflösung von  $60 \mu\text{m}$  erreichen. Die Triggerkomponenten in Barrelregion sind die RPC.



**Abb. 3.4.:** Bestandteile des Myonspektrometers.

Wichtig für die Triggerkomponenten ist eine möglichst kurze „Erholungszeit“; also die Möglichkeit sehr schnell hintereinander Messungen durchzuführen. Die RPC sind Plat-

tenkondensatoren, die unter hoher Spannung stehen und zwischen deren Platten sich so genannte *Spacer*, Kunststoffplatten, befinden, wie in Abbildung (3.4(b)). Zudem sind sie mit ionisierbarem Gas kurzer Driftzeit, hier Tetrafluorethan gefüllt. Durchtritt nun ein Teilchen einen solchen Bereich, so entsteht eine driftende Lawine aus Gasionen und erzeugt ein Signal von rund 0.5 pC. Durch die Spacer wird jene Lawine aber sehr schnell wieder gestoppt - eine extrem kurze Driftzeit ist die Folge. Damit kann man in sehr hohen Raten messen - hier bis zu 1 Durchgang/ns. Um auch in Vorwärtsregion Triggerinformationen zu erhalten, wurden die TGC konzipiert. Diese Vieldrahtproportionalkammern zeichnen sich durch einen sehr geringen Abstand von Anodendraht zu Kathodenwand aus. Dadurch wird die Driftzeit ionisierter Atome des CO<sub>2</sub>/Penthan-Gemischs minimiert. Die TGC bilden ein weiteres Charakteristikum des ATLAS-Detektors - die großen äußeren Endkappenräder.

### 3.2.5. Magnetsystem

Die Magnetsysteme des ATLAS-Detektors sollen ein möglichst homogenes Magnetfeldes zur Krümmung der Flugbahn geladener Teilchen durch die Lorentzkraft erzeugen. Das supraleitende Magnetfeldsystem des ATLAS-Detektors besteht im Wesentlichen aus 2 Teilen - dem *Solenoid* und dem *Toroid*. Der **Solenoid** ist eine Zylinderspule um den Inneren Detektor. Mit einem B-Feld von 2 T und einer gespeicherten Energie von 40 MJ zwingt der Solenoid geladene Teilchen in unmittelbarer Vertexnähe auf gekrümmte Bahnen.

Der **Toroid** ist ein charakteristisches Merkmal des ATLAS-Detektors. 8 Luftspulen und 2 Endkappen bilden ein Magnetfeld von rund 1 T bei einer gespeicherten Energie von 1 GJ. Durch die toroidale Form des Magnetfelds werden  $\mu$  im Myonspektrometer auf Kreisbahnen gezwungen, ohne dabei die Bahn bereits in Kalorimeter oder Innerem Detektor zu krümmen, was eine unabhängige Impulsmessung ermöglicht.

### 3.2.6. Triggersystem

Unter dem *Triggersystem* versteht man eine Online-Datenselektion auf 3 Ebenen. Da ungefähr 1.6 MB/Event Daten am ATLAS-Detektor genommen werden können und rund  $10^9$  Events/s stattfinden, muss bereits im Betrieb entschieden werden, welche Daten gespeichert werden sollen.

Im *Level-1-Trigger* wird mithilfe von Hardware-Prozessoren und Daten aus dem Kalorimeter und Myonspektrometer selektiert, was zum Weiterleiten von 75000 Events/s führt. Diese stoßen dann auf programmierte Prozessoren, dem *Level-2-Trigger*, der auf rund 2000 Ereignisse/s schneidet. Letzte Station ist der *Ereignisfilter*, der nach der voll-

### 3. Das ATLAS-Experiment am LHC

ständigen Rekonstruktion aller Daten, inklusive Fits und Matching, auf 200 Ereignisse/s reduziert. Trotz dieser 3 Triggerstufen ist ATLAS immer noch Spitzenreiter an Datenproduktion am LHC mit einer Speicherbedarf von ca. 320 MB/s [57].

Mithilfe dieser Konzepte und Komponenten kann nun also eine in vielen Regionen sensitive Messung gelingen. Die filigranen und hochauflösenden inneren Detektorelemente, die exakte Kalorimetrie und das genaue und unabhängige Myontracking bilden die Grundlage der geforderten Multifunktionalität des ATLAS-Detektors.

Derzeit, Juli 2010, läuft der LHC bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV und soll ab 2013 mit maximaler Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV betrieben werden [49]. Am ATLAS-Detektor wurde bisher eine maximale Luminosität von  $L = 1.1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht. Insgesamt haben bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV bis jetzt über  $4 \cdot 10^9$  Kollisionen stattgefunden [58].

## 4. Analysen

Da Experimente wie ATLAS immer Unikate darstellen, muss, neben der aufwendigen Konstruktion, auch viel Zeit und Mühe in das Interpretieren der vom Detektor gelieferten Rohdaten investiert werden. Dabei müssen Auflösung und Störsignale genau identifiziert werden, sowie etwaiger Materialverschleiß in Betracht gezogen werden - ein dynamischer Prozess. Weiterhin braucht man für Analysen der Daten, also für die Produktion physikalischer Ergebnisse, eine Kontrollmöglichkeit ob der Korrektheit der verwendeten Methoden. Eine ausgezeichnete Möglichkeit bieten da Computersimulationen - sowohl Ereignisse, als auch der Detektor mitsamt Auflösungseffekten können simuliert werden. Da man bezüglich der zugrundgelegten Theorien nicht eingeschränkt ist, kann auch mögliche „neue Physik“ und einhergehende Ereignisse generiert werden. Da zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit noch nicht genug experimentelle Daten gesammelt wurden, wird in den anschließenden Analysen auf Simulationen zurückgegriffen, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

### 4.1. Monte Carlo Simulationen

*Monte Carlo* (MC) Simulationen bezeichnen ein stochastisches Verfahren zur Behandlung statistischer Probleme. Dabei wird Wahrscheinlichkeitstheorie auf computergenerierte Zufallszahlen angewandt und durch Parameterwahl das Verhalten des zu simulierenden Systems angepasst. Monte-Carlo-Simulationen finden nicht nur in der Teilchenphysik Anwendung; auch analytisch unlösbare Integrale, komplexe Prozesse wie das Wetter oder Molekulardynamiksimulationen werden mittels Monte-Carlo-Algorithmen behandelt. [59] Für den ATLAS-Detektor stellt das *Athena*-Framework die Basis für die Interaktion der verschiedenen Simulationsprogramme dar.

#### 4.1.1. Ereignisgeneration

Da im Zuge dieser Arbeit zwei unterschiedliche Themen behandelt wurden, waren zwei verschiedene Ereignissimulatoren beteiligt. Zum einen generierte *Pythia* [60] Standardmodell-Datensätze mit den möglichen  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ -Produktionskanälen. Die p-p-Kollisionen wurden

## 4. Analysen

bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV simuliert.

Für die Simulation der supersymmetrischen Ereignisse wurden der Event-Generator *Herwig* [61] und das Zusatzpaket für Berechnung von Vielfachstreuung *Jimmy* [62] in die Athena-Version 14.5.0 eingebettet und bei  $\sqrt{s} = 10$  TeV simuliert. Dabei müssen das SUSY-Massenspektrum, Zerfallraten und Mischungsmatrizen als Input geliefert werden. Als Parametergrundlage für diese Inputdaten dient dabei der mSUGRA-Parametersatz

$$\begin{aligned} m_0 &= 76 \text{ GeV} & m_{1/2} &= 300 \text{ GeV} \\ \tan(\beta) &= 6A_0 & &= -300 \text{ GeV} \\ \mu &= +1 & & \end{aligned} \tag{4.1}$$

an der GUT-Skala. *Isasugra* [63] berechnete aus diesen mSUGRA-Parameter dann die benötigten Inputdaten. Für diese Arbeit standen  $\sim 160000$  simulierte SUSY-Ereignisse zur Verfügung. Dabei wurde kein expliziter SM-Untergrund simuliert; SM-Prozesse, wie  $Z^0$ -Zerfall, treten dennoch auf, insofern sie aus einer der SUSY-Ketten hervorgehen. Die Daten, die auf diesem Level der Simulation, dem *Generator*- oder *Truth*level, vorliegen, bezeichnet man als *MC-Truth*-Daten, kurz *Truth*-Daten. Die Simulationen, auch die anschließend beschriebene Detektorsimulation, wurden im Rahmen der Diplomarbeit von Matthias Hamer [64] und der Bachelorarbeit von Jannick Hofstaedt [65] durchgeführt.

### 4.1.2. Detektorsimulation

Die generierten Ereignisse müssen zur vollständigen Simulation noch in den ATLAS-Detektor eingebettet werden. Dies geschah hier mittels des *ATLFASTII*-Paketes. Während bei einer vollständigen Detektorsimulation der komplette Durchgang der Teilchen durch die Detektormaterie in Detektorsignale umgewandelt wird, greift *ATLFAST I* auf eine Parametrisierung der Detektorauflösung zurück und verschmiert die Impulse der Teilchen. *ATLFAST II* kombiniert vollständige Simulation und Verschmierung - so wurde der Innere Detektor und das Myonsystem für die SUSY-Datensätze vollständig simuliert, während die Kalorimeter parametrisiert in die Simulation eingingen.

Die simulierten Detektorhits werden, wie für echte Hits, mithilfe von Rekonstruktionsalgorithmen wie in Kapitel (4.2.1) zu Teilcheninformationen rekonstruiert, ab dann auch als *Recodaten* - Daten auf *Reconstruction*- oder kurz *Recon*niveau - bezeichnet.

## 4.2. Myonrekonstruktionseffizienz am ATLAS-Detektor

Die in Kapitel (3.2) beschriebenen Komponenten liefern Signale, die verarbeitet werden müssen, um daraus einen vollständigen Informationssatz des jeweiligen Teilchens zu erhalten. Diese Verarbeitung findet mithilfe von *Rekonstruktionsalgorithmen* statt, für simulierte Detektordaten ebenso wie für Echte. Diese Algorithmen interpolieren unter anderem Detektorhits, kombinieren Teilspuren und bestimmen teilchenspezifische Größen. Die Detektordaten werden in *Raw Data Object* (RDO)-Datensätzen gespeichert, während Informationen über den Rekonstruktionsvorgang und dessen Ergebnisse in *Event Summary Data* (ESD)-Datensätzen gespeichert werden. Eine reduzierte Anzahl dieser Größen enthalten die *Analysis Data Object* (AOD)-Datensätze, unter deren Zuhilfenahme die Analysen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Die Effizienz der Rekonstruktion durch den Detektor propagierender Teilchen setzt sich damit aus Detektoreffekten und der Effizienz der Algorithmen zusammen. Im Folgenden soll eine Analyse der Rekonstruktionseffizienz der für die Analysen in (4.3) wichtigen Myonen stattfinden. Dabei wird die *Tag and Probe*-Methode zur Effizienzbestimmung vorgestellt. Zunächst wird jedoch auf die Rekonstruktionsalgorithmen für Myonen am ATLAS-Detektor und ein grundlegendes Werkzeug - das *Matching* - eingegangen, welches auch in (4.3) Verwendung findet.

### 4.2.1. Myon-Rekonstruktionsalgorithmen

Das Myon passiert während seines Aufenthalts im ATLAS-Detektor den Inneren Detektor, das Kalorimetersystem und schließlich das Myonspektrometer, idealerweise als einziges elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen. Die Kombination aller Detektorhits findet mithilfe von 3 verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen - *MuidMuon*, *StacoMuon* und *CaloMuon* statt, zur Minimierung systematischer Fehler der einzelnen Berechnungen. Für die Analysen dieser Arbeit wurde die *StacoMuon-Collection* genutzt. Myonen dieser Sammlung wurden mithilfe der folgenden drei Sub-Algorithmen rekonstruiert:

- *MuonBoy* interpoliert Myonspektrometerhits zu eigenständigen Segmenten und eigenständigen Spuren (*Tracks*), die dann zum Vertex extrapoliert werden.
- Tracks im Inneren Detektor werden vom *STACO*-Algorithmus mithilfe einer statistischen Methode mit Tracks im Myonspektrometer verbunden. Kombinierte Myonen mit Track im Inneren Detektor und Track im Myonspektrometer sind das Ergebnis.

## 4. Analysen

- *MuTag* nimmt übrig gebliebene Tracks im Inneren Detektor und verbindet sie mit nicht zugeordneten Myonensegmenten.

Per Konstruktion gibt es keinen Überlapp zwischen *MuTag* und den anderen Subalgorithmen; der Überlapp von *MuonBoy* und *STACO* wird beim Füllen der AODs entfernt. Wichtig für spätere Analysen ist, dass die Tracks aus welchen die Myonen rekonstruiert wurden alle spezifischen Identifikationscode tragen - den *AthenaBarCode*. Dieser bleibt ab Trackrekonstruktion erhalten und kann dann für die vollständig zusammengesetzte Myonen für die spezifischen Tracks wieder abgefragt werden. Betont sei auch nochmal, dass die Bedingungen ein Myon in der *StacoMuon-Collection* zu finden ein rekonstruierter ID-Track und ein dazu passender rekonstruierter MS-Track sind.

### 4.2.2. Tag and Probe-Methode

Die Effizienz  $\epsilon$  einer Rekonstruktion setzt sich aus der Anzahl der rekonstruierten Teilchen  $N_{reco}$  und aus der Anzahl aller tatsächlich vorhandenen Teilchen  $N_{ges}$  über

$$\epsilon = \frac{N_{reco}}{N_{ges}} \in [0, 1] \quad (4.2)$$

zusammen, wobei  $\epsilon = 1$  eine 100%ige Rekonstruktion bedeutet. Eine grobe Abschätzung der Effizienz liefert demzufolge das Verhältnis der Anzahl von "Truth"teilchen eines Flavors zur Anzahl der rekonstruierten Kandidaten dieses Flavors. Dieses Vorgehen ist jedoch ausschließlich für simulierte Daten möglich. Für bloße "Reco"daten, vom Detektor oder aus einer Simulation, muss, zur Berechnung der Effizienz mittels  $N_{reco}$  eine Abschätzung für  $N_{ges}$  eingeholt werden.

Ein elegantes Verfahren stellt hier die *Tag and Probe*-Methode dar. Dabei wird ein Teilchen  $T$  eines bestimmten Zwei-Körper-Zerfalls  $A \rightarrow T + P$  identifiziert und markiert - *getaggt* - und nach dem anderen Teilchen  $P$  gesucht. Jeder Track - Probetrack  $Pt$  -, der zusammen mit dem *Tag*teilchen  $T$ , die Bedingungen zur Zerfallskanalidentifikation erfüllen, erhöht  $N_{ges}$  um einen Zähler, da man bei genügend genauer Identifikation des Zerfallskanals weiß, dass hier ein rekonstruiertes *Probeteilchen*  $P$  propagieren muss. Die Anzahl der zu dem Probetrack gefundenen Probeteilchen ist identisch zu  $N_{reco}$ . Sehr wichtig ist bei dieser Methode die Wahl des Zerfalls, da die Zerfallsprodukte genau identifiziert werden müssen und etwaiger Untergrund die Ergebnisse schnell verfälscht.

