

# Zerfallsstudium stark wechselwirkender Teilchen im MRSSM mithilfe des Sherpa-Ereignisgenerators

Bachelor-Arbeit  
zur Erlangung des Hochschulgrades  
Bachelor of Science  
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Merle Schröder  
geboren am 03.05.1995 in Stolberg (Rheinland)

Institut für Kern- und Teilchenphysik  
Fachrichtung Physik  
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
Technische Universität Dresden  
2017/2018



---

Eingereicht am 26. Januar 2018

1. Gutachter: Dr. Frank Siegert
2. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger

---

## Zusammenfassung

Die Supersymmetrie (SUSY) ist eine Theorie, die das Standardmodell erweitert. Diese beinhaltet neue Teilchen, die auch bei hohen Energieskalen existieren können. Konkrete supersymmetrische Modelle sind das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) und Minimale R-Symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM). In dieser Arbeit werden mittels des Ereignisgenerators **Sherpa** hochenergetische Teilchenkollisionen stark wechselwirkender Teilchen simuliert. Neben der Untersuchung der bereits in Vorarbeiten studierten Produktionen liegt der Fokus auf dem Vergleich der Zerfälle solcher Teilchen in beiden Modellen. Zunächst werden jedoch der Wirkungsquerschnitt und relevante Observablen erklärt, die für spätere Untersuchung der Produktion und Zerfälle wichtig sind.

## Abstract

Supersymmetry (SUSY) is a theory that extends the standard model. SUSY contains new particles that can exist even at high energy scales. Such concrete supersymmetric models are the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) and Minimal R-Symmetric Supersymmetric Standard Model (MRSSM). In this work, high-energy particle collisions of strongly interacting particles are simulated with the event generator **Sherpa**. In addition to the productions that were already studied in the literature, the focus this work lies on the comparison of the decay of such particles in both models.

# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                                                        |           |
|----------|----------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>                                                                      | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theoretischer Hintergrund</b>                                                       | <b>3</b>  |
| 2.1      | Das Standardmodell . . . . .                                                           | 3         |
| 2.2      | Supersymmetrie . . . . .                                                               | 4         |
| 2.2.1    | Super-Poincaré-Algebra . . . . .                                                       | 4         |
| 2.2.2    | R-Parität . . . . .                                                                    | 5         |
| 2.2.3    | R-Ladung . . . . .                                                                     | 6         |
| 2.3      | Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) . . . . .                         | 7         |
| 2.4      | Das minimale R-symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM) . . . . .         | 9         |
| 2.5      | Produktion und Zerfälle im MSSM und MRSSM . . . . .                                    | 11        |
| 2.5.1    | Wirkungsquerschnitt und Observablen . . . . .                                          | 11        |
| 2.5.2    | Squark und Gluino-Produktion . . . . .                                                 | 12        |
| 2.5.3    | Gluinozerfall . . . . .                                                                | 14        |
| 2.5.4    | Squarkzerfall . . . . .                                                                | 15        |
| 2.5.5    | Zerfall von Charginos und Neutralinos . . . . .                                        | 15        |
| <b>3</b> | <b>Simulation und Auswertung</b>                                                       | <b>17</b> |
| 3.1      | Anpassung der Runcard in <i>Sherpa</i> . . . . .                                       | 17        |
| 3.2      | Wirkungsquerschnitte . . . . .                                                         | 20        |
| 3.3      | Zerfallsketten im MRSSM und MSSM . . . . .                                             | 21        |
| 3.4      | Fehlende transversale Energie des Zerfalls nach Squark-Squark-Paarproduktion . . . . . | 23        |
| 3.5      | Allgemeine Betrachtung der fehlenden transversalen Energie . . . . .                   | 24        |
| 3.6      | Analyse weiterer relevanter Observablen für den Vergleich im MSSM und MRSSM . . . . .  | 27        |
| <b>4</b> | <b>Zusammenfassung</b>                                                                 | <b>33</b> |
| <b>A</b> | <b>Anhang</b>                                                                          | <b>35</b> |
| A        | Runcard . . . . .                                                                      | 35        |
| <b>B</b> | <b>Literaturverzeichnis</b>                                                            | <b>55</b> |



# 1 Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchen (SM) kann bei niedrigen Energien sehr umfassend die Materie und ihre nicht-gravitativen Wechselwirkungen beschreiben. Viele Fragen lässt das SM jedoch ungeklärt. Ein Beispiel ist ein fehlender Kandidat für Dunkle Materie. Insbesondere bei hohen Energien wird eine Physik jenseits des SM erwartet. In vielen Experimenten wurde jedoch bereits in TeV-Skalen vorgedrungen ohne ein supersymmetrisches Teilchen entdeckt zu haben. Seit den siebziger Jahren wurden einige dieser neuen Theorien aufgestellt und unter dem Namen supersymmetrische Theorien (SUSY) zusammengefasst [1]. SUSY sagt zu jedem SM-Teilchen ein Partnerteilchen, den sogenannten Superpartner, voraus. Eine dieser Theorien ist das Minimal Supersymmetrischen Standardmodell (MSSM), welches sowohl in Theorie wie auch experimentell bereits intensiv studiert wurde. In dem MSSM wird eine R-Parität postuliert, die zu der Existenz eines leichtesten supersymmetrischen Teilchens (LSP) führt. Das LSP wäre ein möglicher Kandidat für die Dunkle Materie. Das Minimale R-Symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM) ist eine Erweiterung des MSSMs, welches im Gegensatz zu diesem eine zusätzliche Erhaltungsgröße, die sogenannte R-Ladung, besitzt. Diese zusätzliche R-Ladung führt unter anderem zu unterdrückteren Wirkungsquerschnitten verglichen mit dem MSSM.

Diese Arbeit widmet sich eines Vergleiches beider Modelle. Der Wirkungsquerschnitt stark wechselwirkender Teilchen wurde bereits in vorigen Arbeiten berechnet [2] [3]. Darauf aufbauend ist in dieser Arbeit die Untersuchung des Zerfalls der stark wechselwirkenden Teilchen unter Fokussierung auf die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$ , dem Transversalimpuls  $p_T$  und die Anzahl der Jets  $N_{\text{Jet}}$ . Für die Umsetzung werden mit Hilfe des Monte-Carlo Ereignisgenerators **Sherpa** hochenergetische Teilchenkollisionen simuliert und anschließend mittels des Analyse-Programms **RIVET** ausgewertet.

Die Arbeit gliedert sich in einen kurzen Überblick über das Standardmodell, siehe Abschnitt 2.1. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 die Supersymmetrie, mit ihren für diese Arbeit relevanten Komponenten, eingeführt. Nachdem alle Grundvoraussetzungen getroffen wurden, folgt die Einführung des MSSM und MRSSM, Abschnitt 2.3 und 2.4.

Einen Überblick über wichtige Observablen, den Wirkungsquerschnitt, Produktionen und Zerfälle wird in Abschnitt 2.5 geschaffen. Die Untersuchungen der Aufgabenstellung folgen in

Kapitel 3. Abschnitt 3.1 beleuchtet die Zusammensetzung der sogenannten Runcard. Die Ergebnisse der berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Abschnitt 3.2 zu finden. Die Simulationsergebnisse der Squark-Squark-Produktion, in Abschnitt 3.4, motivieren für eine intensivere Auseinandersetzung der oben genannten Observablen zwischen MRSSM und MSSM, Abschnitt 3.5 und 3.6.



# 2 Theoretischer Hintergrund

## 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchen (SM) beinhaltet Materie- und Wechselwirkungsteilchen. Die Materieteilchen sind in Quarks und Leptonen unterteilt und diese wiederum in Familien, auch Generationen genannt. Von der ersten zu der dritten Generationen erfolgt eine Massenzunahme, ausgenommen der Neutrinos. Das Standardmodell beschreibt drei Wechselwirkungen, die gravitative Wechselwirkung ist nicht enthalten.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt auf alle elektrisch geladenen Teilchen. Ihr Austauschboson ist das masselose Photon  $\gamma$ . Die drei Eichbosonen  $W^\pm$ - und das Z-Boson vermitteln die schwache Wechselwirkung. Diese wirkt auf die Quarks  $q$ , Leptonen (ausgenommen den rechtshändigen Neutrinos),  $W^\pm$ - und Z-Boson. Die starke Wechselwirkung wirkt auf Quarks und Gluonen  $g$ . Diese besitzen eine Farbladung mit den Farben rot, grün und blau. Antiteilchen tragen eine jeweilige Antifarbe. Vermittelt wird die starke Wechselwirkung durch acht masselose Gluonen. Die starke Wechselwirkung erklärt die Bindung der Quarks in Hadronen<sup>1</sup>.

**Tabelle 2.1:** Diese Tabelle listet den Feldinhalt des Standardmodells nach der elektroschwachen Symmetriebrechung. Die elektroschwachen Symmetriebrechung wird durch den Higgs-Mechanismus verursacht.

| Name        | Feld                                                                                                                                                                |
|-------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Quarks      | $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $u_R, c_R, t_R$ $d_R, s_R, b_R$            |
| Leptonen    | $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ $e_R, \mu_R, \tau_R$ |
| Eichbosonen | $g, \gamma, W^+, W^-, Z^0$                                                                                                                                          |
| Higgs-Boson | $h$                                                                                                                                                                 |

<sup>1</sup> Alle in der Natur beobachteten Hadronen, Zusammensetzungen aus Quarks, sind farbneutral. Quarks wurden bis jetzt nicht isoliert beobachtet.

Die Wechselwirkungen werden durch Eichtheorien beschrieben. Durch die lokale Eichinvarianz müssten die Teilchen masselos sein, wegen des symmetriegebrochenen Higgsfeldes erhalten sie jedoch eine Masse. Das Higgsfeld besitzt eine Anregung, welche als massives Teilchen, das Higgs-Boson, interpretiert werden kann. Der endliche Feld-Erwartungswert des Higgsfeldes verleiht den Fermionen, sowie den W- und Z-Bosonen ihre Masse. Alle Materieteilchen, Quarks und Leptonen, sind Fermionen mit einem Spin von  $1/2$ . Alle Eichbosonen und das Higgs tragen einen ganzzahligen Spin und werden Bosonen genannt. Tabelle 2.1 listet die SM-Teilchen.

## 2.2 Supersymmetrie

Die Poincaré-Gruppe, welche die Form des SM diktiert, lässt sich nur um eine Symmetriegruppe nicht-trivial erweitern, die der Supersymmetrie (SUSY). Diese vergrößerte Symmetriegruppe wird durch die SUSY-Algebra beschrieben und führt neue Symmetriegeneratoren  $Q$  und  $Q^\dagger$  ein.

Wird der Operator  $Q$  auf ein Feld angewendet, verändert er den Spin um einhalb, die supersymmetrische Transformation wandelt somit den bosonischen Zustand in einen fermionischen Zustand und umgekehrt.  $Q$  und  $Q^\dagger$  sind sogenannte fermionische Operatoren und tragen somit einen Spin-Drehimpuls von einhalb. Sie sind zweikomponentige komplexe Objekte, sogenannte Weyl-Spinoren und wirken schematisch wie folgt [4]

$$Q |\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle \quad Q |\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle. \quad (2.1)$$

### 2.2.1 Super-Poincaré-Algebra

Die Motivation hinter der Supersymmetrie ist die Erweiterung der Poincaré-Algebra [5], [6]. Diese wird durch die sogenannten Generatoren  $Q$  und  $Q^\dagger$  möglich. Die sogenannte Super-Poincaré-Algebra wirkt auf die Supermultipletts. Das sind Felder, welche Boson und Fermion, also die jeweiligen Superpartner enthalten.

Supermultiplet-Teilchen besitzen die selben Quantenzahlen der Eichgruppe. Im MSSM<sup>2</sup> wie auch im MRSSM<sup>3</sup>, mit nur einer Gruppe von SUSY-Generatoren ( $N=1$ ), gibt es nur zwei Arten von Super-Multipletts. Diese sind das chirale Supermultiplet  $(\Phi, \Psi)$  mit den Spinkomponente 0 und  $1/2$  und das Vektor-Multiplet  $(\lambda, A)$  mit Spinkomponenten von  $1/2$  und 1. Die Konvention folgt [5].