Für die folgenden Analysen dient der Zerfall des  $Z$ -Bosons  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  als Analysegrundlage für die Rekonstruktionseffizienz von Myonen. Die Masse  $m_Z = (91.1876 \pm 0.0021)$  GeV [66] des  $Z^0$ -Bosons ist einer der am präzisesten bestimmten Parameter des Standardmo-

dells. Zudem liefert die Resonanz im Wirkungsquerschnitts [17], ein sehr klares Signal. Insgesamt stellt also der Zerfall  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , einen ausgezeichneten Kandidaten für die Tag and Probe-Methode dar.

Da sich die Rekonstruktionseffizienz der Myonen der MuonStaco-Collection aus den Effizienzen der Rekonstruktion im Inneren Detektor  $\epsilon_{ID}$  und im Myonspektrometer  $\epsilon_{MS}$  zusammensetzt, wird die Gesamteffizienz  $\epsilon_\mu$  über

$$\epsilon_\mu = \epsilon_{ID} \cdot \epsilon_{MS} \quad (4.3)$$

bestimmt. Die Einzeleffizienz  $\epsilon_{ID/MS}$  wird dabei mittels einer leicht modifizierten Tag and Probe-Methode bestimmt. Zu einem vollständig rekonstruierten Myon wird ein MS/ID-Track -  $MSt/IDt$  gesucht, mit dem das Myon ein  $Z^0$  bildet, das heißt MS/ID-Track und Myon erfüllen zusammen bestimmte Bedingungen, so genannte *Cuts*, die die das Paar auf Abstammung vom  $Z^0$  prüfen. Ist eine solche Bedingung erfüllt, so bildet der MS/ID-Track das Tagteilchen der anfänglichen Betrachtung. Anschließend wird unter allen anderen Myonen der StacoMuon-Collection nach einem Myon mit einem solchen MS/ID-Track gesucht. Wird ein Myon mit dem Tag-MS/ID-Track gefunden, so ist die Rekonstruktion gelungen und der Probe-ID/MS-Track ist gefunden.

Da diese Methode sensitiv auf die Wahl der *Cuts* ist, müssen jene zunächst genau bestimmt werden. Dazu dient das im Folgenden vorgestellte Vorgehen.

### 4.2.3. Matching

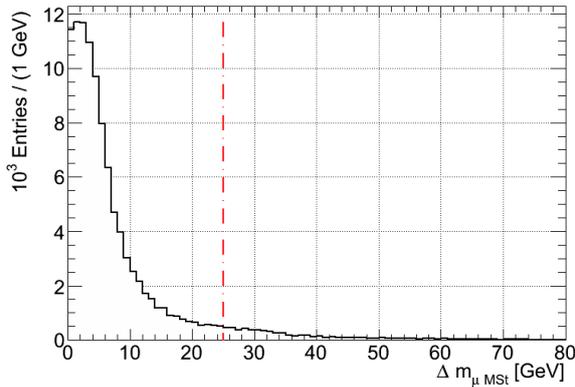
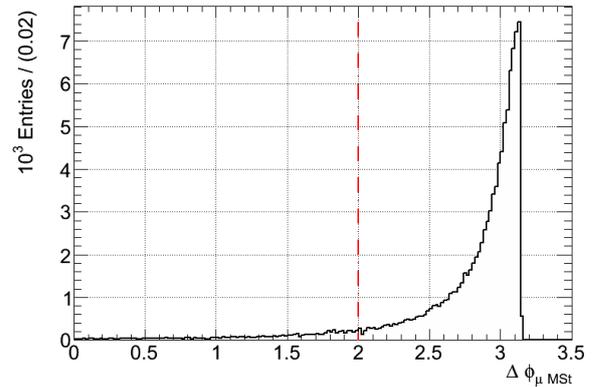
Unter *Matching* versteht man das Zuordnen eines Objektes zu einem anderen Objekt. Im Folgenden wird das Matching eines "Reco"teilchens auf ein "Truth"teilchen erklärt. Mithilfe der Detektorkoordinaten  $R, \phi$  und  $\eta$  werden die Spuren der Teilchen geometrisch auf Nähe minimiert. Die hierfür definierte Größe  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  setzt sich aus den Quadraten der Winkeldifferenzen  $\Delta\phi = \phi_{truth} - \phi_{reco}$  und  $\Delta\eta = \eta_{truth} - \eta_{reco}$  des "Truth"teilchens und des "RecoMatchkandidaten" zusammen. Dies entspricht einem Kegel um die "Truth"spur. Für eine "Truth"spur wird unter allen "Reco"myonen dasjenige gesucht, das  $\Delta R$  minimiert. Erfüllt  $\Delta R$  ein vorgegebenes *Matchingkriterium*, so wird das gefundene "Reco"myon als das rekonstruierte "Truth"teilchen identifiziert.

Dieses Verfahren ermöglicht den Erhalt wichtiger Informationen, wie beispielsweise die rekonstruierten Verteilungen selektierter "Truth"muonen wie in (4.3.6).

#### 4.2.4. Identifikationscuts

Um die Verteilung möglicher Cutvariablen zu erhalten, wurde ein Matching auf den  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Kanal ausgeführt. Dazu wurde besagter Zerfall in den "Truth"-daten gesucht und die beiden Myonen im Endzustand auf "Reco"-myonen gematcht. Der gewählte Matchingcut liegt bei  $\Delta R = 0.05$  mit einer Matchingeffizienz von 99.8%.

Zuerst wurden die Cuts für die Bildung eines möglichen Paares mit  $Z^0$ -Abstammung bestimmt. Zwei für die Identifikation eines  $Z^0$ -Paares sehr wichtige Größen, exemplarisch für die Bildung von  $\mu$ -MS-Track-Paaren zur Bestimmung von  $\epsilon_{ID}$  dargelegt, sind in Abbildung (4.1) zu sehen - (4.1(a)) zeigt den Betrag der Differenz der invarianten Masse des ersten Myons und des Probe-MS-Tracks des zweiten Myons zur  $Z^0$ -Masse  $\Delta m_{MS} = |m_Z - m_{\mu MS}|$  und (4.1(b)) den Winkel  $\Delta\phi$  zwischen erstem Myon und dem des MS-Tracks des zweiten Myons aus dem Zerfall. Neben diesen Cuts wurde für das Tagging auf den Transversa-

(a)  $\Delta m_{MS}$  Myon1 und MS-Track des Myon2(b)  $\Delta\phi$  zwischen Myon1 und MS-Track des Myon2

**Abb. 4.1.:** Identifikationscuts für die Bildung eines Tagmyon-MS-Probetrack-Paares (Tagging) - gewonnen aus gematchten "Truth"-daten.

Impuls  $p_t$  und Jetabstand  $E_t - Cone40$  geschnitten. Letztere Größe ist die Summe aller Transversalenergien  $E_t$  in einem Kegel  $\Delta R \leq 0.4$  und soll mit dem Cut Jet-Herkunft unterbinden. Insgesamt folgt Tabelle (4.2) für die zum Tagging zu verwendende Cuts. Diese finden sich im Anhang in Kapitel (A) visualisiert.

Die MS/ID-Tracks, die diese Cuts passieren, sind die MS/ID-Probetracks, zu denen nun ein passendes *Probemyon* gesucht wird, um die Effizienzen des ID/MS zu bestimmen. Dazu wird in der StacoMuon-Collection ein Myon gesucht, das den spezifischen MS/ID-Probetrack enthält. Wird eines gefunden, so liegt auch der ID/MS-Track vor und die Rekonstruktion in der jeweiligen Komponente war erfolgreich. Wird keines gefunden, so ist die Rekonstruktion im Inneren Detektor/Myonspektrometer fehlgeschlagen. Um Feh-

Beschreibung	MS-Track	ID-Track
Massenfenster der invarianten Masse des Probetracks und des Tagmyons zur $Z^0$ -Masse $\Delta m_{\text{track}} =  m_Z - m_{\mu\text{track}} $	$\Delta m_{\text{MS}} < 25 \text{ GeV}$	$\Delta m_{\text{ID}} < 15 \text{ GeV}$
Winkel zwischen Probetracks und Tagmyons $\Delta\phi_{\text{track}} =  \phi_\mu - \phi_{\text{track}} $	$\Delta\phi_{\text{MS}} < 2$	$\Delta\phi_{\text{ID}} < 2$

**Tab. 4.2.:** Für das Tagging verwendete Cuts. Die zugehörigen Abbildungen finden sich im Anhang in Kapitel (A)

ler des Rekonstruktionsalgorithmus auszuschließen, werden zusätzliche Matchingkriterien eingeführt, die sicherstellen, dass der Probetrack auch dem richtigen Myon zugeordnet wird. Als zusätzliche Matchingkriterien wurden hier zwei lockere Schnitte gewählt. Ein Cut für die Differenz der Transversalimpulse des Probetracks und des rekonstruierten Kandidaten  $\Delta p_t$  und ein Cut für die Differenz der Winkel  $\phi$  in Transversalebene  $\Delta\phi$  fanden Verwendung. Wieder wurden die Referenzwerte aus dem  $Z^0$ -Matching bestimmt, wie in den Abbildungen in Kapitel (A) zu sehen; die Cutwerte sind in Tabelle (4.4) zusammengefasst.

Beschreibung	MS-Track	ID-Track
Gleicher AthenaBarCode für Probetrack und den Track des Probemyons	<b>true</b>	<b>true</b>
Differenz der Transversalimpulse zwischen Probetrack und Probemyon $\Delta p_{t,\text{track}} =  p_{t,\mu} - p_{t,\text{track}} $	$\Delta p_{t,\text{MS}} < 10 \text{ GeV}$	$\Delta p_{t,\text{ID}} < 8 \text{ GeV}$
Winkel zwischen Probetrack und Probemyon $\Delta\alpha_{\text{track}} =  \phi_\mu - \phi_{\text{track}} $	$\Delta\alpha_{\text{MS}} < 0.05$	$\Delta\alpha_{\text{ID}} < 0.0005$

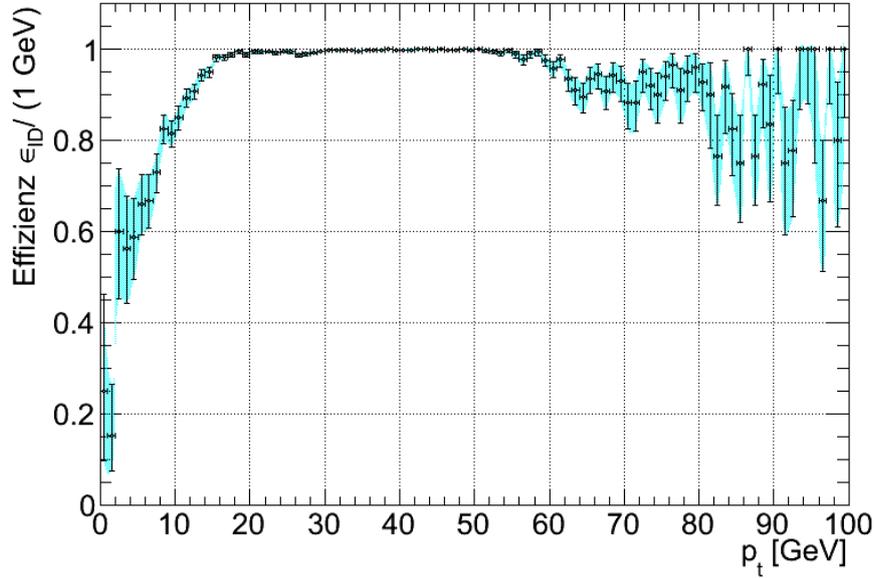
**Tab. 4.4.:** Für das Matching verwendete Cuts. Die zugehörigen Abbildungen finden sich im Anhang (A).

#### 4.2.5. Myonrekonstruktionseffizienz des Inneren Detektors

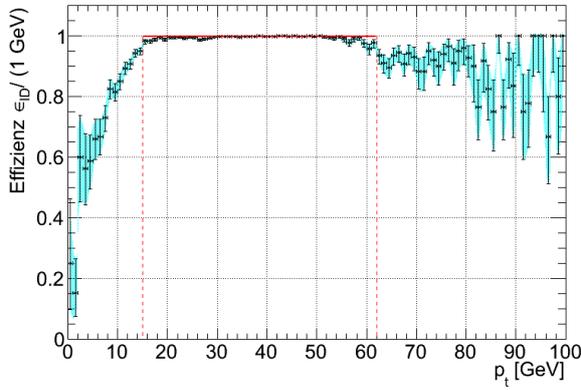
Die Effizienz  $\epsilon_{ID}$  wurde in Abhängigkeit verschiedener Variablen ermittelt. Die Fehler der Datenpunkte wurde mithilfe des BAYESSchen Theorems berechnet, welches in [67] erklärt

#### 4. Analysen

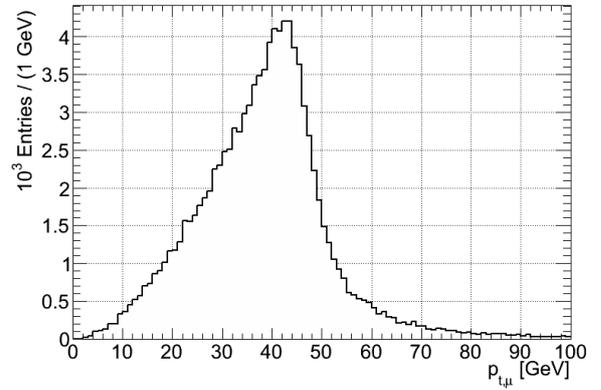
wird. In Abbildung (4.2(a)) ist  $\epsilon_{ID}(p_t)$  zu sehen. Der starke Anstieg, genannt *Turn-On*, wird durch eine zu hohen  $p_t$  verglichene schlechtere Rekonstruktionseffizienz für Myonen mit kleinem  $p_t$  hervorgerufen.



(a)  $\epsilon_{ID}(p_t)$  Effizienz des Inneren Detektors.



(b) Mittelung  $\epsilon_{ID}(p_t)$ .



(c)  $p_t$  gematchte "Reco"myonen.

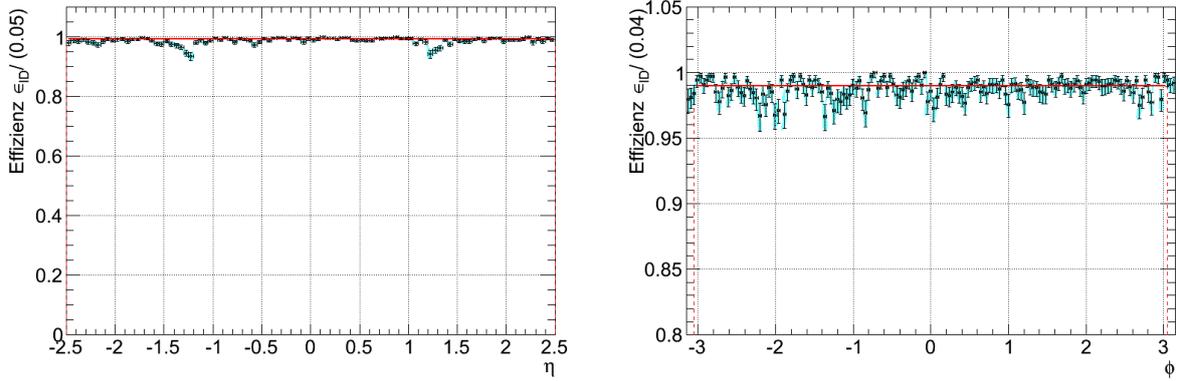
**Abb. 4.2.:** Effizienz des Inneren Detektors  $\epsilon_{ID}(p_t)$

Das anschließende Plateau zeigt eine fast 100%ige Rekonstruktionseffizienz. Ein Mittelung im Bereich  $15 \text{ GeV} \leq p_t \leq 62 \text{ GeV}$ , siehe (4.2(b)) ergibt

$$\epsilon_{ID}(p_t) \Big|_{15 \text{ GeV}}^{62 \text{ GeV}} = (99.71 \pm 0.01)\% \quad (4.4)$$

Auf das Plateau folgt ein Bereich starker Schwankungen und sinkender Effizienz. Ein Blick auf die  $p_t$ -Verteilungen aller "Reco"-myonen in Abbildung (4.2(c)) legt die Vermutung nahe, dass dies ein statistischer Effekt ist, da vergleichsweise nur wenig Myonen in diesem  $p_t$ -Bereich vorhanden sind. Ein Absinken der Effizienz sei hier nicht ausgeschlossen, doch eine präzise Aussage, kann, aufgrund der geringen Statistik nicht getroffen werden.