---

<sup>2</sup>siehe Abschnitt 2.3

<sup>3</sup>siehe Abschnitt 2.4

Die Poincaré-Algebra wird mit folgenden Relationen zur Super-Poincaré-Algebra erweitert [7], [5]

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, Q_{\dot{\beta}}^\dagger\} = 0 \quad (2.2)$$

$$\{Q_\alpha, Q_{\dot{\beta}}^\dagger\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu \quad (2.3)$$

$$[J^{\mu\nu}, Q_\alpha] = \frac{1}{2} \sigma^{\mu\nu}_{\alpha\dot{\alpha}} Q_{\dot{\alpha}} \quad (2.4)$$

$$[Q_\alpha, P^\mu] = 0. \quad (2.5)$$

Die griechischen Indizes  $\alpha, \beta, \dot{\alpha}$  und  $\dot{\beta}$  nehmen Werte von eins und zwei an und bezeichnen den zweikomponentigen Weyl-Spinor. Der Vierer-Translationsvektor wird mit  $P_{\mu,\nu}$  beschrieben, es gilt  $\mu, \nu \in \{0, 1, 2, 3\}$ .

Da bis jetzt keine SUSY-Teilchen gefunden wurden, wird davon ausgegangen, dass die Massen dieser Teilchen höher als die der SM-Teilchen sind. Damit muss die Symmetrie gebrochen sein, wie auch schon die elektroschwache Symmetrie im Standardmodell. Aber bestimmte Eigenschaften dürfen nicht verletzt werden. Konsequenzen der SUSY-Brechung ist eine schwach gebrochene Theorie und die Einführung vieler neuer Parameter wie Massen, Mischungswinkel und Phasen. [8]

## 2.2.2 R-Parität

Bei Wechselwirkungsprozessen mit Beteiligung einer ungeraden Anzahl an Superpartnern könnte es im MSSM ohne die Einführung der R-Parität zu einem spontanem Zerfall von freien Protonen kommen, was bisher nicht beobachtet wurde<sup>4</sup>. Durch die Definition der R-Parität  $P_R$ , siehe Gleichung 2.6, werden diese „verbotenen“ Zerfälle komplett unterdrückt [5].

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.6)$$

Dabei bezeichnet B die Baryonenzahl, L die Leptonenzahl und S den Teilchenspin.

SM-Teilchen haben eine R-Parität von  $P_R = 1$  und Superpartner eine R-Parität  $P_R = -1$ . Durch die Erhaltung der R-Parität kommt es zu keinen Mischungen von Teilchen mit unterschiedlicher R-Parität. Da jeder Wechselwirkungsvertex eine gerade Anzahl an Superpartnern haben muss, gibt es ein leichtestes SUSY-Teilchen, welches stabil ist<sup>5</sup>. Dieses wird „lightest supersymmetric particle“ (LSP) genannt. Das LSP ist somit Endprodukt jedes SUSY-Teilchenzerfalls und ein Kandidat im Rätsel um die Dunkle Materie.

<sup>4</sup>Im SM gibt es keine Leptonen- und Baryonenzahl verletzende Terme.

<sup>5</sup>Somit ist nur eine paarweise Erzeugung der SUSY-Teilchen möglich.

### 2.2.3 R-Ladung

Auch wenn das MSSM Probleme des SM lösen kann, wie die elegante Methode divergente Integrale zu umgehen, birgt es immer noch seine ganz eigene Problematik. Um eine Antwort auf die Frage zu finden, warum bis jetzt keine Teilchen im MSSM gefunden wurden, kann die Einführung der R-Ladung <sup>6</sup> helfen.

Die R-Symmetrie erweitert die Supersymmetrie nicht-trivial. Die ihr zugrundeliegende Gruppe ist die unitäre Gruppe  $U(1)_R$ . Der Generator  $R$  der  $U(1)_R$  kommutiert nicht mit den supersymmetrischen Generatoren  $Q$  und  $Q^\dagger$  [9]

$$[R, Q] = -Q, \quad [R, Q^\dagger] = Q^\dagger. \quad (2.7)$$

Da der Supersymmetrie-Generator nicht mit dem R-Symmetrie-Generator kommutiert, haben Superpartner eine unterschiedliche R-Ladung [10]. Um Voraussagen des Standardmodells nicht zu verändern erhalten die SM-Teilchen keine R-Ladung.

Ein wichtiger Unterschied ist, dass Gauginos<sup>7</sup> nun keine Majorana-Teilchen mehr sind. Im MSSM sind Neutralinos und Gauginos Majorana-Fermionen, somit ihr eigenes Antiteilchen. Durch R-Symmetrie sind Majorana Massenterme verboten. Die Neutralinos und Gauginos masselos zu setzen steht im Widerspruch mit den experimentellen Daten. Sie müssen daher als Dirac-Teilchen behandelt werden. Bei Dirac-Teilchen unterscheiden sich Teilchen und Antiteilchen [10]. Dirac-Teilchen besitzen vier Freiheitsgrade <sup>8</sup>.

Die Gleichung 2.8 veranschaulicht den Unterschied des Gluinos als Dirac-Teilchen im MRSSM gegenüber dem MSSM, in dem Gluinos Majorana-Teilchen sind [9].

$$\tilde{g}_{\text{MRSSM}} = \begin{pmatrix} -i\lambda \\ +i\bar{\chi} \end{pmatrix}, \quad \tilde{g}_{\text{MSSM}} = \begin{pmatrix} -i\lambda \\ +i\bar{\lambda} \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

<sup>6</sup>Die R-Ladung darf nicht mit der R-Parität verwechselt werden, es handelt sich hierbei um verschiedene Konzepte.

<sup>7</sup>Gauginos werden die fermionischen Superpartner der Eichbosonen genannt. Vor der elektroschwachen Symmetriebrechung sind diese die Winos, Gluinos und das Bino, siehe Tabelle 2.1.

<sup>8</sup>Majorana-Teilchen haben zwei Freiheitsgrade.

Der Weyl-Spinor  $\chi$  stammt von einem zusätzlichen chiralen Supermultiplet um die Eichinvarianz zu ermöglichen. Damit R-Symmetrie erhalten ist, müssen die Weyl-Spinore der Gluinos unterschiedliche Vorzeichen haben.

Durch die Einführung der R-Symmetrie wird also der Feldinhalt erweitert. Wie in Tabelle 2.2 zu sehen, kommt zu diesem chiralen Superfeld auch ein weiteres Supermultiplet für die elektroschwache Wechselwirkung, sowie ein Supermultiplet für das Higgs dazu. Letztere werden R-Higgsfelder genannt [9].

## 2.3 Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)

Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) ist die kleinste supersymmetrische Erweiterung des SM ( $N=1$ ). Die Einführung antikommutierender Symmetrie-Generatoren ist limitiert mit der Anzahl  $N=8$  [9]. Im MSSM erhält jedes SM-Teilchen einen Superpartner. Gekennzeichnet werden SUSY-Fermionen mit dem „S“ vor ihren Namen und SUSY-Bosonen durch eine „ino“-Endung. So heißen SUSY-Teilchen zum Beispiel Squark, Slepton oder auch Higgsino. Bosinos besitzen somit einen halbzahligen und Sfermionen eine ganzzahligen Spin.

**Tabelle 2.2:** oben: vor der ESSB - Vektor Supermultipletts im MSSM vor der elektroschwachen Symmetriebrechung.

unten: nach der ESSB - Die Masseneigenzustände im MSSM nach der elektroschwachen Symmetriebrechung (ESSB) zusätzlich zum Standardmodell. Bereits aus dem SM bekannt, entstehen durch die elektroschwache Symmetriebrechung das Photon, das Z-Boson und das W-Boson, hier daher nicht gelistet. Die SUSY-Teilchen werden mit einer Tilde gekennzeichnet.

| Name            | Spin $\frac{1}{2}$                                            | Spin 1                                        |
|-----------------|---------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------|
| vor der ESSB    |                                                               |                                               |
| Gluino, Gluon   | $\tilde{g}$                                                   | $g$                                           |
| Winos, W-Boson  | $\tilde{W}^{1,2}, \tilde{W}^0$                                | $W^{1,2}, W^0$                                |
| Bino, B-Boson   | $\tilde{B}^0$                                                 | $B^0$                                         |
| Higgs, Higgsino | $\begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ & \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} H_u^+ & H_u^0 \end{pmatrix}$ |
|                 | $\begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 & \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} H_d^0 & H_d^- \end{pmatrix}$ |
| nach der ESSB   |                                                               |                                               |
| Neutralinos     | $\tilde{N}_1, \tilde{N}_2, \tilde{N}_3, \tilde{N}_4$          |                                               |
| Chargino        | $\tilde{C}_1^\pm, \tilde{C}_2^\pm$                            |                                               |

**Tabelle 2.3:** Die Tabelle zeigt das chirale Supermultiplett im MSSM. Dabei gibt der Index  $\alpha = 1,2,3$  die Generationen der Materieteilchen an.

| Name                | Spin 0                                                                                                | Spin $\frac{1}{2}$                                                            |
|---------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------|
| Squarks, Quarks     | $\tilde{q}_L = \begin{pmatrix} \tilde{u}_{\alpha L} \\ \tilde{d}_{\alpha L} \end{pmatrix}$            | $q_{iL} = \begin{pmatrix} u_{\alpha L} \\ d_{\alpha L} \end{pmatrix}$         |
|                     | $\tilde{u}_{\alpha R}^\dagger$<br>$\tilde{d}_{\alpha R}^\dagger$                                      | $u_{\alpha R}^\dagger$<br>$d_{\alpha R}^\dagger$                              |
| Sleptonen, Leptonen | $\tilde{l}_{\alpha L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{\alpha L} \\ \tilde{e}_{\alpha L} \end{pmatrix}$ | $l_{\alpha L} = \begin{pmatrix} \nu_{\alpha L} \\ e_{\alpha L} \end{pmatrix}$ |
|                     | $\tilde{e}_{\alpha R}^\dagger$                                                                        | $e_{\alpha R}^\dagger$                                                        |

Durch die Erweiterung des SM zum MSSM wird das Higgsfeld um ein Higgs-Dublett erweitert,

um Anomalien in der elektroschwachen Eichsymmetrie zu verhindern und dem Up-Typ und Down-Typ Quark Masse zugeben [9].

Die Eichsymmetrien bleiben jedoch unverändert und entsprechen im MSSM denen im SM. Auch die neuen Superpartner befolgen die Wechselwirkungen, wie sie bereits für das SM eingeführt wurden.

Das neutrale Wino und Bino ( $\tilde{B}^0, \tilde{W}^0$ ) und die beiden neutralen Higgsinos ( $\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$ ) mischen zu den Neutralinos ( $\tilde{N}_1^0, \tilde{N}_2^0, \tilde{N}_3^0, \tilde{N}_4^0$ ). Die Charginos  $\tilde{C}_1^\pm, \tilde{C}_2^\pm$  sind Mischungen aus den geladenen Winos und geladenen Higgsinos  $\tilde{H}_u^\pm$  und  $\tilde{H}_d^\pm$ . In dieser Arbeit wird angenommen, dass das leichteste Neutralino  $\tilde{N}_1$  das LSP ist.

## 2.4 Das minimale R-symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM)

Im Minimalen R-symmetrischen Supersymmetrischen Standardmodell (MRSSM) wird das MSSM um eine R-Ladung (siehe Kapitel 2.2.3) erweitert. Da die Generatoren der R-Symmetrie nicht mit den Symmetrie-Generatoren kommutieren, besitzen die Superpartner jeweils unterschiedliche R-Ladung, diese ist in Tabelle 2.4 gelistet. Weiterhin besitzen „links-“ und „rechtshändige“ Squarks, mit den Indizes  $L$  und  $R$  gekennzeichnet, entgegengesetzte R-Ladung. Die Indizes  $L$  und  $R$  bezeichnen die Chiralität. Jedoch haben Sfermionen den Spin 0 und bilden auch im Grenzfall kleiner Massen keine Spineinstellung aus. Den Index bekommen die Sfermionen somit von ihrem Superpartner, einem chiralen Fermion.