In Abbildung (4.3(a)) ist  $\epsilon_{ID}(\eta)$  zu sehen. Das Absinken der Effizienz bei  $|\eta| \approx 1.1$  ist auf den Übergang von Barrelregion auf die Endkappen des Inneren Detektors zurückzuführen. Im Mittel ist



(a)  $\epsilon_{ID}(\eta)$  Effizienz des Inneren Detektors. Die Einbrüche bei  $|\eta| \approx 1$  ist der Übergang von Barrel- in Endkappenregion. (b)  $\epsilon_{ID}(\phi)$  Effizienz des Inneren Detektors. Ein im Rahmen der Statistik konstanter Verlauf ist das Ergebnis.

**Abb. 4.3.:** Effizienzen des Inneren Detektors in Abhängigkeit der Winkelvariablen

$$\epsilon_{ID}(\eta)|_{-2.5}^{2.5} = (99.06 \pm 0.01)\% \quad (4.5)$$

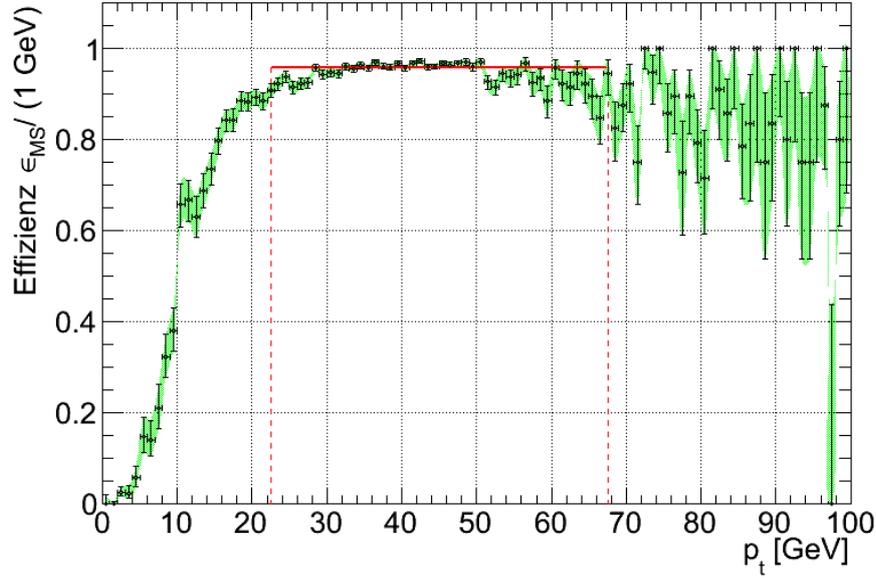
Ausserdem wurde  $\epsilon_{ID}(\phi)$  bestimmt, zu sehen in Abbildung (4.3(b)). Eine erwartete gleichmäßige Verteilung über den gesamten Bereich ist zu erkennen. Eine Mittelung ergibt

$$\epsilon_{ID}(\phi) = (99.07 \pm 0.03)\% \quad (4.6)$$

#### 4.2.6. Rekonstruktionseffizienz des Myonspektrometers

Ganz analog zu obigem Vorgehen, wurde auch die Effizienz  $\epsilon_{MS}$  in Abhängigkeit verschiedener Variablen ermittelt. Abbildung (4.4) zeigt  $\epsilon_{MS}(p_t)$ . Der Turn-On ist deutlich flacher als beim Inneren Detektor, was in der schlechteren Auflösung für Myonen kleinen  $p_t$ s begründet liegt. Eine Mittelung über das anschließende Plateau im Bereich

#### 4. Analysen



**Abb. 4.4.:**  $\epsilon_{MS}(p_t)$  Effizienz des Myonspektrometers

$22.5 \text{ GeV} \leq p_t \leq 67.5 \text{ GeV}$  ergibt

$$\epsilon_{MS}(p_t)|_{22.5 \text{ GeV}}^{67.5 \text{ GeV}} = (95.73 \pm 0.03)\% \quad (4.7)$$

also einen geringeren Wert als zuvor im Inneren Detektor. Die anschließenden Schwankungen könnten wieder mit Blick auf die  $p_t$ -Verteilungen in Abbildung (4.2(c)) erklärt werden.

$\epsilon_{MS}(\eta)$  in Abbildung (4.5(a)) schwankt stärker als zuvor  $\epsilon_{ID}(\eta)$ . Erneut ist die schlechtere Auflösung mitbeteiligt, doch auch der geometrische Aufbau liefert Absinken in bestimmten Regionen. Der Abfall bei  $\eta \approx 0$  ist eine Lücke im Spektrometer, in welcher Kabel der Ausleselektronik verlaufen [50]. Das Absinken bei  $|\eta| \approx 2$  ist der Übergang zwischen Barrleregion und den Endkappenrädern.

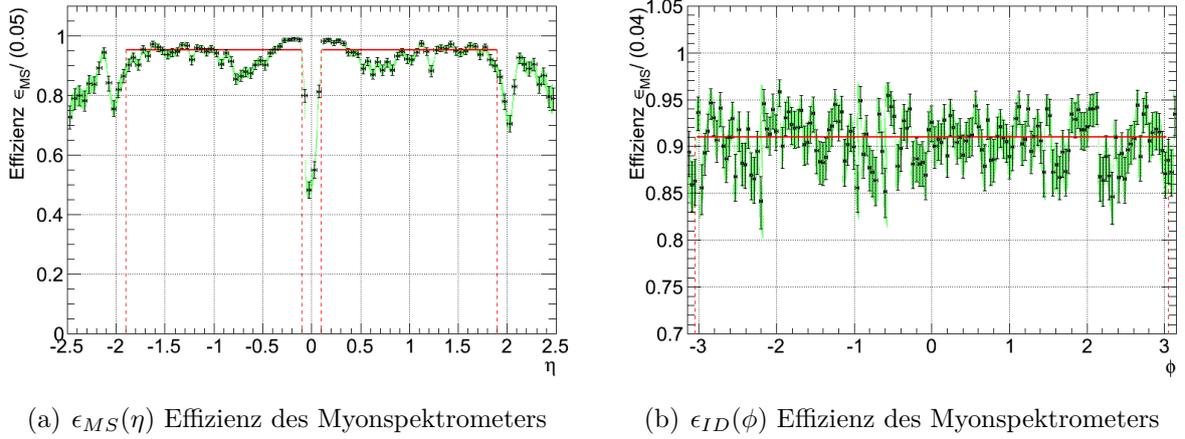
Es folgt nun aus der Mittelung in den Bereichen  $0.1 \leq |\eta| \leq 1.9$  eine im Rahmen der Fehler identische Effizienz beider Bereiche mit

$$\epsilon_{MS}(\eta)|_{0.1}^{1.9} = (95.15 \pm 0.03)\% \quad (4.8)$$

$$\epsilon_{MS}(\eta)|_{-1.9}^{-0.01} = (95.12 \pm 0.03)\% \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

Schließlich ist in in Abbildung (4.3(b))  $\epsilon_{ID}(\phi)$  samt Mittelwert zu sehen. Die Effizienz ist



**Abb. 4.5.:** Effizienzen des Myonspektrometers in Abhängigkeit der Winkelvariablen

mit

$$\epsilon_{MS}(\phi) = (90.89 \pm 0.05)\% \quad (4.11)$$

kleiner als  $\epsilon_{ID}(\phi)$ .

### 4.2.7. Myon-Rekonstruktionseffizienz

Mittels Gleichung (4.3) wurde nun für jeden einzelnen Wert der Variablen  $p_t$ ,  $\eta$  und  $\phi$  die Gesamteffizienz  $\epsilon_\mu$  bestimmt. Der Fehler  $\Delta\epsilon_\mu$  der Werte wurde mithilfe der asymmetrischen Fehler der Einzeleffizienzen  $\Delta\epsilon_{MS/ID}^{high}$  und  $\Delta\epsilon_{MS/ID}^{low}$  durch

$$\Delta\epsilon^{high} = \max\{(\epsilon_{ID} + \Delta\epsilon_{ID}^{high})(\epsilon_{MS} + \Delta\epsilon_{MS}^{high}), (\epsilon_{ID} + \Delta\epsilon_{ID}^{high})(\epsilon_{MS} - \Delta\epsilon_{MS}^{low}),$$

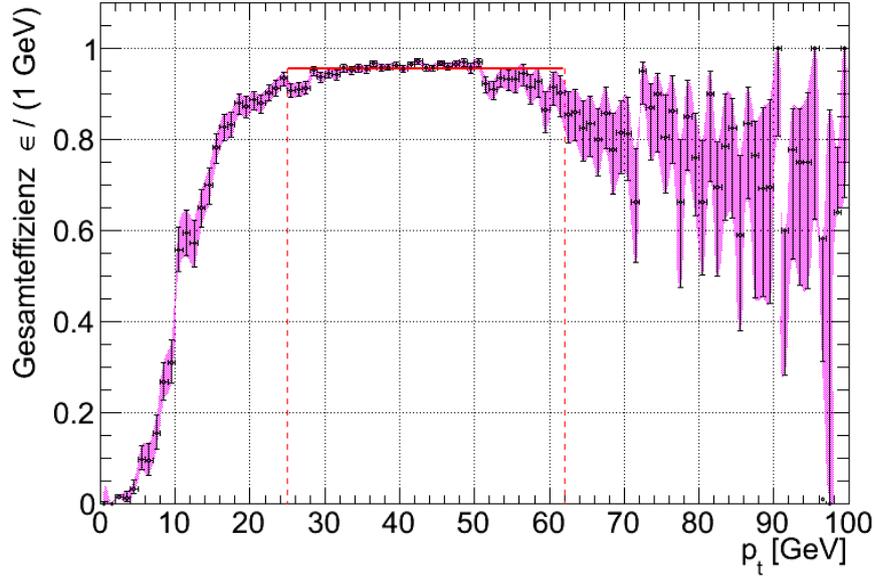
$$(\epsilon_{ID} - \Delta\epsilon_{ID}^{low})(\epsilon_{MS} + \Delta\epsilon_{MS}^{high}), (\epsilon_{ID} - \Delta\epsilon_{ID}^{low})(\epsilon_{MS} - \Delta\epsilon_{MS}^{low})\} \quad (4.12)$$

$$\Delta\epsilon^{low} = \min\{(\epsilon_{ID} + \Delta\epsilon_{ID}^{high})(\epsilon_{MS} + \Delta\epsilon_{MS}^{high}), (\epsilon_{ID} + \Delta\epsilon_{ID}^{high})(\epsilon_{MS} - \Delta\epsilon_{MS}^{low}),$$

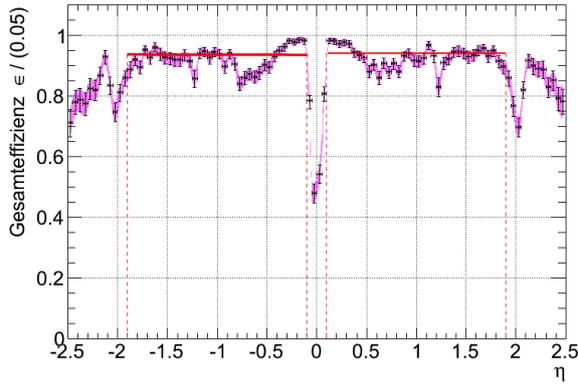
$$(\epsilon_{ID} - \Delta\epsilon_{ID}^{low})(\epsilon_{MS} + \Delta\epsilon_{MS}^{high}), (\epsilon_{ID} - \Delta\epsilon_{ID}^{low})(\epsilon_{MS} - \Delta\epsilon_{MS}^{low})\} \quad (4.13)$$

abgeschätzt, was einer Überschätzung des tatsächlichen Fehlers entspricht, aber in erster Näherung eine gute Abschätzung liefert. Gleichung (4.13) hat Bestand, da auch negative Terme vorkommen.

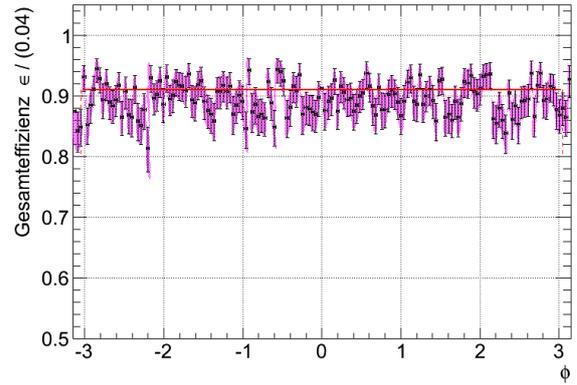
#### 4. Analysen



(a)  $\epsilon(p_t)$



(b)  $\epsilon(\eta)$



(c)  $\epsilon(\phi)$

**Abb. 4.6.:** Finale Rekonstruktionseffizienzen für Myonen am ATLAS-Detektor.

Erneut wurden Mittelungen durchgeführt, die in

$$\epsilon(p_t)|_{25 \text{ GeV}}^{62 \text{ GeV}} = (95.53 \pm 0.01)\% \quad (4.14)$$

$$\epsilon(\eta)|_{0.1}^{1.9} = (93.56 \pm 0.02)\% \quad (4.15)$$

$$\epsilon(\eta)|_{-1.9}^{-0.01} = (93.818 \pm 0.02)\% \quad (4.16)$$

$$\epsilon(\phi)|_{0.1}^{1.9} = (90.9142 \pm 0.01)\% \quad (4.17)$$

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$

resultiert.

Insgesamt konnten mit der Tag and Probe-Methode also Effizienzen für die Rekonstruktion von Myonen bestimmt werden. Die Effizienz des Inneren Detektors ist höher als die des Myonspektrometers, was, wegen der höheren Auflösung des IDs zu erwarten war. Die fehlende Statistik für  $p_t > 65$  GeV verhindert eine präzise Aussage für die Gesamteffizienz bei diesen hohen Transversalimpulsen.