Die R-Ladung hat wichtige Folgen für die Produktion dieser Teilchen. Betrachtet man zum Beispiel die Squark-Produktion, siehe Abbildung 2.2, so ist es im MSSM möglich zwei „linkshändige“ oder zwei „rechtshändige“ Squarks zu produzieren. Haben sie aber eine R-Ladung wie in Tabelle 2.4, addiert sich die R-Ladung zu  $\pm 2$ . Da die R-Ladung des Anfangszustandes null ist, sind diese Prozesse im MRSSM verboten. Somit ist im MRSSM nur die Produktion eines „linkshändigen und rechtshändigen“ Teilchens erlaubt. Das verursacht geringere Wirkungsquerschnitte und könnte somit erklären, warum bis jetzt keine SUSY-Teilchen entdeckt wurden.

**Tabelle 2.4:** Auflistung der  $R$ -Ladung von Bosonen und Fermionen im MRSSM [9]. Die Teilchen unter dem breiten schwarzen Balken kommen durch die Einführung der  $R$ -Ladung dazu.

| Name                                | Boson                                                   | $R$ -Ladung | Fermion                                | $R$ -Ladung |
|-------------------------------------|---------------------------------------------------------|-------------|----------------------------------------|-------------|
| Eichbosonen                         | G, W, B                                                 | 0           | $\tilde{g}^a, \tilde{w}^a, \tilde{b}$  | 1           |
| Sfermionen, Fermionen               | $\tilde{l}_L, \tilde{e}_R^\dagger$                      | +1          | $l_L, e_R$                             | 0           |
| Squarks, Quarks                     | $\tilde{q}_L, \tilde{d}_L^\dagger, \tilde{d}_R^\dagger$ | +1          | $q_L, d_L, d_R$                        | 0           |
| $H$ -Higgs                          | $H_{d,u}$                                               | 0           | $\tilde{H}_{d,u}$                      | -1          |
| $R$ -Higgs                          | $R_{d,u}$                                               | +2          | $\tilde{R}_{d,u}$                      | +1          |
| adjungiert chirales Supermultiplett | $\sigma^a, \omega^a, \rho$                              | 0           | $\chi_\sigma^a, \chi_\omega^a, \chi_Y$ | -1          |

Der Index  $a$  bezeichnet die jeweiligen Ladungen. Das MRSSM enthält alle Supermultipletts des MSSM. Zusätzlich wird ein adjungiert chirales Supermultiplett eingeführt um den Dirac-Gauginos und den Higgsinos Masse zu verleihen. Dabei bezeichnet  $\sigma^a, \omega^a, \rho$  die skalaren Komponenten des adjungiert chiralen Supermultiplett, ihre  $R$ -Ladung beträgt null. Die zwei Higgs Supermultipletts, besitzen die gleichen Quantenzahlen wie die üblichen Higgs-Superfelder, mit der Ausnahme, dass sie eine  $R$ -Ladung von zwei haben. In den letzten beiden Zeilen der Tabelle 2.4 befinden sich diese zusätzlichen Supermultipletts und Superpartner. Somit entstehen durch die Einführung der  $R$ -Ladung eine Vielzahl neuer Teilchen.

**Tabelle 2.5:** Neutralinos und Charginos im MRSSM. Auch hier markiert der breite schwarze Balken die zusätzlichen Teilchen im MRSSM (unter dem Balken).

| Name                          | Spin $\frac{1}{2}$                                   |
|-------------------------------|------------------------------------------------------|
| Neutralino aus $H$ -Higgsfeld | $\tilde{N}_1, \tilde{N}_2, \tilde{N}_3, \tilde{N}_4$ |
| Chargino aus $H$ -Higgsfeld   | $\tilde{C}_1^\pm, \tilde{C}_2^\pm$                   |
| Neutralino aus $R$ -Higgsfeld | $\tilde{R}_1, \tilde{R}_2, \tilde{R}_3, \tilde{R}_4$ |
| Chargino aus $R$ -Higgsfeld   | $\tilde{R}_1^\pm, \tilde{R}_2^\pm$                   |

Die Neutralinos und Charginos (Tab. 2.5) sind Mischungen aus dem  $H$ -Higgsinos,  $R$ -Higgsinos



und anderen Gauginos. Im Folgenden der Arbeit werden von Neutralinos als  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  und Charginos als  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm, \tilde{\chi}_3^\pm, \tilde{\chi}_4^\pm$  gesprochen um zu verdeutlichen, dass von den Masseneigenzuständen die Rede ist.

SUSY-Teilchen müssen schwerer als die SM-Teilchen sein, da bei aktuellen Schwerpunktsenergien keines von ihnen gefunden wurden. Alternativ können SUSY-Teilchen nur moderat schwerer als SM-Teilchen sein, wenn ihr Wirkungsquerschnitt unterdrückt ist. Die Massenannahmen der SUSY-Teilchen sind aber reine Vermutungen. Besonders attraktiv, aber ausgeschlossen, wären Massen für die SUSY-Teilchen die dicht an den SM-Teilchenmassen liegen.

## 2.5 Produktion und Zerfälle im MSSM und MRSSM

Im Folgenden werden wichtige Produktionen stark wechselwirkender Teilchen und ihre weiteren Zerfälle beleuchtet. Für diese Arbeit von besonderem Interesse sind Squark-Squark, Squark-Antisquark und Gluino-(Anti)gluino-Produktion<sup>9</sup>. Der Fokus der Zerfälle liegt daher bei den Squark- und Gluinozerfall. Auch der weitere Zerfall ihrer Zerfallsprodukte, dem Neutralino und Chargino, soll hier theoretisch beschrieben werden. Zunächst wird jedoch der Wirkungsquerschnitt und relevante Observablen erklärt, welche für die spätere Untersuchung wichtig sind.

### 2.5.1 Wirkungsquerschnitt und Observablen

**Wirkungsquerschnitt** Der Wirkungsquerschnitt kann als effektive Fläche für Wechselwirkung zweier entgegenlaufender Wellenpakete gesehen werden. Da Quarks nicht isoliert vorkommen, sondern in Hadronen gebunden sind muss für die Berechnung eines hadronischen Wirkungsquerschnittes mit zwei Partonen im Endzustand der partonische Wirkungsquerschnitt mit der Partondichtefunktion (PDF) gefalten werden.<sup>10</sup>

Gleichung 2.9 zeigte den schematischen Aufbau des totalen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\text{tot}}$ .

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sum_{ij} f_i(x_1) f_j(x_2) \sigma_{ij}(x_1 x_2 s) \quad (2.9)$$

<sup>9</sup>Da im MSSM kein Antigluino existiert bzw. es gleich dem Gluino ist, symbolisiert diese Schreibweise eine Gluino-Gluino-Produktion im MSSM und eine Gluino-Antigluino-Produktion im MRSSM.

<sup>10</sup>Zur Veranschaulichung hilft die Betrachtung der Zeitskala der Wechselwirkungen. In groben Zügen, lässt sich die Zeitskala in eine lange Wechselwirkungszeit der Hadronen, die wie „eingefroren“ wirken, und eine kurze Wechselwirkungszeit der Partonen unterteilen. Zeitlich gesehen sind die Wechselwirkungen der Hadronenstruktur viel größer als die Parton-Parton-Wechselwirkungen. Diese kurze Wechselwirkungszeit wird durch die Lorenzkontraktion verursacht, die auch einen bedeutenden Beitrag für die Partondichtefunktion beisteuert. Der kurzweilige Anteil kann perturbativ (störungstheoretisch) bestimmt werden. Der langweilige Anteil, die Partondichtefunktion, muss experimentell bestimmt werden. Diese Einteilung in kurz- und langweiligen Anteil ist nicht eindeutig. Innerhalb der beiden Anteile lassen sich Terme verschieben [11].

Dabei bezeichnet  $\sqrt{s}$  die Schwerpunktsenergie der Impulsbruchteile  $x_{1,2}$  der einlaufenden Partonen  $i, j$ . Die Partondichtefunktion (PDF) wird mit  $f_{i,j}(x_{1,2})$  angegeben. Die genauen Wirkungsquerschnitte für die Squark-Paarproduktion und die Squark-Antisquark-Produktion lassen sich in [2] und [3] nachlesen.

**Transversaler Impuls und fehlende transversale Energie** Die Bestimmung des transversalen Impulses  $p_T$  ist sehr aufschlussreich, da der Impuls der wechselwirkenden Protonen kollinear zu dem Impuls der Protonen entlang der Strahlachse ist. Aufgrund von Impulserhaltung muss die Summe der Impulse aller Objekte  $i$  im Endzustand null sein, siehe Gleichung 2.12 [5].

$$\sum_i \vec{p}_{T,i} = 0 \quad (2.10)$$

In supersymmetrischen Theorie verlassen stabilen neutralen Teilchen, wie das LSP im MSSM und MRSSM, den Detektor ohne Interaktion. Für diese kann die Summer der „negativen“ transversalen Impulse ermittelt werden, durch

$$\vec{p}_T^{\text{miss}} = \sum_{\text{nicht sichtbare}} \vec{p}_{T,i} = - \sum_{\text{sichtbare}} \vec{p}_{T,i} . \quad (2.11)$$

Aus  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  folgt die Definition der fehlenden transversalen Energie [5], einer Schlüsselobservable auf der Suche nach SUSY-Teilchen.

$$E_T^{\text{miss}} := |\vec{p}_T^{\text{miss}}| \quad (2.12)$$

### 2.5.2 Squark und Gluino-Produktion

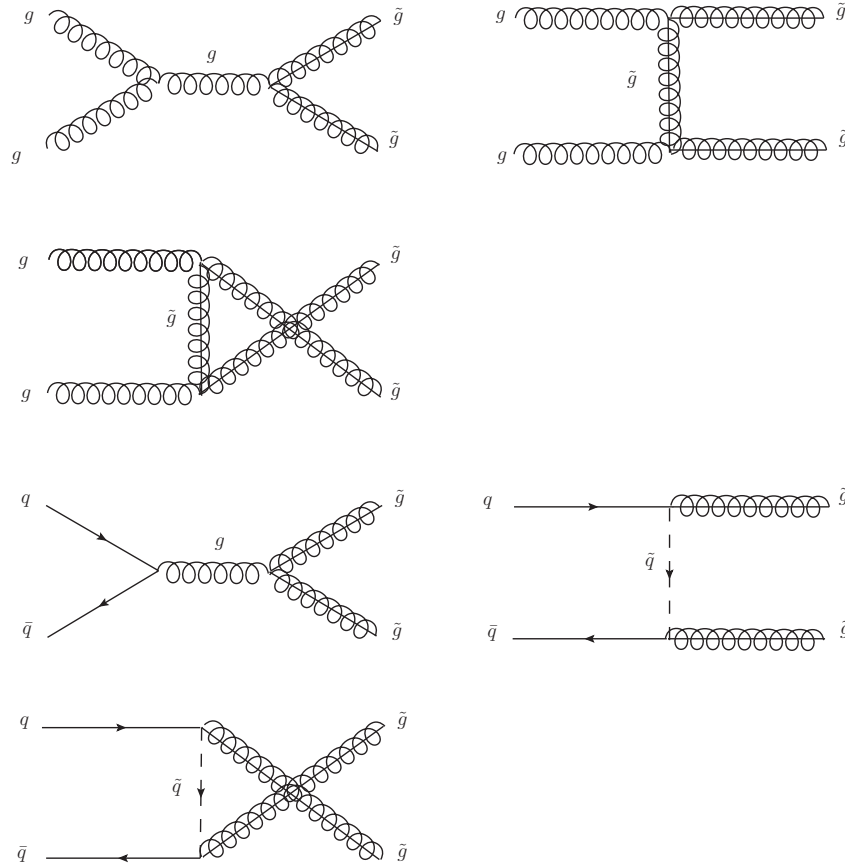
Im Folgenden werden Produktionsdiagramme für die Gluino-(Anti)gluino-Produktion (Abb. 2.1), Squark-Squark-Pproduktion (Abb. 2.2) und die Squark-Antisquark-Produktion (Abb. 2.3) dargestellt<sup>11</sup>. Es gibt auch weitere Produktionen mit Beteiligung der QCD, wie die Gluino-Gluino-Produktion<sup>12</sup> und Gluino-Squark-Produktion, diese sind jedoch nicht Inhalt dieser Arbeit.

Gluinos werden als durchgezogene Schraubenlinie repräsentiert und Gluonen als Schraubenlinie. Mit gestrichelten Linien werden Squarks symbolisiert. Quarks sind mit durchgezogene

<sup>11</sup>Die Abbildungen 2.1, 2.2 und 2.3 wurden mit dem Hintergrundwissen von Quelle [8] und der Software „JAXO DRAW“ [12] erstellt.

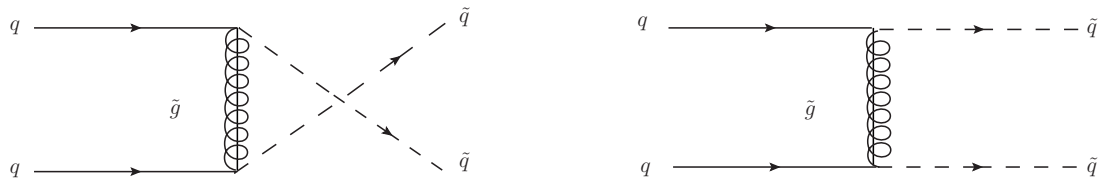
<sup>12</sup>Nur im MSSM möglich. Im MRSSM muss sich die Summe der R-Ladungen zu null ergeben, daher ist eine Gluino-Gluino-Produktion nicht möglich.

Linien gekennzeichnet.



**Abbildung 2.1:** Feynman-Diagramme für die Gluino-(Anti)gluino-Produktion. Die oberen drei Diagramme zeigen zwei Gluonen im Anfangszustand, während die unteren drei Feynman-Diagramme Anfangszustände eines Quarks und Antiquarks zeigen.

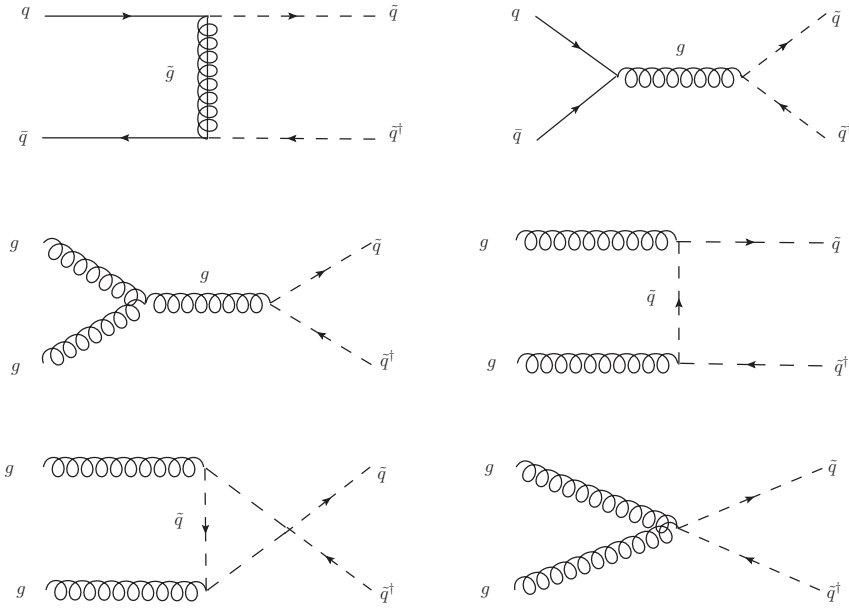
$\tilde{g}\tilde{g}$  bzw.  $\tilde{g}\tilde{\bar{g}}$  : Die Gluino-(Anti)gluino-Produktion siehe Abb. 2.1, verläuft auf der Partonebene mit zwei Gluonen im Anfangszustand oder eine Quark-Antiquark-Annihilation.



**Abbildung 2.2:** Feynman-Diagramme für die Squark-Squark-Produktion [8].

$\tilde{q}\tilde{q}$ : Die Squark-Squark Produktion, siehe Abb. 2.2, entsteht mittels t- und u-Kanalaustausch von einem Gluino. Dieser ist nur möglich, wenn die Anfangs- und Endzustände identischen Flavour haben. Für das MSSM gilt für  $\tilde{u}_{\alpha i}$ ,  $\tilde{u}_{\beta j}$ ,  $\tilde{d}_{\alpha i}$ ,  $\tilde{d}_{\beta j}$ ,  $\tilde{u}_{\alpha i}$ ,  $\tilde{d}_{\beta j}$ , dass  $\alpha, \beta \in \{1, 2\}$  und  $i, j = \{L, R\}$  sind. Somit sind alle Chiralitäten möglich.

Im MRSSM gibt es den Unterschied, dass  $\{i, j\} = \{L, R\}, \{R, L\}$  gelten muss [13].



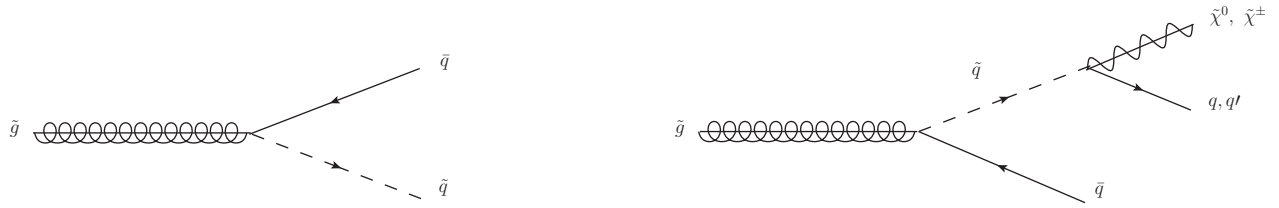
**Abbildung 2.3:** Feynman-Diagramme für die Produktion eines Squark-Antisquark-Paares einer Quark-Antiquark-Streuung (oben) und Gluon-Gluon-Streuung (unteren vier Diagramme).

$\tilde{q}\tilde{q}^\dagger$ : Die Squark-Antisquark-Produktion, siehe Abbildung 2.3, kann durch die Gluonfusion (rechts unten), Quark-Antiquark-Annihilation (rechts oben) und im t-Kanal mittels des Austausches eines Gluinos eintreten.

### 2.5.3 Gluinozerfall

Der Gluinozerfall, siehe Abbildung 2.4, ist nur durch ein Squark möglich, entweder on-shell oder virtuell [8]. Wenn Zweikörperzerfälle in ein Squark-Antiquark möglich sind dominiert dieser aufgrund der QCD Kopplung. Es ist ein Zerfall in alle Quarktypen möglich. In den für diese Arbeit angenommen Massen<sup>13</sup> sind das „links-“ und das „rechtshändige“ Stop und Sbottom leichter als das Gluino und ein Zweikörperzerfall somit möglich. Alle anderen Squarks sind schwerer als die Gluinos.

<sup>13</sup>Für genauere Massenannahmen siehe Abschnitt 3.2 oder Anhang A. Der Dreikörperzerfall  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q} \tilde{N}_i$  und  $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q} \tilde{C}_i$  des Gluinos ist unterdrückt.



**Abbildung 2.4:** Der Zerfall von einem Gluino in ein Squark und Antiquark (links) oder in Quark, Antiquark und Chargino oder zwei Quarks und ein Neutralino im Entzustand (rechts). Auch die landungskonjugierten Zerfälle sind möglich, wie zum Beispiel der Zerfall des Gluinos in ein Quark und Antisquark.

## 2.5.4 Squarkzerfall

Squarks entstehen zum Beispiel bei der Proton-Proton-Kollision oder in der Zerfallskette des Gluinos. Diese sind instabil und zerfallen weiter. Bei den Squarks dominiert der Zerfall in ein Quark und Gluino, wenn dieser kinematisch möglich ist. Auch der Zerfall eines Squarks in ein Quark und Neutralino oder in ein Antisquark und Chargino ist möglich.

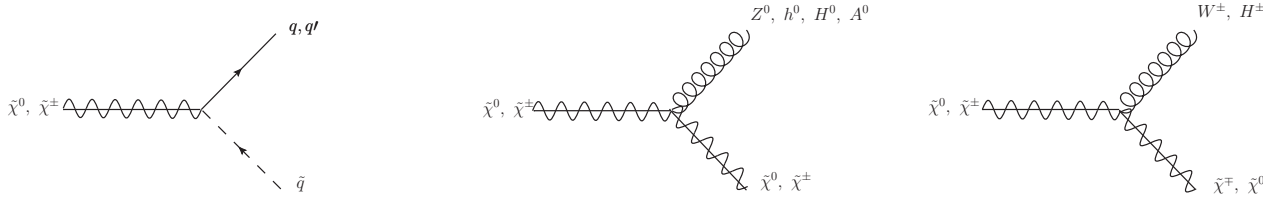


**Abbildung 2.5:** Der Zerfall eines Squarks

## 2.5.5 Zerfall von Charginos und Neutralinos

Charginos  $\tilde{\chi}_i^\pm$  und Neutralinos  $\tilde{\chi}_i^0$ , mit  $i = 1, 2, 3, 4$ , setzen sich neben den Higgsinos, aus  $\tilde{B}^0$ ,  $\tilde{W}^0$  und  $\tilde{W}^\pm$ -Boson zusammen. Diese Zusammensetzung führt zu einer elektroschwachen Kopplung mit Skalaren und Fermionpaaren. In dem für diese Arbeit verwendeten Modellen sind die Charginos und Neutralinos leichter als die Squarks und können somit nicht in diese zerfallen<sup>14</sup>. Sollten schwere Neutralinos und Charginos produziert werden, zerfallen diese in Kaskaden in leichtere Neutralinos und Charginos. [5]

<sup>14</sup>Sleptonen sind zwar in dem verwendeten Modell leichter als Squarks, jedoch trotzdem schwerer als die Neutralinos und Charginos. Zudem werden nur QCD Zerfälle betrachtet. Zerfälle mit Beteiligung der QED wurden in den Simulationen ausgeschaltet.



**Abbildung 2.6:** Diese Abbildung zeigt den Zerfall eines Neutralino  $\tilde{\chi}^0$  oder Charginos  $\tilde{\chi}^\pm$ . Die Schreibweise  $q$  oder  $q'$  bedeutet, dass einer der beiden Quarks ein Antiquark sein muss.

## 3 Simulation und Auswertung

Das MRSSM ist nicht so intensiv studiert, wie das MSSM. Daher sind Vergleiche der beiden Theorien stets von Interesse. Interessante Fragestellungen sind unter anderem, was die Erweiterung um eine R-Ladung birgt und welche Unterschiede sich bei Betrachtung verschiedener Observablen in Zerfallsanalysen von (Anti-)Squark und (Anti-)Gluino finden lassen.

In diesem Kapitel werden zunächst berechnete Wirkungsquerschnitte der Gluino-(Anti)gluino-, Squark-Squark und Squark-Antisquark-Produktion diskutiert. Auf der Suche nach SUSY-Teilchen ist besonders aufschlussreich die Betrachtung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{\text{miss}}$ , des Transversalimpulses  $p_T$  und der Jetanzahl  $N_{\text{Jet}}$ , da ein entstandenes Squark in viele Jets zerfällt und hohe  $E_T^{\text{miss}}$  verursacht. Wenn im Detektor so ein energiereiches Ereignis, mit mehr als der gewöhnlichen Jetsanzahl registriert wird, kann es auf die Beteiligung eines SUSY-Teilchens weisen.