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$$

Die Zerfallskanäle einiger SUSY-Modelle liefern markante Verteilungen der Zerfallsprodukte. Die Extraktion solcher Verteilungen und Resonanzen ist ein grundlegendes Mittel zum Nachweis neuartiger oder kurzlebiger Teilchen. Eine für den mSUGRA-Parametersatz (4.1) auffällige  $m_{\mu\mu}$ -Verteilung liefert der Zerfall des Neutralinos  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$ . Die Wahrscheinlichkeit verschiedener Zerfallskanäle ist dabei abhängig von der Wahl der mSUGRA-Parameter. So können Zerfälle in bestimmten Regionen des Paramterraums erlaubt sein, während sie in anderen Bereichen kinematisch verboten sind. Die Parameter (4.1) sind so gewählt, dass

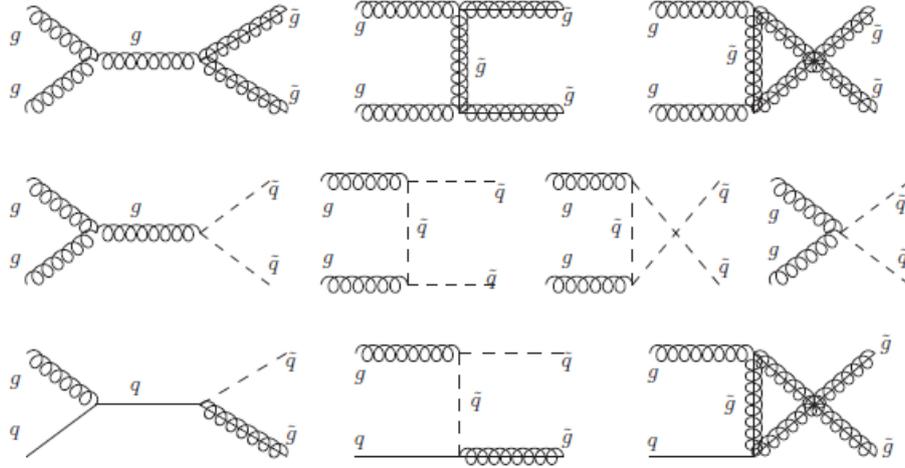
- der Zerfall  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$  kinematisch erlaubt ist,
- $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}_R^\pm \mu^\mp$  gegenüber  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}_L^\pm \mu^\mp$  bevorzugt ist und
- das  $\tilde{\chi}_1^0$  das LSP darstellt

Bevor die Eigenschaften dieser Zerfallskette diskutiert werden, ist es wichtig, die möglichen Quellen supersymmetrischer Teilchen an Hadroncollidern, speziell dem LHC zu verstehen.

#### 4.3.1. $\tilde{\chi}_2^0$ -Produktion am LHC

Da es sich beim LHC um einen Hadron-Collider handelt, finden, aufgrund der Struktur des Protons, hauptsächlich Gluon- und Quark-Kollisionen statt. Für die möglichen Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} \geq 10$  GeV ist die Produktion supersymmetrischer Teilchen, genauer Squarks  $\tilde{q}$  und Gluinos  $\tilde{g}$  durch Gluon-Gluon- und Gluon-Quarkfusionen am wahrscheinlichsten, insofern die Teilchen jeweils weniger als 1 TeV Masse tragen [36], was im hier verwendeten mSUGRA-Parametersatz der Fall ist. Abbildung (4.7) zeigt mögliche Kanäle für diese Produktion. Für  $\sqrt{s} = 14$  GeV liefert die Gluon-Gluon-Produktion links oben

#### 4. Analysen



**Abb. 4.7.:** Gluino-/Squarkproduktion am LHC

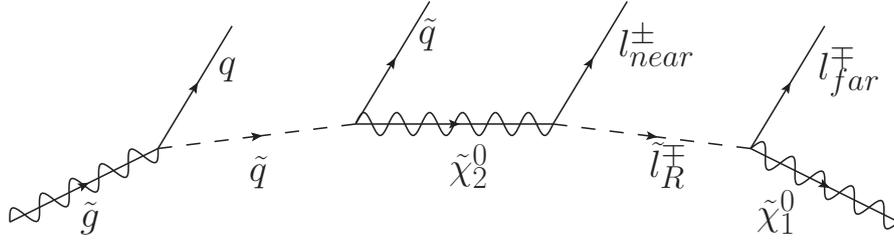
den dominanten Beitrag. Mit R-Paritätserhaltung, vergleiche Kapitel (2.4.3), folgt, dass Gluino beziehungsweise Squark in eine ungerade Anzahl an SUSY-Teilchen zerfallen müssen. Ein Gluino  $\tilde{g}$  aus dem erwähnten dominanten Graph zerfällt, insofern dieser Kanal erlaubt ist, überwiegend in ein Quark  $q$  und ein Squark selben Flavours  $\tilde{q}$  [36]. Das Quark verhält sich dann wie im Standardmodell und hadronisiert zu einem Jet. Das Verhalten des Squarks ist stark abhängig von seiner „Pseudochiralität“ - der Chiralität seines SM-Superpartners. Für den hier verwendeten Parameteratz zerfällt, wie Tabelle (C.2) im Anhang zu entnehmen,  $\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q$  zu rund 32% und zu 65% in  $\tilde{\chi}_1^\pm q$ . Hingegen ist  $\tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q$  dominant, mit einer Branching Ratio von 99%.

#### 4.3.2. Eigenschaften der $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow l^\pm l^\mp \tilde{\chi}_1^0$ -Zerfallskette

Das aus dem  $\tilde{q}_L$ -Zerfall erhaltene  $\tilde{\chi}_2^0$  kann, mit einem Verzweungsverhältnis von 3% in ein Slepton  $\tilde{\mu}_R^\pm$  und ein entgegengesetzt geladenes Lepton  $\ell_{near}^\mp$  zerfallen. Das Slepton zerfällt dann in das LSP  $\tilde{\chi}_1^0$  und ein Lepton  $\ell_{far}^\pm$  gleicher Ladung. Insgesamt folgt also der Feynmangraph (4.8). Der direkte Zerfall  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \tilde{\chi}_1^0$  mit nur 0.07% Branching Ratio unterdrückt. Misst man nun die 4er-Impulse  $p_{near}^\mu$  und  $p_{far}^\mu$  dieser Leptonen und bestimmt den Impuls des Quarks  $q$  aus dem entstandenen Jet, so kann man Rückschlüsse auf die Massen aller beteiligten SUSY-Teilchen ziehen.

Im Folgenden soll der Teil  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell}^\pm \ell_{near}^\mp \rightarrow \ell_{far}^\pm \ell_{near}^\mp \tilde{\chi}_1^0$  des Zerfalls genauer betrachtet werden. Das Quadrat der invarianten Masse der beiden Leptonen, die *invariante Di-*

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$



**Abb. 4.8.:** Feynmandiagramm einer  $\tilde{\chi}_2^0$ -Produktion und anschließendem dileptonischem Zerfall. Diese Zerfallskette ist der Branching Ratios aus Gleichung (C.2) nach die Hauptproduktionskette.

Lepton-Masse im Endzustand  $m_{ll}$  ist gegeben durch

$$m_{\ell\ell}^2 = (p_{near} + p_{far})^\mu (p_{near} + p_{far})_\mu \stackrel{HEN}{\approx} 2E'_{near} E'_{far} (1 - \cos(\theta)) \quad (4.18)$$

bmit dem Öffnungswinkel  $\theta$  zwischen den beiden Leptonen und ihren Energien  $E'_{near/far}$ . Diese Größen sind allesamt im Laborsystem zu verstehen. Es wurde hier in der Hochenergienäherung (HEN) gearbeitet, in der die Massen der beteiligten Teilchen, hier der Leptonen, vernachlässigbar sind im Vergleich zu den betrachteten Energien. Wählt man als Inertialsystem das Slepton-Ruhsystem, so dass  $E'_{near/far} \rightarrow E_{near/far}$  und  $\theta \rightarrow \vartheta$ , dann folgt für die Energien der Leptonen

$$E_{near} = \frac{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\ell},near}^2 - m_{\tilde{\ell}}^2}{2m_{\tilde{\ell}}} \stackrel{HEN}{\approx} \frac{1}{2m_{\tilde{\ell}}} (m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\ell}}^2) \quad (4.19)$$

$$E_{far} = \frac{m_{\tilde{\ell}}^2 - m_{\tilde{\ell},far}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{\ell}}} \stackrel{HEN}{\approx} \frac{1}{2m_{\tilde{\ell}}} (m_{\tilde{\ell}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2) \quad (4.20)$$

aus dem Energieerhalt im Zweikörperzerfall [17]. Sind die Flugrichtungen der beiden Leptonen genau entgegengesetzt, also  $\vec{p}_{near}/|\vec{p}_{near}| = -\vec{p}_{far}/|\vec{p}_{far}|$ , auch als *back-to-back* bezeichnet, dann ist  $\vartheta = \pi$  und damit wird Gl. (4.18) maximal mit  $(m_{\ell\ell}^{max})^2 = 4E_{near}E_{far}$ . Mit Gl. (4.19) und (4.20) folgt dann

$$(m_{\ell\ell}^{max})^2 = \frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\ell}}^2)(m_{\tilde{\ell}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\ell}}^2} \quad (4.21)$$

für die maximale invariante Di-Lepton-Masse. Die Zerfallsbreite der beteiligten Teilchen verschmiert diesen Endpunkt zwar, jedoch wird dieser Effekt vernachlässigt [64], so dass Gl. (4.21) im Folgenden als scharfe Kante interpretiert wird.

Da das Slepton spinlos ist, gibt es in seinem Ruhesystem keine Korrelation zwischen

#### 4. Analysen

den Flugrichtungen der beiden Leptonen. Diese Isotropie bedeutet eine Gleichverteilung für  $\cos \vartheta$ , genauer  $\rho'(\cos \vartheta) = 1/2$ . Eine Variablentransformation nach  $m_{\ell\ell}$  hat die Form  $\rho(m_{\ell\ell}) = |d \cos \vartheta / dm_{\ell\ell}| \rho'(\cos \vartheta)$  und dies führt mit Gl. (4.18) zu

$$\rho(m_{\ell\ell}) = \begin{cases} \frac{2}{(m_{\ell\ell}^{max})^2} \cdot m_{\ell\ell} & \text{für } m_{\ell\ell} < m_{\ell\ell}^{max}, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.22)$$

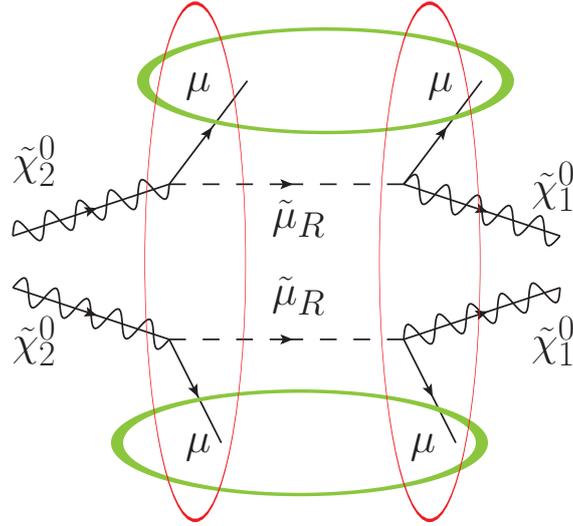
für die Verteilung der invarianten Di-Lepton-Massen [36]. Dies entspricht einem Dreieck. Extrahiert man nun dieses Dreieck aus den Daten, so kann man aus der Endkante  $m_{\ell\ell}^{max}$  mit Gl. (4.21) Rückschlüsse auf die Massen der Sparticles ziehen.

#### 4.3.3. Kombinatorischer Untergrund

Um solche Verteilungen zu bekommen, kombiniert man zwei entgegengesetzt geladene Leptonen, indem man ihre invariante Masse bildet. Für Reco-Daten ist es nicht möglich exakt zu entscheiden, welche Myonen aus welchem Zerfall kommen. Dadurch werden neben den richtigen auch falsche Kombinationen gebildet - eine zusätzliche Verteilung ist die Folge. Ebenfalls gibt es Myonen die aus ganz anderen Zerfallskanälen stammen. Aus diesem *Untergrund* gilt es nun, für eine große Anzahl an Ereignisse, hier  $\sim 160000$ , die gewünschte Verteilung zu extrahieren.

In den Untergrund spielen zwei Effekte ein - zum einen gibt es in den möglichen Ereignissen viele Zerfälle, die Leptonen mit kleinem  $p_t$ , beispielsweise aus Jetereignissen liefern. Diese lassen sich mit den Identifikationscuts, Qualitätsanforderungen an die rekonstruierten Objekte, weitestgehend entfernen. Es wird angenommen, dass der SM-Untergrund, also die Standardmodellprozesse wie  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ , durch Schnitte auf  $\cancel{E}_T$  entfernt werden können, was eine Näherung darstellt. Nach den Cuts sind idealerweise nur noch Leptonen vorhanden, die aus einem SUSY-Kanal stammen könnten. Der zweite Effekt ist der *kombinatorische Untergrund*, der durch die Kombination von entgegengesetzt geladenen Leptonen herrührt, die nicht aus ein und demselben Zerfallskanal stammen. Treten mehrere der Zerfälle aus Abbildung (4.8) in einem Ereignis auf, so kann man im Endzustand nicht unterscheiden, welche Leptonen aus welchem Zerfallskanal stammen und muss bei der Kombination aller möglichen Leptonen auch Falsche in Kauf nehmen. In Abbildung (4.9) ist dies für den Fall zweier Zerfallskanäle  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell}^\pm \ell^\mp \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \tilde{\chi}_1^0$  dargestellt. Die falschen Kombinationen liefern einen zusätzlichen exponentiellen Abfall in der Verteilung. Zusätzlich zu den falschen Kombinationen aus gleichzeitig auftretenden identischen Kanälen kommen noch die Myonen anderer Zerfälle ins Spiel, die nicht durch die anfänglichen Cuts entfernt werden konnten. Als ein Beispiel sei hier ein  $Z^0 \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp$ -Zerfall genannt,

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$



**Abb. 4.9.:** Mehrere der  $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfälle in einem Ereigniss. Grün umrahmt die richtigen Kombinationen; rot die Kombination, die zum kombinatorischen Untergrund führen.

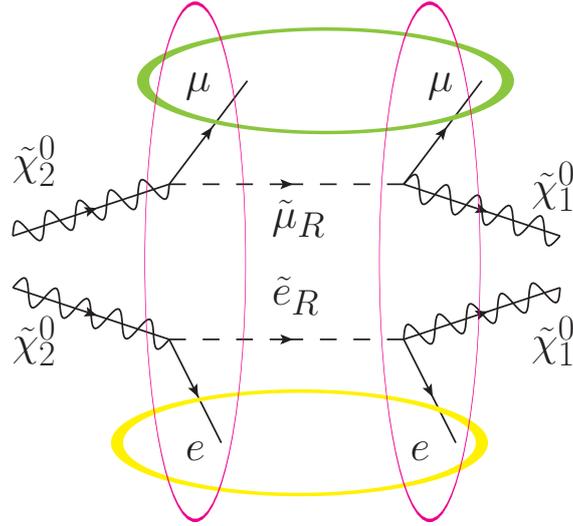
der nicht entfernt werden kann. Eine Möglichkeit den kombinatorischen Untergrund zu entfernen wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Es sei noch einmal hervorgehoben, dass alle hier benutzten Kombinationen aus entgegengesetzt geladene Leptonen bestehen.