### 3.1 Anpassung der Runcard in Sherpa

**Sherpa** (kurz für „Simulation of High-Energy Reactions of PArticles“) ist ein Monte-Carlo Ereignisgenerator für die Simulation hochenergetischer Teilchenkollisionen [14], wie z.B. einer Hadron-Hadron-Kollision<sup>1</sup>. **Sherpa** umfasst alle physikalischen Reaktionen des Standardmodells und ist in der Lage weitere Modelle, die über das Standardmodell hinaus gehen, einzubinden [15]. Dies geschieht über das UFO-Interface von **Sherpa**. Wenn ein physikalisches Modell im UFO-Format für **Sherpa** nutzbar gemacht wird, wird eine sogenannte Example-Runcard erstellt. Alle Informationen für die Durchführung einer Simulation werden durch eine sogenannte Runcard spezifiziert. Diese erhält man beim Generieren des UFO Modells. Hier werden wichtige Parameter für die Simulation gesetzt.

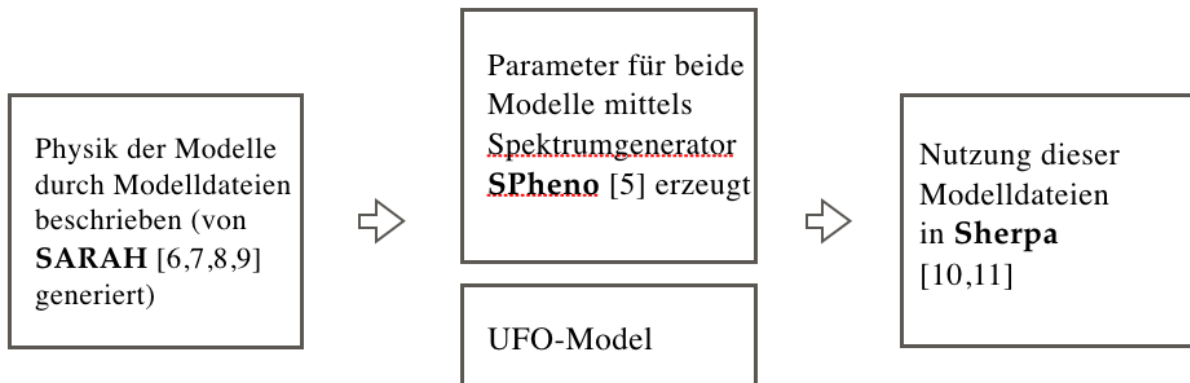
Größtes Problem stellt die Wahl der Parameter der beiden Modelle dar. Der Wirkungsquerschnitt eines betrachteten Zerfalles muss in beiden Modellen übereinstimmen oder annähernd gleich sein, damit ein Vergleich aussagekräftig ist.

---

<sup>1</sup>Der Ereignisgenerator ist in C++ geschrieben.

Um je einen Parametersatz für das MSSM und MRSSM zu erhalten wurde zunächst folgender Ansatz verfolgt: Ein mit *Sherpa* mitgeliefertes UFO-Modell des MSSM, wurde für *Sherpa* zugänglich gemacht. Aus der dabei entstandenen Example-Runcard wurden wichtige Parameter, wie die Squark- und Gluinomassen, in die Example-Runcard des MRSSM kopiert. Die Modelldatei im UFO-Format für das MRSSM stammt von **SAHRA** <sup>2</sup> [16] [17] [18]. Der so entstandene Parametersatz des MRSSM ist jedoch nicht physikalisch, da viele Parameter des Modells voneinander abhängen.

Eine Lösung bietet die neueste Version von **SAHRA**, die nun die Möglichkeit bereithält, Modelldateien im UFO-Format zu erstellen. Die beiden UFO-Modelle von **SAHRA** für das MSSM und MRSSM wurden anschließend *Sherpa* zugänglich gemacht. Beim Generieren der Modelle erhält man eine Runcard von *Sherpa*. Darüber hinaus berechnet **SARAH** auch die Massenmatrizen und weitere Parameter für das Massenspektrum. Diese Informationen werden dann dem Spektrum-Generator **SPheno** zugänglich gemacht. Überschneidende Parameter der „**SPheno**“-Runcard wurde in die von *Sherpa* generierten Runcard übernommen.



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der Schritte bis zur schlussendlichen Bereitstellung der Modelldateien für eine Simulation in *Sherpa*.

Die Up-Typ und Down-Typ Squarks besitzen i.d.R. keine feste Masse, sind also keine Masseneigenzustände. Massen- und Wechselwirkungseigenzustände sind vielmehr durch eine Mischungsmatrix verknüpft.

Die Mischung der Up-Typ Squarks, wie sie hier für beide Modelle durch **SPheno** definiert wurden, ist in den Abbildungen 3.2 und 3.3 dargestellt. Mittels der Abbildungen können die Mischungen abgelesen werden. Für das bessere Verständnis folgt die Betrachtung eines Beispiels für das MRSSM: Das leichteste Up-Typ Squark (1000002) steht durch die Massensortierung

<sup>2</sup>**SARAH** ist der erste SSpektrum-Generator-Generator auf dem Markt, was bedeutet, dass es Fortran-Quellen für **SPheno** generieren kann, um einen vollwertigen Spektrum-Generator für Modelle jenseits des MSSM zu erhalten.

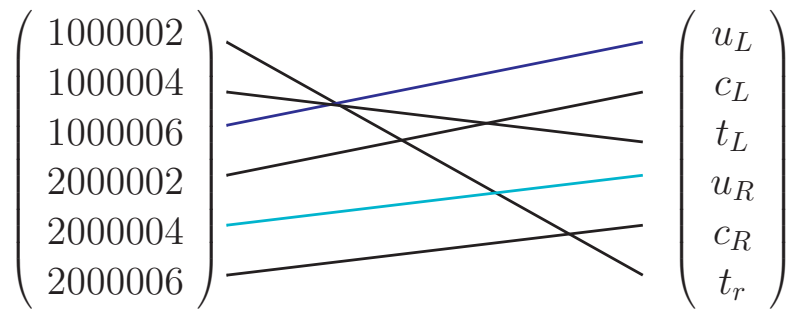


ganz oben und wird durch die Linie mit  $\tilde{t}_R$  verbunden. Es ist somit das „rechtshändige“ Stop.

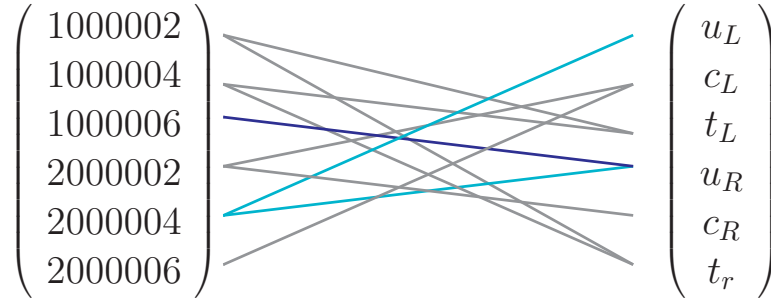
Die in dieser Arbeit verwendeten Up-Squarks haben die Teilchen-ID „1000006“ und „2000004“. Die Zuordnungen erscheinen willkürlich, teilen aber jeder gleichen Ziffer am Ende der Teilchen-ID ein „links-“ und ein „rechtshändiges“ Up-Typ Squark zu.

Die Massen der zwölf Squarks befinden sich zwischen 1.099 TeV und 2.561 TeV im MRSSM, das Gluino liegt also mit 1.691 TeV genau in diesem Bereich. Es ist leichter als das Up-Squark  $\tilde{u}_L$  bzw.  $\tilde{u}_R$ , dessen Zerfall später simuliert wird. Die Massen von Charginos und Neutralinos im MRSSM liegen zwischen der Masse des  $\tilde{\chi}_1^0$  (LSP) mit 0.417 TeV und des  $\tilde{\chi}_4^0$  mit 0.620 TeV. Das schwerste Chargino ist das  $\tilde{\chi}_4^\pm$  mit 0.562 TeV. Die Massenverhältnisse im MSSM sind analog, jedoch geringfügig leichter. Alle Verhältnisse der Massen, wie zum Beispiel die des Up-Squarks zu dem des Gluino stimmen jedoch überein.

Weitere Details sind der Dokumentation der Modelldatei und der Runcard siehe Anhang A zu entnehmen. Die genaue Beschreibung zur Mischung der Squarks ist im Kapitel „Rotations in Mass sector for eigenstates 'EWSB'“ [19] [20] nachzuschlagen.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung der Mischung der Up-Typ Squarks im MRSSM. Links sind die Zustände fester Massen mit steigender Masse gelistet, rechts die Wechselwirkungs Zustände der Squarks. Die Mischungsmatrix besteht nur aus Nullen und Einsen. Die Linien symbolisieren nichtverschwindende Elemente. Die Zahlencodes der Masseneigenzustände sind in die Teilchen-IDs im Monte-Carlo particle numbering scheme [21] zu finden.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Mischung der Up-Typ Squarks im MSSM. Links sind Teilchen-IDs mit steigender Masse angeordnet, diese besitzen eine feste Masse. Auf der rechten Seite sind die Wechselwirkungseigenzustände zu sehen. Hier besteht die Matrix jedoch nicht nur aus Nullen und Einsen. Die Linien symbolisieren die nicht verschwindenden Elemente.

## 3.2 Wirkungsquerschnitte

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Proton-Proton-Teilchenbeschleuniger. Das Proton besteht aus zwei Up-Quarks und einem Down-Quark, auch Valenzquarks genannt. Diese werden von Gluonen gebunden, die wiederum zur Entstehung von Quark-Antiquark-Paaren führen können. Dadurch besteht das Proton neben Valenzquarks auch aus Gluonen und Antiquarks. Im Teilchenbeschleuniger kommt es zu verschiedenen Produktionen. In Tabelle 3.2 sind die totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{tot}}$  für drei dieser möglichen Produktionen aufgetragen. Der sogenannte Protoncontainer beinhaltet  $u, \bar{u}, d, \bar{d}, c, \bar{c}, s, \bar{s}, b, \bar{b}$  und das Gluon  $g$ . Da der Wirkungsquerschnitt massenabhängig ist, befindet sich eine kurze Auflistung der wichtigsten Massen in Tabelle 3.1.

**Tabelle 3.1:** Verwendete Massen für das MRSSM und MSSM. (Gerundete Werte, die genauen Massen befindet sich in der Runcard im Anhang A.)

| Massen                                    | MRSSM     | MSSM      |
|-------------------------------------------|-----------|-----------|
| Gluino                                    | 1.691 TeV | 1.647 TeV |
| linkshändige Up-Squark ( $\tilde{u}_L$ )  | 2.555 TeV | 2.525 TeV |
| rechtshändige Up-Squark ( $\tilde{u}_R$ ) | 2.561 TeV | 2.529 TeV |
| LSP                                       | 0.415 TeV | 0.365 TeV |

Der Wirkungsquerschnitt ist aufgrund der hohen Massen äußerst gering, da dieser größer ist, je

geringer die Massen sind und umgekehrt. Am wahrscheinlichsten entstehen in beiden Modellen ein Quark und (Anti)gluino im Endzustand. Dieser Endzustand ist um einige Größenordnungen größer, als die Produktion eines Squark-Squark-Paares oder eines Squarks-Antisquark-Paares.

**Tabelle 3.2:** Der Wirkungsquerschnitt der Gluino-(Anti)gluino, Squark-Squark und Squark-Antisquark-Produktionen. Für die beiden letzteren ist für das MSSM  $\sigma_{\text{tot}}$  für alle Chiralitäten (oben) und nur für „links- und rechtshändige,, Produktion angegeben (unten und in Klammern). Für die Squark-Squark und Squark-Antisquark-Produktion wurde nur das Up-Squark betrachtet. Es gilt  $i \neq j$ .

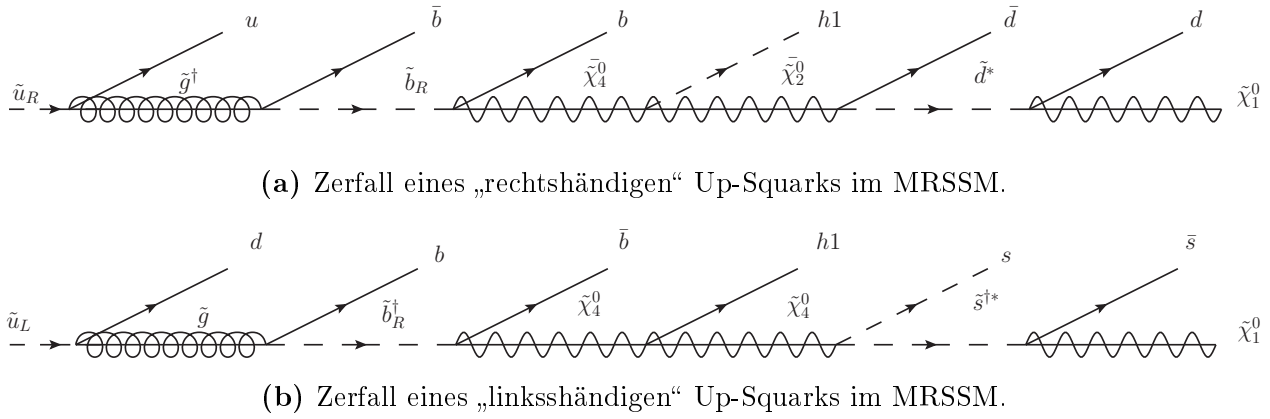
| Produktion                                                     | MRSSM                                                      | MSSM                                                                                                                    |
|----------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Gluino-(Anti)gluino                                            | $0.0043 \pm 1.2177 \cdot 10^{-05} \text{ pb}$              | $0.0022 \pm 7.4767 \cdot 10^{-6} \text{ pb}$                                                                            |
| Squark-Squark<br>(nur $\tilde{u}_i, \tilde{u}_j^\dagger$ )     | $7.2803 \cdot 10^{-5} \pm 1.4526 \cdot 10^{-7} \text{ pb}$ | $0.0003 \pm 6.5478 \cdot 10^{-7} \text{ pb}$<br>$(8.454 \cdot 10^{-5} \pm 1.6518 \cdot 10^{-7} \text{ pb})$             |
| Squark-Antisquark<br>(nur $\tilde{u}_i, \tilde{u}_i^\dagger$ ) | $2.6272 \cdot 10^{-6} \pm 5.0778 \cdot 10^{-9} \text{ pb}$ | $1.132 \cdot 10^{-5} \pm 1.151 \cdot 10^{-8} \text{ pb}$<br>$(3.055 \cdot 10^{-6} \pm 5.9648 \cdot 10^{-9} \text{ pb})$ |

Ein wichtiger Grund für die unterdrückte Squark-Squark-Produktion im MRSSM ist, dass nur  $\tilde{u}_L \tilde{u}_R$  im Endzustand möglich ist. Das zeigt sich in dem deutlich geringeren  $\sigma_{\text{tot}}$  für das MRSSM in Tabelle 3.2.

Zum anderen ist eine Hauptursache für die Unterschiede des  $\sigma_{\text{tot}}$  der Gluino-(Anti)Gluino-Produktion, dass im MRSSM das Gluino ein Dirac-Teilchen ist. Durch die Unterscheidung ist der Wirkungsquerschnitt fast doppelt so groß wie im MSSM. Für mehr Details, siehe „Squark production in the r-symmetric supersymmetric standardmodel“, S.Liebschner [9].

### 3.3 Zerfallsketten im MRSSM und MSSM

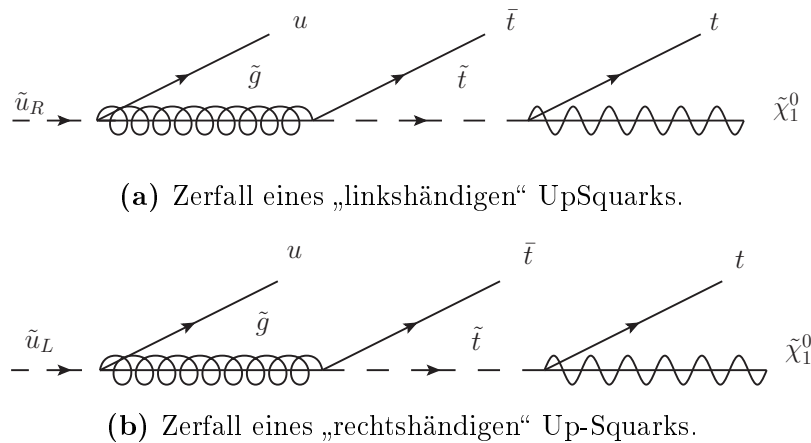
Um für die allgemeine Betrachtung der fehlenden transversalen Energie die Unterschiede der einzelnen Entstehungen nachvollziehen zu können, ist eine Analyse der Zerfallsketten nützlich. Es wird der wahrscheinlichste Zerfallskanal im MRSSM und im MSSM des „links-“ und „rechtshändigen“ Up-Squarks ( $\tilde{u}_L, \tilde{u}_R$ ) betrachtet.



**Abbildung 3.4:** Zusehen ist die wahrscheinlichste Zerfallskette im MRSSM des Up-Squarks mit unterschiedlicher Chiralität bis zum LSP. Das Standardmodell Higgs wird mit  $h1$  bezeichnet. In der Abbildungen sind  $\tilde{d}^*$  bzw.  $\tilde{s}^*$  virtuelle Teilchen.

Die Zerfallsketten im MRSSM, siehe Abb. 3.4, sind deutlich länger als die der wahrscheinlichste Zerfallskette im MSSM, siehe Abb. 3.5. Zudem unterscheiden sich die Zerfälle des  $\tilde{u}_R$  und  $\tilde{u}_L$  im MRSSM. Im MSSM ist der wahrscheinlichste Zerfallskanal der Selbe, was an der Erhaltung der R-Ladung liegt.

Im MRSSM entstehen bei dem wahrscheinlichsten Zerfall fünf Partonen und das LSP ( $\tilde{\chi}_1^0$ ), im MSSM entstehen drei Partonen und das LSP, welches interaktionslos den Detektor verlässt. Jedes Parton kann einen Jet nach sich ziehen. Ein Jet kann als begrenzte Region hoher Energie gesehen werden<sup>3</sup>. In allen Abbildungen bezeichnet das  $\tilde{x}$  ein virtuelles Teilchen.



**Abbildung 3.5:** Der Zerfall im MSSM eines „links- und rechtshändigen“ Up-Squarks bis in das LSP als Endzustand.

Eine intensivere Analyse der Zerfallskanäle zeigt, dass im Allgemeinen jedoch nicht von einer geringeren Jetentstehung im MSSM ausgegangen werden kann. Das Verzweungsverhältnis

<sup>3</sup>Die Bestimmung der Jetanzahl gibt Rückschlüsse auf ursprünglich beteiligte Teilchen. Die genaue Form des Jets lässt sich aus Rekonstruktion von Ergebnissen und Konstruktionsalgorithmen bilden.

(BR) ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Teilchen in einen bestimmten Endzustand zerfällt<sup>4</sup>. Für das „rechtshändigen“ Up-Squark  $\tilde{u}_R$  im MRSSM beträgt das Verzweigungsverhältnis 92,65 % für den Zerfall in das (Anti)gluino und das Up-Quark und 68,31% für den Zerfall des „linkshändigen“ Up-Squarks  $\tilde{u}_L$  in das Gluino und Up-Quark. Im MSSM zerfällt das  $\tilde{u}_L$  mit einem Verzweigungsverhältnis von 92,93% und das  $\tilde{u}_R$  mit 57,08% in das Gluino und Up-Quark. Dieser Verzweigungsverhältnis sind somit ähnlich. Jedoch gibt es Unterschiede in dem weiteren Zerfall. Während es im MRSSM nur vier Möglichkeiten für den Weiterzerfall des Gluinos gibt, sind es im MSSM zwölf, von denen zehn BR  $\approx 10\%$  haben<sup>5</sup>.

Obwohl die wahrscheinlichsten Zerfallsketten im MRSSM länger als die im MSSM ist, sind die anderen Zerfallsketten nur geringfügig unterschiedlich lang. Es gibt durchaus auch lange Zerfallsketten im MSSM.

### 3.4 Fehlende transversale Energie des Zerfalls nach Squark-Squark-Paarproduktion

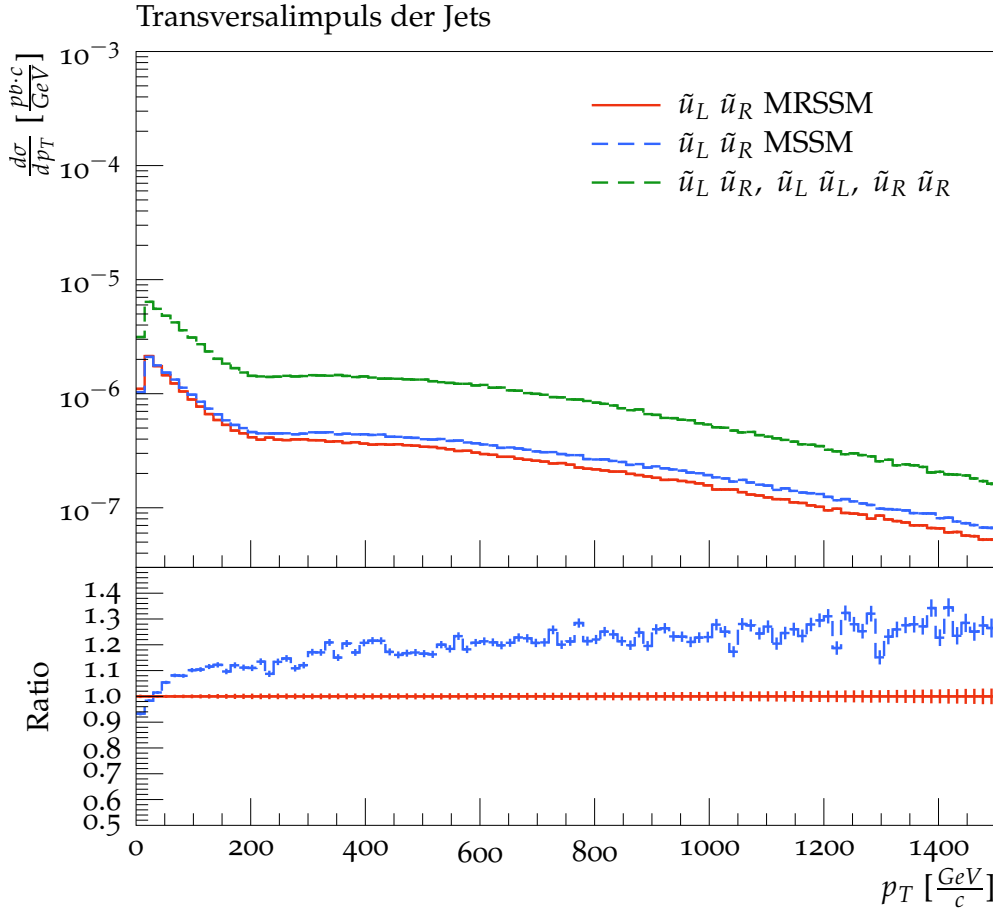
Abbildung 3.6 zeigt den Transversalimpuls aller Jets. Im MRSSM werden nur Up-Squarks unterschiedlicher „Chiralität“ produziert ( $\tilde{u}_L \tilde{u}_R$ ). Während im MSSM zunächst alle Chiralitäten ( $\tilde{u}_L \tilde{u}_R, \tilde{u}_L \tilde{u}_L, \tilde{u}_R \tilde{u}_R$ ) betrachtet werden, wie es das Modell zulässt und zusätzlich nur eine, die einzig mögliche Chiralität die im MRSSM erlaubt ist, „links- und rechtshändige“ Squark-Produktion. Deutlich zu sehen ist die unterdrückte Squark-Squark-Produktion im MRSSM gegen über der im MSSM, da die Grafik auf den Wirkungsquerschnitt normiert ist.