#### 4.3.4. Statistische Subtraktion

Eine wichtige Eigenschaft der verbliebenen Zerfallsketten ist die *Lepton-Universalität*. In der Hochenergienäherung sind  $m_\ell = m_\mu = m_e = 0$  und damit auch die Wirkungsquerschnitte gleich, da der Unterschied im Phasenraum vernachlässigt werden kann und die Kopplungen gleich sind.  $\ell = \mu$  und  $\ell = e$  sind also gleich wahrscheinlich.

Für die folgenden Untersuchungen wurden Myonen betrachtet um die Endkante  $m_{\mu\mu}^{max}$  des Zerfalls zu bestimmen. Um den Untergrund der falschen Di-Myon-Kombinationen zu entfernen, werden Myon-Elektron-Kombinationen entgegengesetzter Ladung - *opposite sign* (OS) - betrachtet. Die beiden Zerfallskanäle in Abbildung (4.10) zeigen mögliche  $\mu e$ -Kombinationen. Aber auch für die bereits angesprochenen anderen verbleibenden Kanäle gilt die Argumentation aufgrund der Leptonuniversalität. Da die invariante Masse dieser Kombinationen nicht korreliert ist, folgt ein Abfall der  $m_{\mu e}$ -Massenverteilung, hier als exponentieller Abfall modelliert. Die möglichen Endzustandskombinationen zweier Zerfallsketten  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\ell}^\pm \ell^\mp \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \tilde{\chi}_1^0$  sind in Tabelle (4.5) notiert.

Fall I liefert 2 falsche Di-Myon-Kombinationen, während Fall II und III zusammen 4 falsche Kombinationen liefern. Es gibt also doppelt so viele  $\mu e$ -Kombinationen wie



**Abb. 4.10.:**  $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfälle unterschiedlichen Flavours in einem Ereignis. Die pink umrahmten  $\mu e$ -Kombinationen können benutzt werden, um den kombinatorischen Untergrund zu entfernen.

	I	I	III	IV
Endzustand Zerfall 1	$\mu^+\mu^-$	$\mu^+\mu^-$	$e^+e^-$	$e^+e^-$
Endzustand Zerfall 2	$\mu^+\mu^-$	$e^+e^-$	$\mu^+\mu^-$	$e^+e^-$

**Tab. 4.5.:** Mögliche leptonische Endzustände des  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow l^\pm l^\mp \tilde{\chi}_1^0$ -Zerfalls.

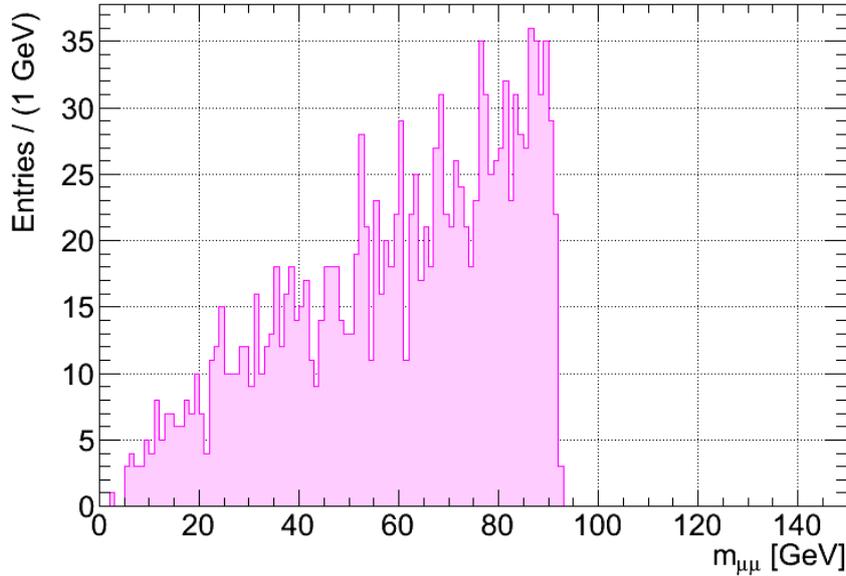
$\mu\mu$ -Kombinationen. Ebenso verhält es sich für andere zusätzliche Zerfallskanäle - auch mit einzelnen Leptonen im Endzustand. Die Verteilungen der Massen der  $\mu e$ - und  $\mu\mu$ -Kombinationen unterscheiden sich demnach um einen Skalierungsfaktor 2; die Anstiege der Exponentialfunktionen sind aber, aufgrund gleicher Wirkungsquerschnitte, identisch. Mit diesen Informationen kann man nun den Untergrund der falschen Di-Muon-Kombinationen in der  $m_{\mu\mu}$ -Verteilung mithilfe einer *statistischen Subtraktion* entfernen. Dabei wird die  $m_{\mu e}$ -Verteilung von der  $m_{\mu\mu}$ -Verteilung unter Beachtung des Faktors  $1/2$  und eventueller statistischer Fluktuationen abgezogen. Übrig bleibt dann die gesuchte  $m_{\mu\mu}$ -Verteilung der richtigen Di-Muon-Kombinationen aus dem  $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall, also kann insbesondere die Endkante extrahiert werden.

### 4.3.5. Subtraktion auf Truthniveau

Zur Überprüfung obiger Methodik wird die statistische Subtraktion zunächst mit Truth-Daten durchgeführt. Die Verteilung der richtigen Di-Myon-Kombinationen aus der Zerfallskette  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$  ist in Abbildung (4.11) zu sehen. Die Dreiecksform

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$

und die Endkante sind zu erkennen und entsprechen der Erwartung. In [65] werden verschiedene Methoden vorgestellt den numerischen Wert dieser Endkante zu bestimmen, was aber nicht Teil dieser Arbeit ist. Nimmt man nun die Massen aller Truth-



**Abb. 4.11.:** Die Verteilung der  $m_{\mu\mu}$  der Di-Myon-Kombinationen eines einzigen  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$ -Zerfallskanals. Die Position der Endkante wird durch die Wahl der mSUGRA-Parameter bestimmt. Die Dreiecksform spiegelt die Erwartungen wider.

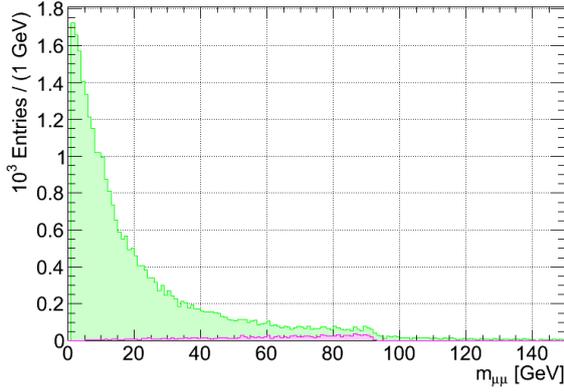
$\mu\mu$ -Paare, wobei mit einem Cut von  $p_t > 1$  GeV und  $|\eta| < 2.5$  auf relevante Teilchen geschnitten wurde, so erhält man den erwarteten zusätzlichen exponentiellen Abfall der falschen  $\mu\mu$ -Kombinationen in Abbildung (4.12(a)). Ebenso verhalten sich alle möglichen  $\mu e$ -Kombination, zu sehen in Abbildung (4.12(b)), wobei hier gefordert wurde, dass die Elektronen nicht durch Paarbildung erzeugt wurden und  $p_t > 1$  GeV gilt. Da alle Di-Myonen aus Abbildung (4.11) den  $p_t$ -Cut erfüllen, können diese richtigen Di-Muon-Paare aus der Verteilung (4.12(a)) entfernt werden. Man erhält dadurch den kombinatorischen  $\mu\mu$ -Untergrund auf Truthlevel. Fittet man nun eine Exponentialfunktion

$$f(m_{\ell\ell}) = e^{(a_{\ell\ell} + b_{\ell\ell} \cdot m_{\ell\ell})} \quad (4.23)$$

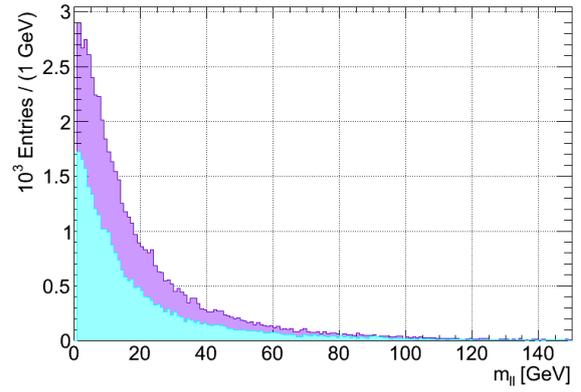
an die Verteilungen im Bereich  $40 \text{ GeV} \leq m_{\ell\ell} \leq 150 \text{ GeV}$  mittels der  $\chi^2$ -Methode an, so folgen Abbildungen (4.13(a)) und (4.13(b)).

Daraus kann nun auf das Verhältnis der Parameter  $\exp(a_{\mu\mu} - a_{\mu e})$  und  $\exp(b_{\mu\mu} - b_{\mu e})$  geschlossen werden. Um sicher zu stellen, dass die Werte der Fitparameter nicht zu stark

## 4. Analysen

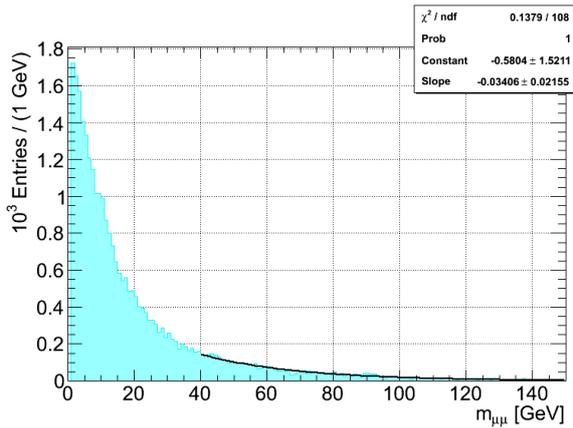


(a) Alle Truth-Di-Muon-Kombinationen

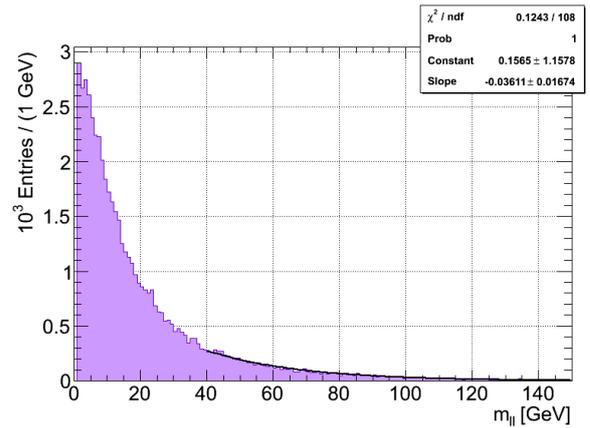


(b) Alle Truth-Muon-Electron-Kombinationen

**Abb. 4.12.:** Massenverteilungen für Untergrundbestimmung. Alle verwendeten Teilchen tragen  $p_t > 1$  GeV und die Elektronen dürfen nicht von einem Photon abstammen.



(a) kombinatorischer Truth-Muon-Untergrund



(b) Alle Truth-Muon-Electron-Kombinationen

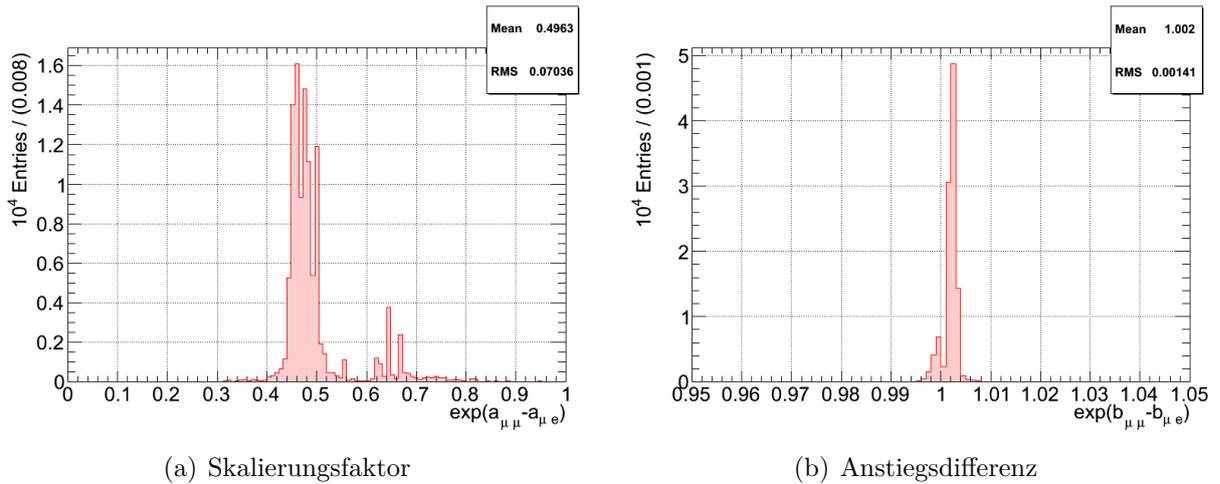
**Abb. 4.13.:** Massenverteilungen der Truth-Kombinationen

von den Fitgrenzen abhängen, wurden in Abbildung (4.14(a)) und (4.14(b)) verschiedene Intervalle zwischen  $20 \text{ GeV} \leq m_{\ell\ell} \leq 250 \text{ GeV}$  gewählt und die Verhältnisse der Fitparameter geplottet.

Der Intervallsbereich deckt somit den für die Endkantenbestimmung relevanten Bereich ab, wobei die Untergrenze im folgenden Kapitel noch einmal näher motiviert. Im Mittel folgt

- Skalierungsfaktor  $\exp(a_{\mu\mu} - a_{\mu e}) = (0.50 \pm 0.07)$
- Steigungsverhältnis  $\exp(b_{\mu\mu} - b_{\mu e}) = (1.002 \pm 0.001)$

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$



**Abb. 4.14.:** Gemittelttes Verhältnis der "Truth"fitparameter.

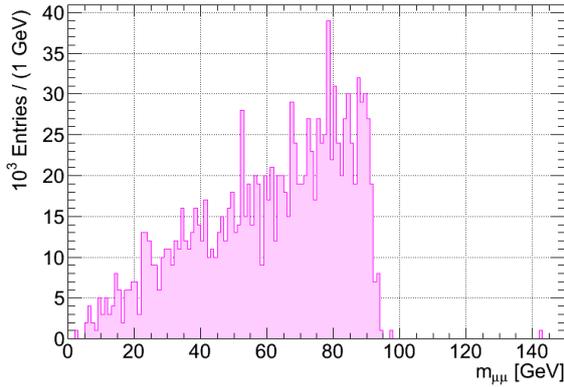
was im Rahmen statistischer Schwankungen genau dem erwarteten Ergebnis entspricht. Auf MC-Truth-Niveau finden sich die Annahmen also bestätigt.