Was die folgende tiefergehende Analyse des MRSSM mit dem MSSM gleicher Annahmen der Chiralität motiviert.

Zukünftig wird nur die „links- und rechtshändige“, Up-Squark-Produktion im MSSM beachtet, um die genauen Unterschieden der Modelle herauszufinden. Weiterhin sei zu bemerken, dass alle Abbildungen (wenn nicht explizit anders erwähnt) auf den Wirkungsquerschnitt normiert sind. In allen Abbildungen bezeichnet die gestrichelte Linie das MSSM und die durchgezogene Linie das MRSSM. Die unterschiedlichen Produktionen sind der Legende zu entnehmen. Der Ratiobereich, im unteren Teil der Abbildung, gibt das Verhältnis an.

<sup>4</sup>Die Summe der Verzweigungsverhältnisse muss eins betragen.

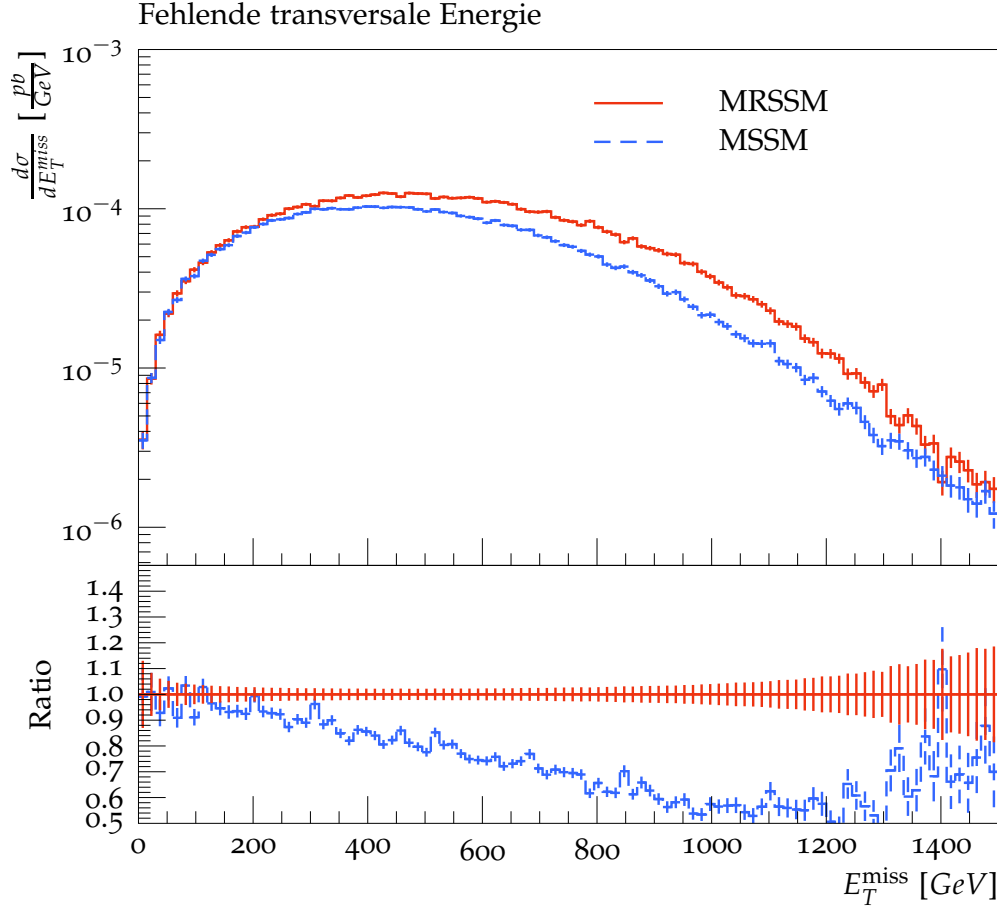
<sup>5</sup>Zwei der Verzweigungen sind somit stark unterdrückt.



**Abbildung 3.6:** Transversalimpuls einer Squark-Squark-Produktion im MSSM und MRSSM (rot durchgezogen). Im MSSM wird sowohl  $\tilde{u}_L \tilde{u}_R$ ,  $\tilde{u}_L \tilde{u}_L$ ,  $\tilde{u}_R \tilde{u}_R$  (grün gestrichelt), wie auch  $\tilde{u}_L \tilde{u}_R$  (blau gestrichelt) betrachtet. Der Ratiobereich, im unteren Teil der Abbildung, gibt das Verhältnis des Transversalimpulses der Jets im MSSM zu dem MRSSM an.

### 3.5 Allgemeine Betrachtung der fehlenden transversalen Energie

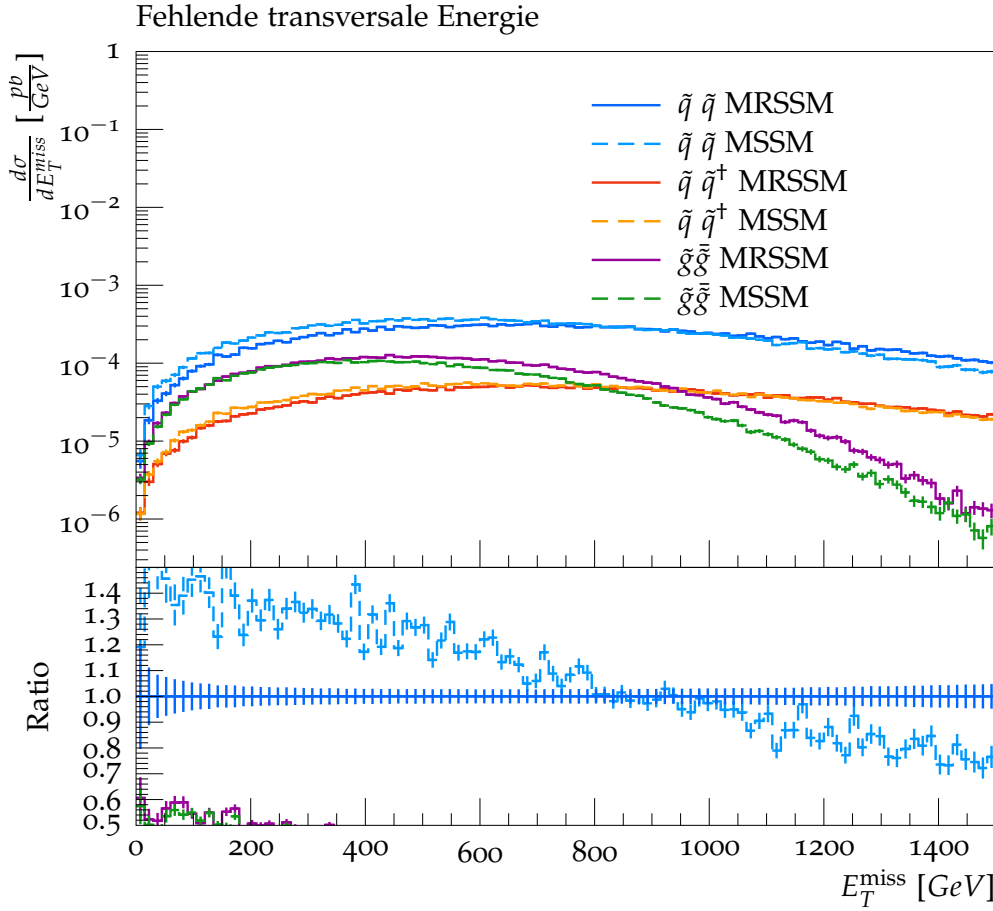
Da bei einer Kollision der Protonen die entstehenden Teilchen nicht festgelegt werden können, betrachtet Abbildung 3.7 zunächst alle drei untersuchten Produktionskanäle zusammen. Diese sind die Squark-Squark-, Squark-Antisquark und Gluino-(Anti)gluino-Produktion. Auch wenn die Gluino-Squark-Produktion nicht beachtet wurde, wird im Folgenden steht's von „allen Produktionen“ die Rede sein.



**Abbildung 3.7:** Fehlende Energie einer Squark-Squark-, Squark-Antisquark und Gluino-(Anti)gluino-Produktion im MSSM und MRSSM in gemeinsamer Betrachtung. Der Ratio-bereich, im unteren Teil der Abbildung, gibt das Verhältnis der Fehlenden Transversalen Energie im MSSM zu dem MRSSM an.

Für alle Produktionen<sup>6</sup> im MRSSM und MSSM ist deutlich zu sehen, dass das LSP im MRSSM den Detektor mit mehr Energie verlässt, siehe Abbildung 3.7. Betrachtet man die Summe der  $\sigma_{\text{tot}}$ , so ist diese im MRSSM größer als die im MSSM. Der Unterschied zwischen dem MRSSM und MSSM wird in den höheren Massen der MRSSM-Teilchen vermutet. In Abbildung 3.8 soll sich lediglich auf den Verlauf der Kurven konzentriert werden. Es wurden alle Produktionen einzeln simuliert und zusammen getragen.

<sup>6</sup>Durch die Monte-Carlo-Simulation werden alle Ereignisse zwischen den einzelnen Produktionen in ihrem bestimmten Verhältnis zufällig verteilt.



**Abbildung 3.8:** Fehlende Energie einer Squark-Squark-, Squark-Antisquark und Gluino-(Anti)gluino-Produktion im MSSM und MRSSM in getrennter Betrachtung. Es liegt keine Skalierung auf den Wirkungsquerschnitt vor.

Deutlich ist der voriger Verlauf in der  $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion wieder zuerkennen, die fehlende Energie in der  $\tilde{q}\tilde{q}$  und  $\tilde{q}\tilde{q}^\dagger$ -Produktion unterscheidet sich stark von diesem Verlauf. Die  $\tilde{q}\tilde{q}$  und  $\tilde{q}\tilde{q}^\dagger$ -Produktion, sind sich sehr ähnlich.

Der Grund, des unterschiedlichen Verlaufes, zwischen  $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion und  $\tilde{q}\tilde{q}$  und  $\tilde{q}\tilde{q}^\dagger$ -Produktion liegt in den Massen der Teilchen. Die Gluinomasse ist viel geringer als die produzierten Squarkmassen. Daher gibt das Gluino auch weniger Impuls an das LSP weiter. Das Up-Squark, welches am wahrscheinlichsten in ein Gluino zerfällt, gibt dem LSP im Endzustand eine höherer Energie weiter. Auch wenn die Zerfallskette, siehe Abb. 3.4 und 3.5, um einen Zerfall (den, des ersten Zerfalls, in das Gluino bzw. (Anti)gluino) länger ist. Das entstandenen Gluino bzw. (Anti)gluino besitzt einen höheren Impuls, als in der direkten Produktion bei der Kollision. Es sind dennoch leichte Unterschiede, der „links- und rechtshändigen,, Produktion zwischen MSSM und MRSSM zu sehen. Im MRSSM verlässt das LSP den Detektor mit höherer Energie, da die Fehlende Transversale Energie nach 800 GeV über der im MSSM liegt.