#### 4.3.6. Subtraktion auf Match-Reconiveau

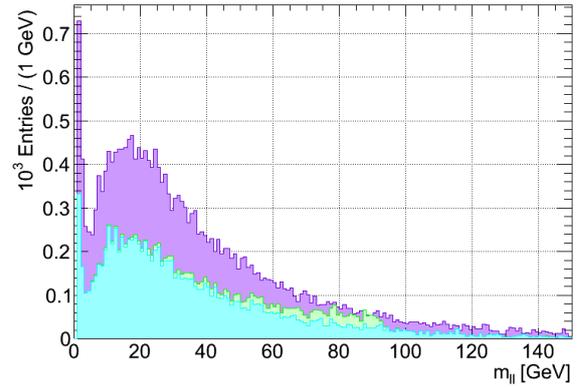
Um nun zu überprüfen, ob die Methodik unverändert auf Reco-Daten übertragen werden kann, wird wieder ein Matching wie in Kapitel (4.2.3) bemüht. Die Myonen im Folgenden wurden mit einer Effizienz von 99.7% bei einem Cut  $\Delta R \leq 0.05$  gematcht; die Elektronen mit 98.8%. Das Dreieck aus Kapitel (4.11) liegt nun, den Detektoreffekten entsprechend, etwas verschmierter vor, wie in Abbildung (4.15(a)) zu sehen, ohne jedoch den Wert der Endkante zu verfälschen. Gleiches gilt für die Verteilung aller Di-Myon- und Myon-Elektron-Kombinationen in Abbildung (4.15(b)). Die Cuts  $p_t > 1$  GeV und  $|\eta| < 2.5$  fanden auch hier Anwendung.

Wird, analog zu Abbildung (4.13), ein exponentieller  $\chi^2$ -Fit mit der selben Fitfunktion Gl. (4.23) an die Verteilungen ausgeführt, so folgen ein Verhältnis, das sich um  $\sim 10\%$  vom erwarteten Wert unterscheidet. Wie schon für "TruthDaten wurde nun mit der Wahl verschiedener Fitintervalle  $20 \text{ GeV} \leq m_{ll} < 250 \text{ GeV}$  sichergestellt, dass kein zufälliger Fiteffekt vorliegt. Da im nächsten Kapitel schärfere Cuts gesetzt werden und der Skalierungsfaktor sich sensitiv auf  $p_t$ -Cuts erweist, ist es zudem nötig zu untersuchen, wie sich das Verhältnis mit dem Cut ändert. Die Ergebnisse sind in Tabelle (4.6) zusammengefasst, die zugehörigen Abbildungen befinden sich im Anhang (B). Für schärfere Cuts wird das Verhältnis also größer, die Anzahl der  $\mu e$ -Kombinationen sinkt und ist nicht mehr doppelt so groß wie die Anzahl der falschen Di-Myon-Kombinationen. Mögliche Gründe für dieses Verhalten werden in der Diskussion der Ergebnisse in Kapitel (5) genannt.

## 4. Analysen



(a) gematchtes "TruthDreieck"



(b) Violett: Alle gematchten  $\mu e$ -Kombination und Blau: Alle  $\mu\mu$ -Untergrund-Kombinationen

**Abb. 4.15.:** Massenverteilungen der Match-Kombinationen

$p_t$ -Cut [GeV]	$\exp(a_{\mu\mu} - a_{\mu e})$	$\exp(b_{\mu\mu} - b_{\mu e})$
2.5	$0.56 \pm 0.04$	$0.996 \pm 0.01$
7.5	$0.59 \pm 0.05$	$0.996 \pm 0.001$
10.0	$0.62 \pm 0.07$	$0.996 \pm 0.001$

**Tab. 4.6.:** Fitparameterverhältnis für  $p_t$ -Cuts. Ein Ansteigen des Skalierungsfaktors ist erkennbar. Zugehörige Abb. finden sich im Anhang (B)

### 4.3.7. Subtraktion auf Reconiveau

Mit den Raten aus dem vorigen Kapitel kann nun die statistische Subtraktion auf die ungematchten Recodaten angewandt werden. War bis jetzt die Auswahl relevanter Teilchen durch Cuts auf MC-"TruthDaten, wie den Mutterteilchen, möglich, so muss nun auf solche Informationen verzichtet und mithilfe von Schnitten auf rekonstruierte Detektordaten selektiert werden.

Beschreibung	Cut
$\mu$ ist <i>CombinedMuon</i> , besitzt also von STA-CO kombiniert ID- und MS-Track	<b>true</b>
Kein Jet in der Nähe: $E_t$ -Cone in $\Delta R < 20$	$< 10$ GeV
Gelungene Interpolation $\chi^2$	$0 \leq \chi^2 \leq 100$
Transversalimpuls $p_t$	$\geq 10$ GeV
Pseudorapidität $\eta$	$ \eta  \leq 2.5$

**Tab. 4.8.:** Für die Identifikation relevanter SUSY-Kanäle verwendete Cuts für Myonen.

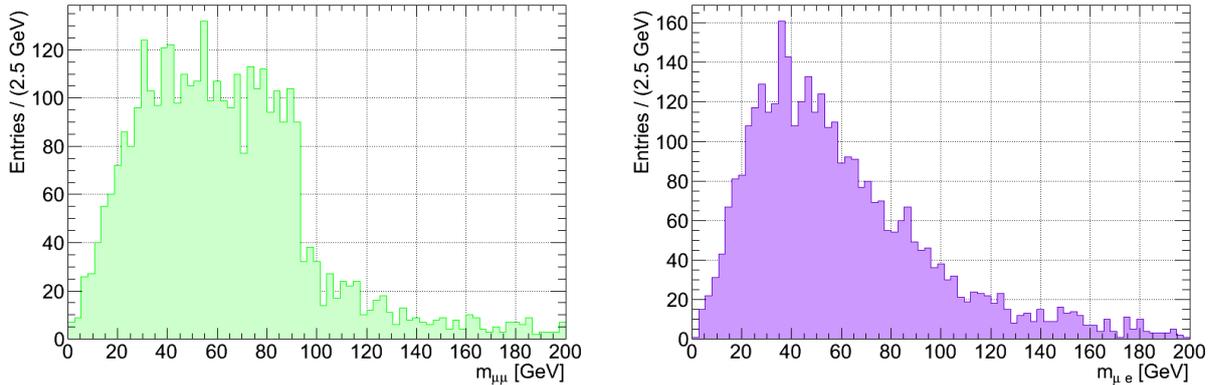
### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$

Beschreibung	Cut
Von Elektronrekonstruktionsalgorithmus gefunden	<b>true</b>
Kein Jet in der Nähe: $E_t$ -Cone in $\Delta R < 20$	$< 10$ GeV
Isolierung <i>mediumIsol</i>	<b>true</b>
Transversalimpuls $p_t$	$\geq 10$ GeV
Pseudorapidität $\eta$	$ \eta  \leq 2.5$

**Tab. 4.10.:** Für die Identifikation relevanter SUSY-Kanäle verwendete Cuts für Elektronen.

Die hier verwendeten Schnitte auf Myonen und Elektronen für die Extraktion relevanter SUSY-Kanäle sind in Tabelle (4.8) für Myonen und in Tab. (4.10) für Elektronen zusammengefasst.

In Abbildung (4.16(a)) und (4.16(b)) sind die Massenverteilungen der Kombinationen aufgetragen. Das auf dem kombinatorischen, exponentiell abfallenden Untergrund der Di-Myon-Kombinationen eine zusätzliche Verteilung mit einer scharfen Endkante sitzt ist deutlich zu erkennen. Auch motiviert sich jetzt der in Abschnitt (4.3.5) gewählte Fitbereich, da durch die Cuts viele der Leptonen mit  $m_{\ell\ell} < 20$  GeV entfallen.

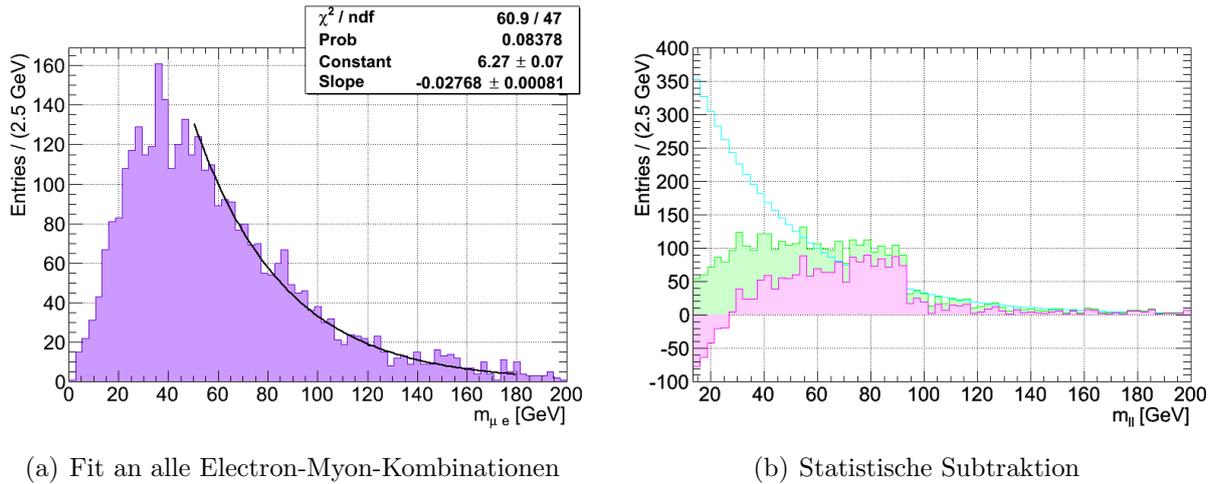


(a) Alle Reco-Di-Myon-Kombinationen nach dem Cut (b) Alle Reco-Elektron-Myon-Kombinationen nach dem Cut

**Abb. 4.16.:** Massenverteilungen der "RecoKombinationen"

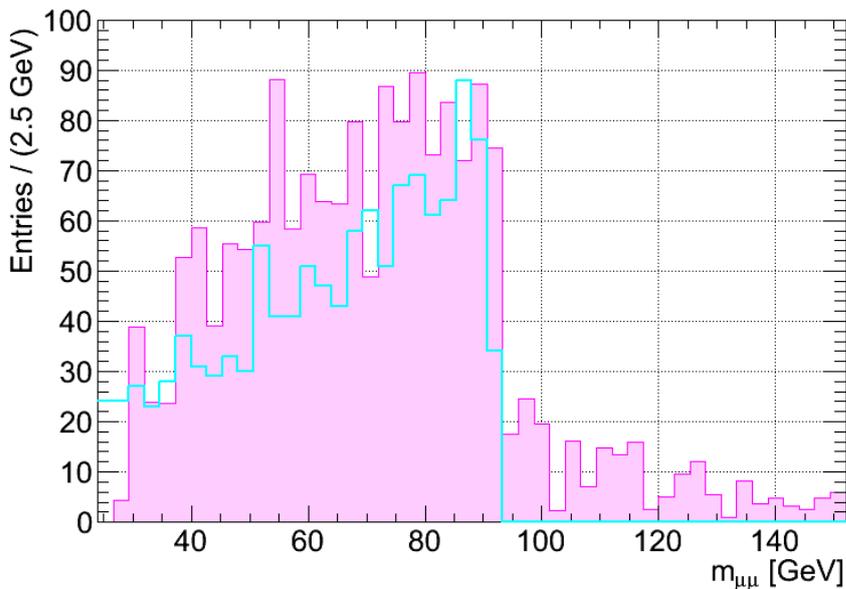
Der erste Schritt zur Extraktion der Verteilung samt Endkante ist nun ein exponentieller Fit mithilfe der Funktion aus Gleichung (4.23) an die Elektron-Myon-Verteilung, zu sehen

#### 4. Analysen



**Abb. 4.17.:** Fit und durchgeführte Statistische Subtraktion

in Abbildung (4.17(a)). Bevor mithilfe statistischer Subtraktion - der Subtraktion des skalierten Fits vom Di-Muon-Histogramm - die Endkante extrahiert werden kann, muss, wie in Kapitel (4.3.6) gesehen, der theoretische Skalierungsfaktor  $\exp(a_{\mu\mu} - a_{\mu e}) = 1/2$ , wegen des verwendeten  $p_t > 10$  GeV-Cuts für die Teilchen, auf  $\exp(a_{\mu\mu} - a_{\mu e}) = 0.62$  abgeändert werden. Der erhaltene Verlauf entspricht nun dem des kombinatorischen Untergrunds und die statistische Subtraktion kann ausgeführt werden.



**Abb. 4.18.:** Das, unter Berücksichtigung der Skalierungsfaktoren, erhaltene "RecoDreieck. Zum Vergleich in Blau das "TruthDreieck

### 4.3. Kinematischer Endpunkt des Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu}^\pm \mu^\mp \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \tilde{\chi}_1^0$

In Abbildung (4.18) ist die extrahierte Massenverteilung aufgetragen. Die Endkanten der extrahierten und der "TruthVerteilung stimmen überein, die Dreiecksform ist aber, aufgrund nicht zu entfernenden Untergrunds und statistischer Fluktuationen verwaschen. Auch ist der bestimmte Skalierungsfaktor, aufgrund der unterschiedlichen Matchingeffizienzen für Myonen und Elektronen, möglicherweise fehlerbehaftet. Dies ist jedoch für die Methoden der konkreten Bestimmung der Endkante nicht bedenklich [65].



## 5. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde zunächst ein Überblick über die Theorie des Standardmodells und dessen mathematischer Strukturen geboten, gefolgt von den Unzulänglichkeiten der Theorie. Anschließend erfolgte eine Skizzierung der Erweiterung ebenjenes, durch die Idee der Supersymmetrie. Mit diesen, zum Verständnis der Analysen notwendigen Ideen als Grundlage, erfolgten dann zwei Analysen.

Zuerst wurde die Rekonstruktionseffizienz von Myonen am ATLAS-Detektor untersucht. Die verwendete Tag and Probe-Methode liefert ein elegantes Verfahren, deren Erfolg im erwarteten Verlauf der Effizienzen in Abhängigkeit verschiedener Variablen widergespiegelt wird. Der Innere Detektor besticht durch eine im Mittel höhere Effizienz, verglichen zum Myonspektrometer, was womöglich in der genaueren Auflösung begründet liegt.  $\epsilon(p_t)$  zeigt einen Turn-On, der auf eine für langsame Myonen schlechtere Effizienz schließen lässt. Für große  $p_t > 60$  GeV wird für eine klare Aussage über den Verlauf der Effizienz mehr Statistik benötigt, da die Energie der Myonen aus dem  $Z^0$ -Zerfall begrenzt ist und damit nicht beliebig hohe  $p_t$  erreicht werden können. Der Verlauf von  $\epsilon(\eta)$  spiegelt die Übergänge zwischen verschiedenen Detektorregionen wider. Schließlich zeigt  $\epsilon(\phi)$  einen im Rahmen der Statistik konstanten Verlauf, was einer in Transversalebene homogenen Effizienz entspricht. Die Fehlerabschätzung bei der Fortpflanzung der asymmetrischen Fehler, sowie die Fehler der Mittelungen können für ein fundierteres Ergebnis weiter überarbeitet und durch genauere Methoden berechnet werden.

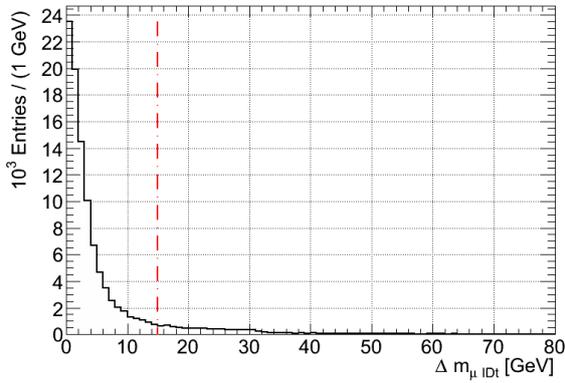
Die zweite Analyse diente der Ermittlung einer, auf das LSP des hier verwendeten mSUGRA-Parametersatzes sensitiven Endkante. Dabei wurde unvermeidbarer, kombinatorischer Untergrund durch die Methode der statistischen Subtraktion entfernt. Auf Monte Carlo-"Truth"-niveau konnten die theoretischen Erwartungen bestätigt werden. Gründe für die Abweichungen, die beim Matching auf "Reco"-myonen auftauchen, sind in der unterschiedlichen Matchingeffizienz und in einer eventuell unterschiedlichen Rekonstruktionseffizienz für Elektronen und Myonen zu finden. Letztere Vermutung wird durch die erfolgreiche Subtraktion, nach Anpassung der Faktoren durch die im Matching bestimmten Parameter gestützt. Doch diese Vermutung lässt sich nur durch weiterführende Studien, wie der exakten Bestimmung des Unterschiedes der Rekonstruktionseffizienzen oder der Verwen-

## 5. Zusammenfassung und Ausblick

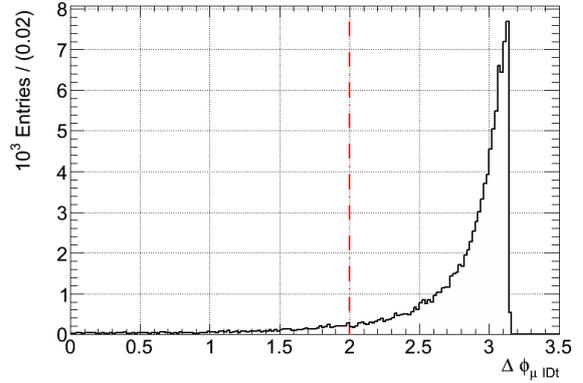
derung einer vollständigen Detektorsimulation belegen. Auch ist die Annahme, sämtlicher SM-Untergrund würde durch den Cut auf  $\cancel{E}_T$  verschwinden ein Thema, das weitere Investigation benötigt. Trotz der notwendigen Skalierung konnte gezeigt werden, dass die Methode der statistischen Subtraktion die gewünschten Ergebnisse erzielt.

Schließlich sei gesagt, dass die Supersymmetrie aus Sicht des Autors eine physikalisch sehr reizvolle Theorie darstellt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden könnten, zusammen mit den zukünftig am LHC gesammelten Daten, als Grundlage für weitergehende Studien dienen, um die Supersymmetrie, als eine sehr elegante Lösung der Probleme des Standardmodells, experimentell zu verifizieren und der Antwort auf die Frage nach den Ursprüngen des Verhaltens der uns umgebenden Welt einen großen Schritt näher zu kommen.

# A. Identifikations- und Match-Schnitte TnP

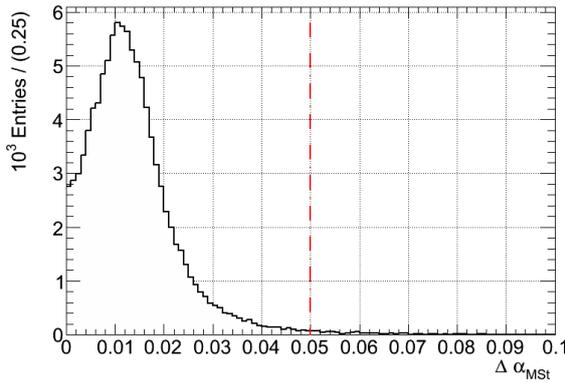


(a)  $\Delta m_{ID}$ -Tagging-Schnitte auf Probe-ID-Track

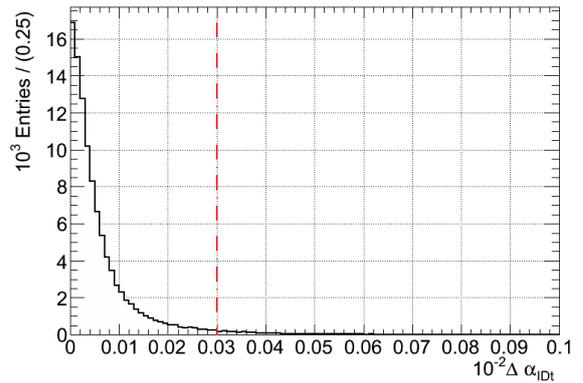


(b)  $\Delta\phi_{ID}$ -Tagging-Schnitte auf Probe-ID-Track

**Abb. A.1.:** Tagging-Schnitte



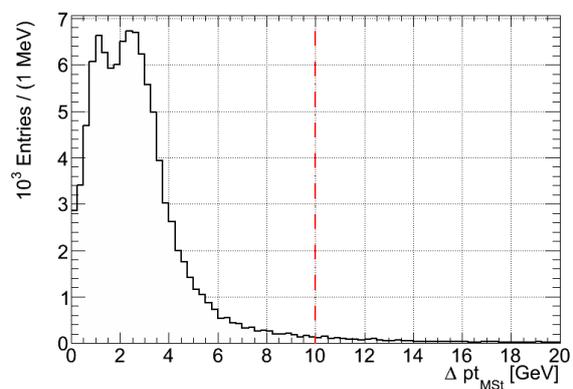
(a)  $\Delta\alpha_{MS}$ -Match-Schnitte auf Probe-MS-Track



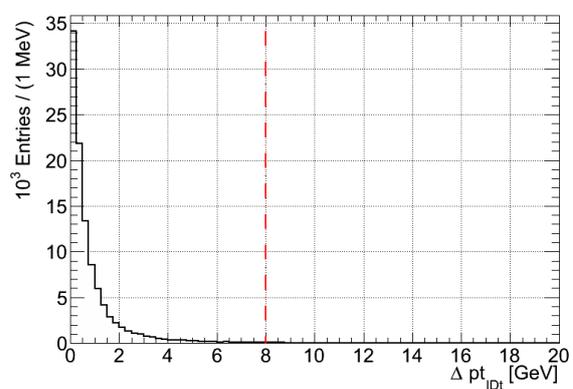
(b)  $\Delta\alpha_{ID}$ -Match-Schnitte auf Probe-ID-Track

**Abb. A.2.:** Match-Schnitte

A. Identifikations- und Match-Schnitte TnP



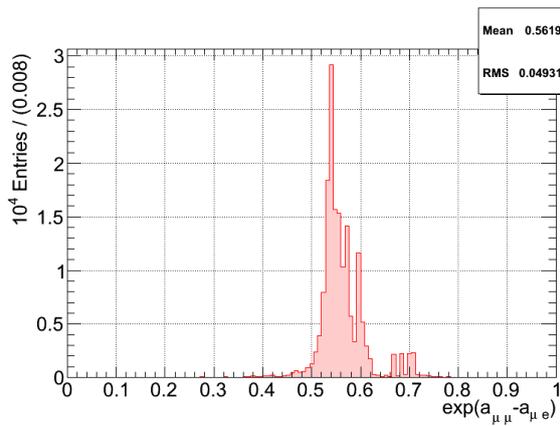
(a)  $\Delta p_{t,MS}$ -Match-Schnitte auf Probe-MS-Track



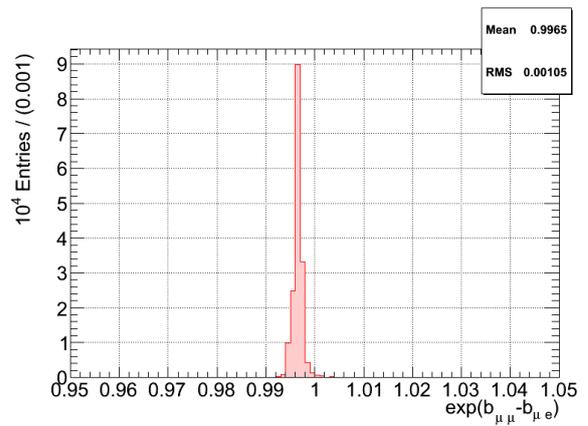
(b)  $\Delta p_{t,ID}$ -Match-Schnitte auf Probe-ID-Track

**Abb. A.3.:** Match-Schnitte

## B. Parameterverhältnisse für verschiedene Schnitte

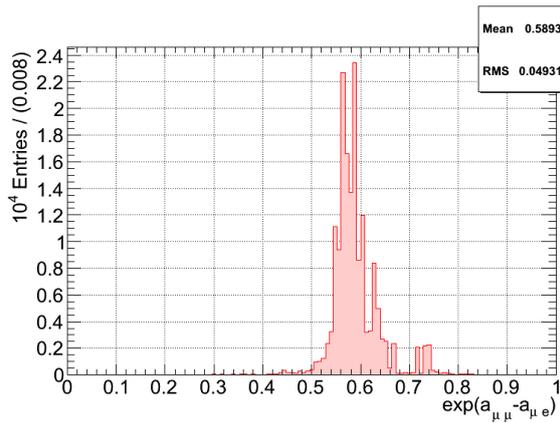


(a)  $p_t > 2.5$  GeV

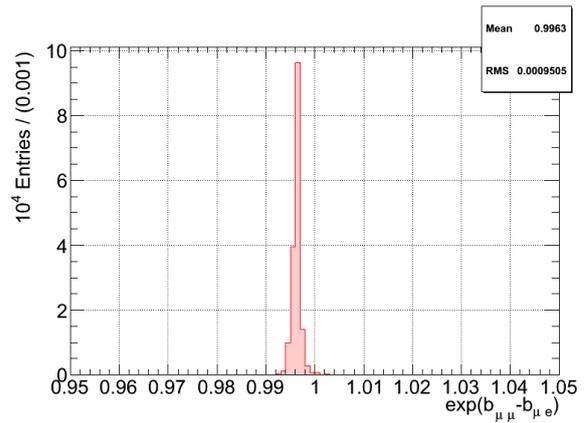


(b)  $p_t > 2.5$  GeV

**Abb. B.1.:** Fitparameterverhältnisse der gematchten Reomyonen.



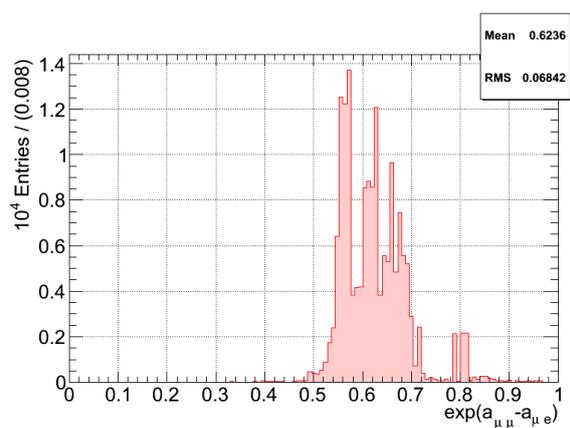
(a)  $p_t > 7.5$  GeV



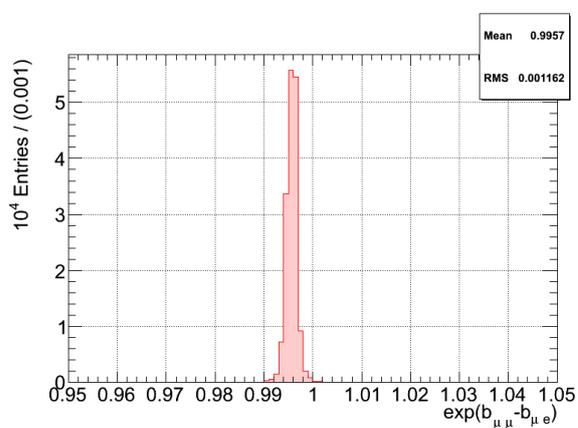
(b)  $p_t > 7.5$  GeV

**Abb. B.2.:** Fitparameterverhältnisse der gematchten Reomyonen.

B. Parameterverhältnisse für verschiedene Schnitte



(a)  $p_t > 10$  GeV



(b)  $p_t > 10$  GeV

**Abb. B.3.:** Fitparameterverhältnisse der gematchten Reconomyonen.

# C. ISASUGRA-Output

ISASUSY decay modes:					
Parent $\rightarrow$ daughters	Width	Branching ratio	Parent $\rightarrow$ daughters	Width	Branching ratio
GLSS $\rightarrow$ UBL UP	1.9964E-01	2.2642E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS GM	1.2090E-07	1.6592E-06
GLSS $\rightarrow$ UPL UB	1.9964E-01	2.2642E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS Z0	5.0926E-04	6.9889E-03
GLSS $\rightarrow$ DBL DN	1.6779E-01	1.9030E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS UP UB	1.6829E-08	2.3095E-07
GLSS $\rightarrow$ DNL DB	1.6779E-01	1.9030E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS DN DB	3.6183E-08	4.9656E-07
GLSS $\rightarrow$ UBR UP	3.6014E-01	4.0845E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS ST SB	3.6183E-08	4.9656E-07
GLSS $\rightarrow$ UPR UB	3.6014E-01	4.0845E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS BT BB	2.3418E-07	3.2137E-06
GLSS $\rightarrow$ DBR DN	3.7043E-01	4.2012E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS E- E+	5.5178E-05	7.5724E-04
GLSS $\rightarrow$ DNR DB	3.7043E-01	4.2012E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS MU- MU+	5.5178E-05	7.5723E-04
GLSS $\rightarrow$ SBL ST	1.6779E-01	1.9030E-02	Z2SS $\rightarrow$ Z1SS TAU- TAU+	5.3895E-05	7.3963E-04
GLSS $\rightarrow$ STL SB	1.6779E-01	1.9030E-02	Z2SS $\rightarrow$ ER- E+	1.0611E-03	1.4561E-02
GLSS $\rightarrow$ SBR ST	3.7043E-01	4.2012E-02	Z2SS $\rightarrow$ ER+ E-	1.0611E-03	1.4561E-02
GLSS $\rightarrow$ STR SB	3.7043E-01	4.2012E-02	Z2SS $\rightarrow$ MUR- MU+	1.0611E-03	1.4561E-02
GLSS $\rightarrow$ CBL CH	1.9958E-01	2.2635E-02	Z2SS $\rightarrow$ MUR+ MU-	1.0611E-03	1.4561E-02
GLSS $\rightarrow$ CHL CB	1.9958E-01	2.2635E-02	Z2SS $\rightarrow$ TAU1- TAU+	9.0975E-03	1.2485E-01
GLSS $\rightarrow$ CBR CH	3.6008E-01	4.0838E-02	Z2SS $\rightarrow$ TAU1+ TAU-	9.0975E-03	1.2485E-01
GLSS $\rightarrow$ CHR CB	3.6008E-01	4.0838E-02	Z2SS $\rightarrow$ NUEL ANUE	7.5211E-03	1.0322E-01
GLSS $\rightarrow$ BB1 BT	7.3434E-01	8.3285E-02	Z2SS $\rightarrow$ ANUEL NUE	7.5211E-03	1.0322E-01
GLSS $\rightarrow$ BT1 BB	7.3434E-01	8.3285E-02	Z2SS $\rightarrow$ NUML ANUM	7.5211E-03	1.0322E-01
GLSS $\rightarrow$ BB2 BT	3.9233E-01	4.4496E-02	Z2SS $\rightarrow$ ANUML NUM	7.5211E-03	1.0322E-01
GLSS $\rightarrow$ BT2 BB	3.9233E-01	4.4496E-02	Z2SS $\rightarrow$ NUTL ANUT	9.8348E-03	1.3497E-01
GLSS $\rightarrow$ TB1 TP	1.0834E+00	1.2287E-01	Z2SS $\rightarrow$ ANUTL NUT	9.8348E-03	1.3497E-01
GLSS $\rightarrow$ TP1 TB	1.0834E+00	1.2287E-01	MUL- $\rightarrow$ Z1SS MU-	1.2222E-01	9.9980E-01
UPL $\rightarrow$ Z1SS UP	5.1173E-02	7.9341E-03	MUL- $\rightarrow$ Z2SS MU-	1.1074E-05	9.0587E-05
UPL $\rightarrow$ Z2SS UP	2.0911E+00	3.2421E-01	MUL- $\rightarrow$ W1SS- NUM	1.3115E-05	1.0729E-04
UPL $\rightarrow$ Z3SS UP	2.5058E-03	3.8851E-04	MUL- $\rightarrow$ TAU1- MU- TAU+	4.0986E-10	3.3528E-09
UPL $\rightarrow$ Z4SS UP	3.7708E-02	5.8465E-03	MUL- $\rightarrow$ TAU1+ MU- TAU-	1.3045E-10	1.0671E-09
UPL $\rightarrow$ W1SS+ DN	4.2146E+00	6.5346E-01	ER- $\rightarrow$ Z1SS E-	5.6900E-02	1.0000E+00
UPL $\rightarrow$ W2SS+ DN	5.2627E-02	8.1595E-03	ER- $\rightarrow$ TAU1- E- TAU+	3.1915E-16	5.6089E-15
DNL $\rightarrow$ Z1SS DN	1.3155E-01	2.0853E-02	ER- $\rightarrow$ TAU1+ E- TAU-	9.4419E-17	1.6594E-15
DNL $\rightarrow$ Z2SS DN	2.0021E+00	3.1737E-01	ER- $\rightarrow$ TAU1- NUE ANUT	1.0234E-21	1.7985E-20
DNL $\rightarrow$ Z3SS DN	4.2498E-03	6.7366E-04	MUR- $\rightarrow$ Z1SS MU-	5.6900E-02	1.0000E+00
DNL $\rightarrow$ Z4SS DN	5.1565E-02	8.1738E-03	MUR- $\rightarrow$ TAU1- MU- TAU+	3.1918E-16	5.6096E-15
DNL $\rightarrow$ W1SS- UP	3.9750E+00	6.3009E-01	MUR- $\rightarrow$ TAU1+ MU- TAU-	9.4429E-17	1.6596E-15
DNL $\rightarrow$ W2SS- UP	1.4409E-01	2.2840E-02	MUR- $\rightarrow$ TAU1- NUM ANUT	4.3479E-17	7.6414E-16

**Tab. C.2.:** Auszug ISASUGRA 7.79-Output für die mSUGRA-Parameter aus Gleichung (4.1). Notation vergleiche [63]



# Abbildungsverzeichnis

2.1. Feynmandiagramme mit SM-Schleifen. . . . .	8
2.2. Skizze des Higgs-Potentials. . . . .	10
2.3. Teilcheninhalt des Standardmodells. . . . .	11
2.4. Verlauf der Kopplungskonstanten im SM. Aus [68] . . . . .	12
2.5. Teilcheninhalt des MSSM. . . . .	17
2.6. Illustration des SUSY-Brechungsmechanismus. Aus [36]. . . . .	19
2.7. Verlauf der Sparticlemassen im mSUGRA-Modell. Aus [36] . . . . .	20
2.8. Verlauf der inversen Kopplungskonstanten im MSSM. Aus [68] . . . . .	22
2.9. Feynmandiagramme mit SUSY-Loops. . . . .	23
3.1. Aufbau ATLAS-Detektor . . . . .	27
3.2. Schema der Schichten des Inneren Detektors . . . . .	28
3.3. Schema Myonspektrometer. . . . .	30
3.4. Bestandteile des Myonspektrometers . . . . .	30
4.1. Bestimmung der Identifikationscut auf Match-"Reco"niveau . . . . .	38
4.2. Transversalimpulseffizienz des Inneren Detektors. . . . .	40
4.3. Winkeleffizienzen ID . . . . .	41
4.4. Transversalimpulseffizienz des MS . . . . .	42
4.5. Winkeleffizienzen MS . . . . .	43
4.6. Finale Rekonstruktionseffizienzen . . . . .	44
4.7. Gluino-/Squarkproduktion am LHC. . . . .	46
4.8. Feynmandiagramm Neutralinoproduktion und -zerfall . . . . .	47
4.9. Feynmandiagramm kombinatorischer Untergrund . . . . .	49
4.10. Feynmandiagramm für $\mu e$ -Kombinationen . . . . .	50
4.11. Massenverteilung für richtige Truth-Di-Muon-Kombinationen . . . . .	51
4.12. Massenverteilungen für Untergrundbestimmung . . . . .	52
4.13. Massenverteilungen der Truth-Kombinationen . . . . .	52
4.14. Gemitteltetes Verhältnis der "Truth"fitparameter . . . . .	53
4.15. Massenverteilungen der Match-Kombinationen . . . . .	54

## Abbildungsverzeichnis

4.16. Massenverteilungen der "RecoKombinationen . . . . .	55
4.17. Statistische Subtraktion . . . . .	56
4.18. Ergebnis der Subtraktion . . . . .	56
A.1. Tagging-Schnitte . . . . .	61
A.2. Match-Schnitte . . . . .	61
A.3. Match-Schnitte . . . . .	62
B.1. Fitparameterverhältnisse der gematchten Reomyonen. . . . .	63
B.2. Fitparameterverhältnisse der gematchten Reomyonen. . . . .	63
B.3. Fitparameterverhältnisse der gematchten Reomyonen. . . . .	64

# Tabellenverzeichnis

2.2. Feldoperatoren freier Teilchen zu verschiedenen Spins . . . . .	4
2.3. Die Superfelder des MSSM . . . . .	17
2.4. Teilchen des MSSM. Aus [36] . . . . .	21
4.2. Tagcuts . . . . .	39
4.4. Matchingcuts für Probemuon . . . . .	39
4.5. Leptonische Endzustände des $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp \rightarrow l^\pm l^\mp \tilde{\chi}_1^0$ -Zerfalls . . . . .	50
4.6. Verhältnis Fitparameter Match-Reco-Level . . . . .	54
4.8. SUSY-Identifikationscuts Myonen . . . . .	54
4.10. SUSY-Identifikationscuts Elektronen . . . . .	55
C.2. Branching Ratios aus ISASUGRA-Output . . . . .	65



# Literaturverzeichnis

- [1] E. P. Rutherford, *The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Philosophical Magazine **21** (1911)
- [2] N. Bohr, *On the Constitution of Atoms and Molecules, Part I*, Philosophical Magazine **26** (1913)
- [3] S. Dimopoulos, H. Georgi, *Softly Broken Supersymmetry and  $SU(5)$* , Nucl. Phys. **193** (1981)
- [4] C. Carson, *The Origins of the Quantum Theory*, Beam Line (Stanford Linear Accelerator Center) **30** (2000)
- [5] W. Heisenberg, *Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen*, Zeitschrift für Physik **33** (1925)
- [6] M. Born, P. Jordan, *Zur Quantenmechanik*, Zeitschrift für Physik **34** (1925)
- [7] P. A. M. Dirac, *Principles of Quantum Mechanics*, Oxford University Press (1958)
- [8] J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, Princeton Univ. Press (1955)
- [9] F. Schwabl, *QM II - Quantenmechanik für Fortgeschrittene*, Springer, 5 edition (2008)
- [10] P. A. M. Dirac, *Theory of Electrons and Positrons*, The Nobel Foundation (1933)
- [11] C. Itzykson, J. B. Zuber, *Quantum field theory*, Dover Publications (2006)
- [12] N. Bogoliubov, D. Shirkov, *Quantum Fields*, Benjamin-Cummings (1982)
- [13] F. Kuypers, *Klassische Mechanik*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 8 edition (2008)
- [14] T. Fließbach, *Mechanik*, Spektrum Akademischer Verlag, 6 edition (2009)
- [15] E. Noether, *Invariante Variationsprobleme*, Nachr. D. König. Gesellsch. D. Wiss. Zu Göttingen (1918)

- [16] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1974)
- [17] D. Griffiths, *Introduction to Particle Physics*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. (2004)
- [18] R. Feynman, *QED: The Strange Theory of Light and Matter*, Princeton University Press (1985)
- [19] M. Peskin, D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Addison-Wesley (1995)
- [20] W. Greiner, S. Schramm, E. Stein, *Quantum Chromodynamics*, Springer (2001)
- [21] W. Greiner, B. Müller, *Gauge Theory of Weak Interactions*, Springer (2000)
- [22] G. Guralnik, C. Hagen, T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys. Rev. Lett. (1964)
- [23] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. (1964)
- [24] P. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, Phys. Rev. Lett. (1964)
- [25] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Progress of Theoretical Physics **49** (1973)
- [26] A. Einstein, *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, Annalen der Physik **17** (1905)
- [27] G. Ross, *Grand Unified Theories*, Westview Press (1984)
- [28] K. S. Thorne, C. W. Misner, J. A. Wheeler, *Gravitation*, W.H. Freeman (1973)
- [29] J. D. Barrow, *Theories of Everything: The Quest for Ultimate Explanation*, Oxford University Press (1990)
- [30] G. Quast, *Global fit to electroweak precision data*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **33** (2004)
- [31] I. J. Aitchison, *Supersymmetry in Particle Physics: An Elementary Introduction*, Cambridge University Press (2007)

- [32] G. H. e. a. The WMAP Collaboration, *Five Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Data Processing, Sky Maps & Basic Results*, Astrophysical Journal **180** (2009)
- [33] D. C. et al., *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophysical Journal **648:L109-L113** (2006)
- [34] A. Sakharov, *Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **5** (1967)
- [35] J. A. Thomas, *Neutrino oscillations - present status and future plans*, World Scientific (2008)
- [36] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer* (1997), hep-ph/9709356
- [37] J. Wess, B. Zumino, *Supergauge transformations in four dimensions*, Nucl. Phys. **70** (1974)
- [38] J. Wess, J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*, Princeton University Press, 2 edition (1992)
- [39] C. A. et al., *Review of particle physics*, Physics Letters (2008)
- [40] S. Dimopoulos, D. Sutter, *The Supersymmetric Flavor Problem*, Nucl.Phys **452** (1995), hep-ph/9504415
- [41] H.-P. Nilles, *SUSY, Supergravity and Particle Physics*, Phys. Rep **110** (1984)
- [42] D. Shirkov, *Evolution of the Bogoluibov Renormalization Group*, [www.arxiv.org/](http://www.arxiv.org/) (1999), hep-th/9909024v1
- [43] K. Becker, M. Becker, J. Schwarz, *String Theory and M-Theory: A Modern Introduction*, Cambridge University Press, 1 edition (2007)
- [44] M. Green, J. Schwarz, E. Witten, *Superstring theory*, volume 1: Introduction, Cambridge University Press (1987)
- [45] M. Kaku, *Introduction to Superstrings and M-Theory*, Springer, 2 edition (1999)
- [46] D. Falcone, *Seesaw mechanism and leptogenesis*, [www.arxiv.org/](http://www.arxiv.org/) (2006), hep-ph/0612041v1
- [47] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge Univ. Press. (2000)

- [48] [lhc-webcast.web.cern.ch/](http://lhc-webcast.web.cern.ch/)
- [49] O. S. Brüning, et. al., *LHC Design Report*, CERN (2004)
- [50] A. C. (Hrsg.), *ATLAS Detector and Physics Performance. Technical Design Report, Volume 2*, CERN/LHCC/ (1999)
- [51] A. collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation **3** (2008)
- [52] L. Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, Journal of Instrumentation **3** (2008)
- [53] L. Collaboration, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3** (2008)
- [54] T. T. Collaboration, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3** (2008)
- [55] T. A. Collaboration, *Atlas Muon Spectrometer Tech. Design Rep.*, CERN-LHCC (1997)
- [56] [http://fpsalmon.usc.es/Meetings/R3BEXL\\_Sant\\_05/talks/BENLLIURE.ppt](http://fpsalmon.usc.es/Meetings/R3BEXL_Sant_05/talks/BENLLIURE.ppt)
- [57] A. C. (Hrsg.), *ATLAS Detector and Physics Performance. Technical Design Report, Volume 1*, CERN/LHCC/ (1999)
- [58] <http://atlas.ch/>
- [59] K. Binder, *Monte Carlo methods in statistical physics*, Springer (1979)
- [60] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1* (2007), arXiv:0710.3820
- [61] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. Seymour, B. Webber, *HERWIG 6.5* (2001), hep-ph/0011363
- [62] J. Butterworth, J. R. Forshaw, M. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z.Phys.C72 (1996), hep-ph/9601371
- [63] <http://hep-www.colorado.edu/~nlc/software/isajet/>

- [64] M. Hamer, *Studies of the Inverse Problem in Supersymmetry in Particle Physics*, Diploma's thesis, Georg-August-Universität Göttingen (2010), II.Physik-UniGö-Dipl-2010/01
- [65] J. Hofstaedt, *Monte Carlo Studien zum Inversen Problem: Bestimmung der Masse des Lightest Supersymmetric Particles mit ATLAS am LHC*, Bachelor's thesis, Georg-August-Universität Göttingen (2009), II.Physik-UniGö-Bach-2009/06
- [66] K. N. et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G 37*, J. Phys. (2010)
- [67] F. Kohn, *ATLAS High-Level Muon Trigger Studies - Development of a Method to Extract Trigger Efficiencies from Data*, Diploma's thesis, Georg-August-Universität Göttingen (2008), II.Physik-UniGö-Dipl-2008/02
- [68] H. Murayama, *Supersymmetry Phenomenology*, arXiv (2000), hep-ph/0002232v2



# Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Dr. Carsten Hensel und Prof. Dr. Arnulf Quadt bedanken, dass ich diese Arbeit in der Emmy Noether Arbeitsgruppe am II. Physikalischen Institut für Kern- und Teilchenphysik der Uni Göttingen durchführen durfte.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Carsten Hensel, der mir überaus geduldig jedwede Unklarheit erläuterte und immer erreichbar war. Zudem danke ich für das Erstgutachten dieser Arbeit.

Für das Zweitgutachten dieser Arbeit und Hilfestellung bei organisatorischen Problemen danke ich Prof. Dr. Arnulf Quadt.

Die Betreuung, die ich durch Dipl.-Phys. Matthias Hamer erhielt, ließ nichts zu wünschen übrig. Geduldig und zuweilen unter enormen Zeitaufwand half er mir während der Einarbeitung, der Durchführung und schließlich auch beim Korrigieren dieser Arbeit. Ohne diese Betreuung wären viele Probleme ungeklärt geblieben.

Meiner Familie sei an dieser Stelle ein ausgezeichnetes Dankeschön entgegengebracht, da sie mir durch finanzielle, vor allem aber auch psychische Unterstützung meinen Weg durch das Bachelorstudium ebnete.



**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 1. Dezember 2010

(Eric Drechsler)