Ein möglicher Grund sind die unterschiedlichen Massen der beiden Modelle. Da die MRSSM-

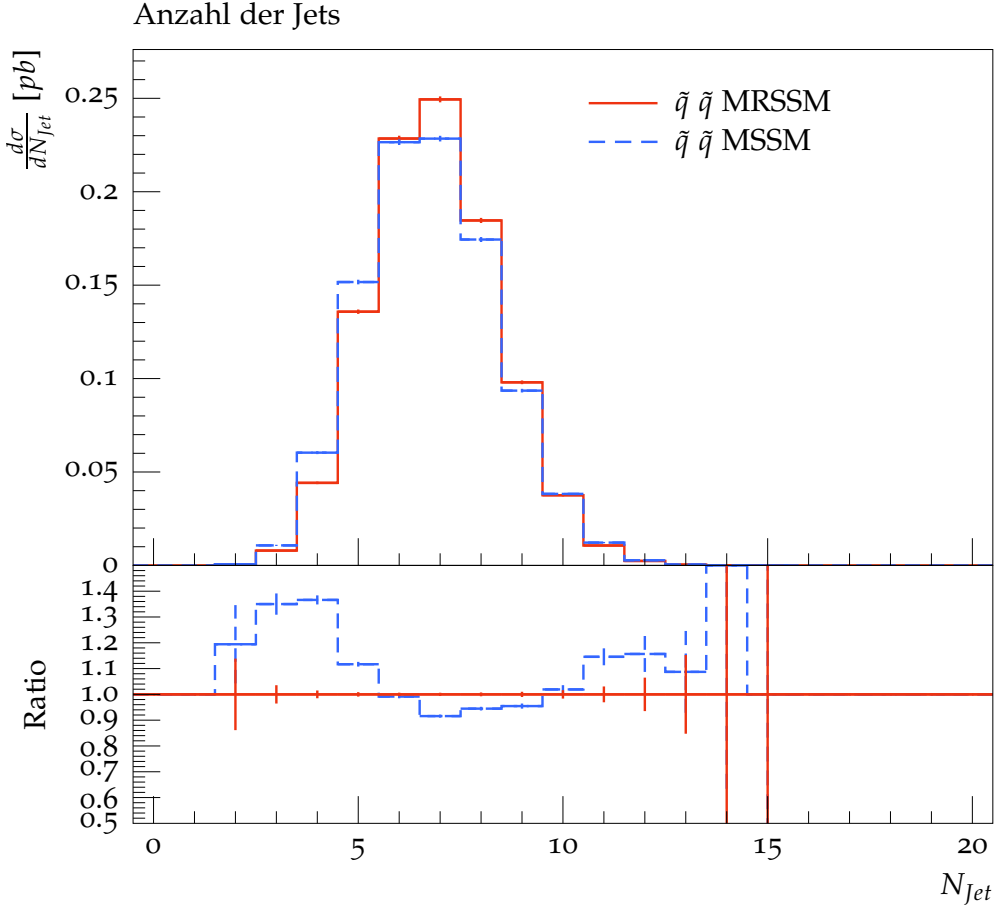


Teilchen schwerer sind, können diese dem LSP mehr Impuls mitgeben. Das impulsreicher LSP verlässt den Detektor ohne Interaktion.

### 3.6 Analyse weiterer relevanter Observablen für den Vergleich im MSSM und MRSSM

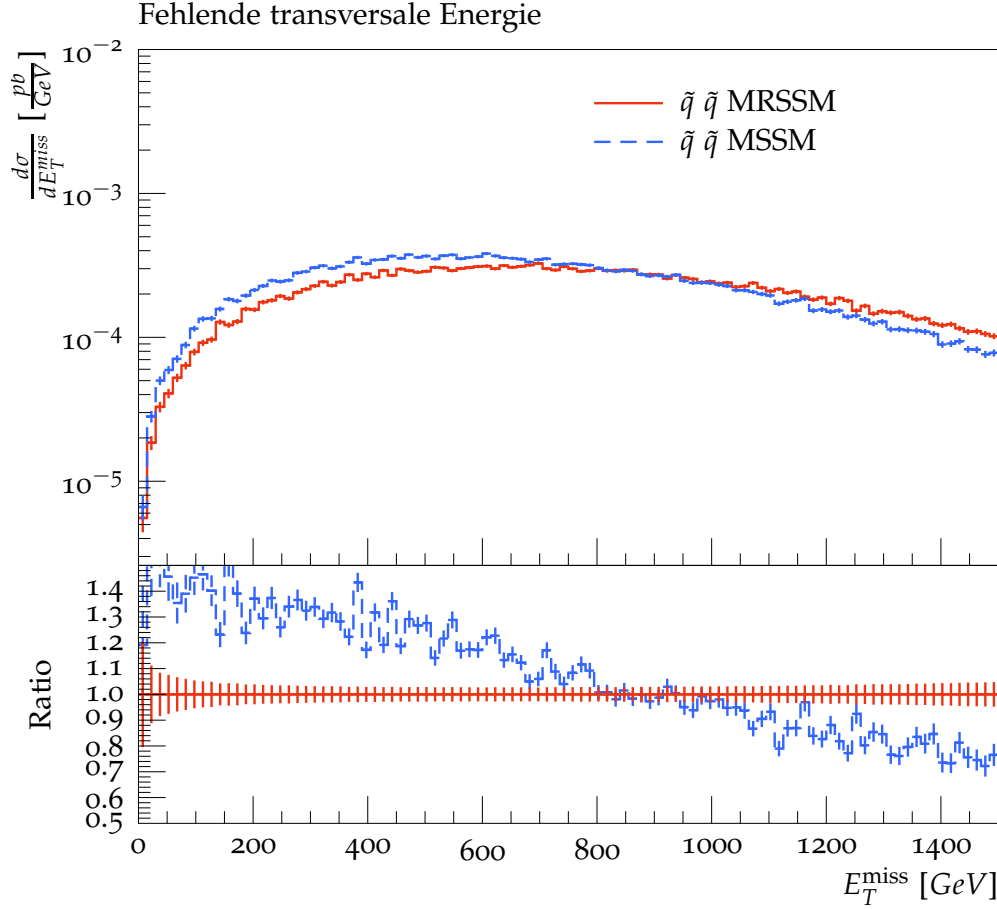
Im Folgenden wird nur die  $\tilde{u}_L\tilde{u}_R$ -Produktion zwischen den Modellen verglichen. Der Grund dieser Wahl ist, dass der Produktionswirkungsquerschnitt der  $\tilde{u}_L\tilde{u}_R$ -Produktion in beiden Modellen sehr ähnlich ist. Unterschiede ergeben sich nur durch unterschiedliche Massenparameter. Damit wird versucht die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte in beiden Modellen auszublenken, um sensitiv auf Verschiedenheiten im Zerfall eingehen zukönnen.

**Analyse der Jet-Anzahl:** Wie die Analyse der Jet-Anzahl Abb. 3.9 zeigte, entstehen bei dem Zerfall supersymmetrischer Teilchen viele Jets. Ihr Anzahl wird mit  $N_{\text{Jets}}$  bezeichnet. Der Peak, der wahrscheinlichsten Jetanzahl, liegt im MRSSM bei sieben Jets. Das stimmt nicht mit dem Zerfallsstudium in Abbildung 3.5 (Abschnitt 2.5) überein. Da zwei Teilchen produziert werden würde die doppelte Anzahl, also zehn Jets erwartet werden. Das ist nicht der Fall. Grund können Zusammenschlüsse einzelner Jets sein. Ein weiterer wichtiger Grund könnte sein, dass in Abb. 3.5 nur der wahrscheinlichste Zerfallskanal gezeigt ist. Es gibt durchaus auch Zerfallskanäle mit geringerer Jetanzahl, welche ebenfalls oft auftreten. Im MSSM stimmt die Anzahl der erwarteten Jets mit der in Abb. 3.9 gezeigten Zerfallsketten überein. Der Peak liegt für das MSSM bei sechs Jets. Aber auch hier kommt es zu höheren Jetanzahlen. Grund ist also, dass es jenseits der wahrscheinlichsten Zerfallsketten in Abb. 3.5 auch längere Zerfallsketten gibt. Auch diese treten nicht selten auf. Allgemein lässt sich somit eine ähnliche Jetanzahl der beiden Modelle feststellen. Eine erwarteter Off-Set der Kurven ist nicht gegeben.



**Abbildung 3.9:** Anzahl der Jets nach dem dem Zerfall eines  $\tilde{u}_L \tilde{u}_R$ -Paares. Der Plot ist auf eins normiert. Der Ratiobereich, im unteren Teil der Abbildung, gibt das Verhältnis der Anzahl der Jets im MSSM zu dem MRSSM an.

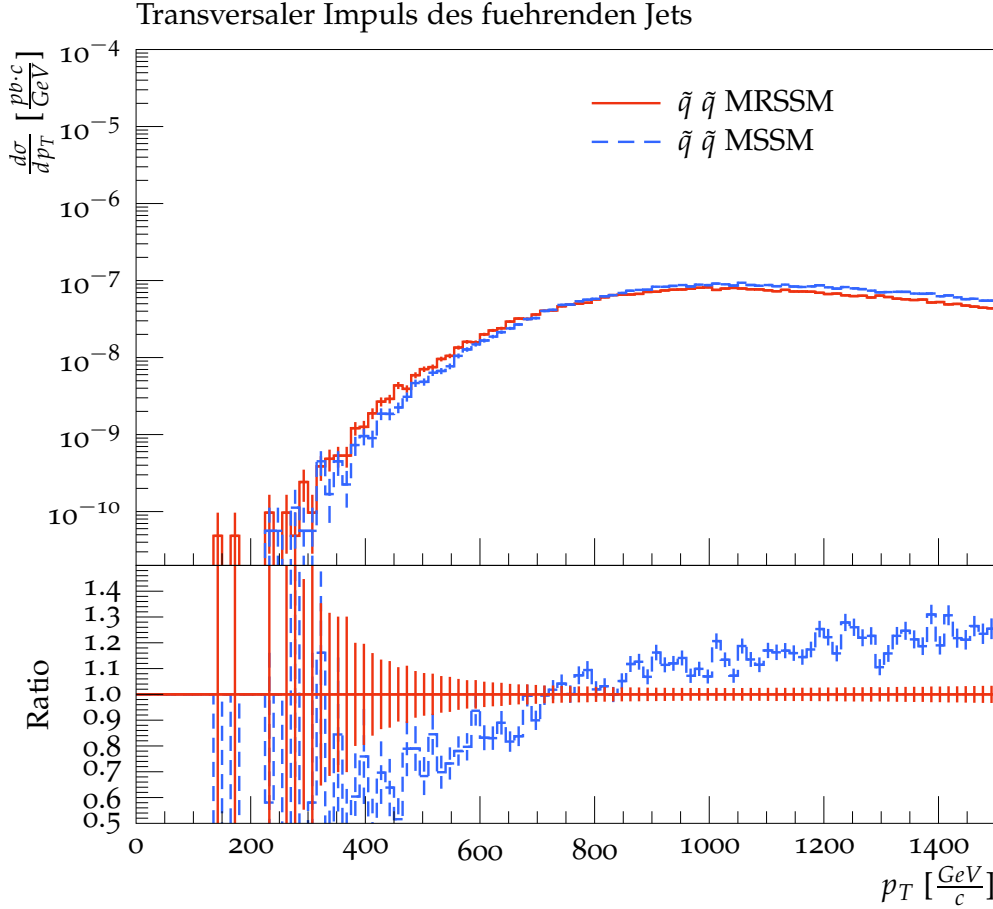
**Fehlende transversale Energie:** Die Abbildung 3.10 zeigt die fehlende transversale Energie, welche bereit im Abschnitt 3.4 beschrieben wurde. Vermutungen, warum es im MRSSM mehr Ergebnisse mit höherer  $E_T^{\text{miss}}$  gibt, geht auf die größeren Squarkmassen im MRSSM zurück und ist in Kapitel 3.5 erklärt.



**Abbildung 3.10:** Fehlende transversale Energie einer Squark-Squark-Produktion im MSSM und MRSSM. Das Verhältnis der Fehlenden transversalen Energie des MSSM gegenüber dem MRSSM für diese Produktion zeigt der Ratiobereich, im unteren Teil der Abbildung, an.

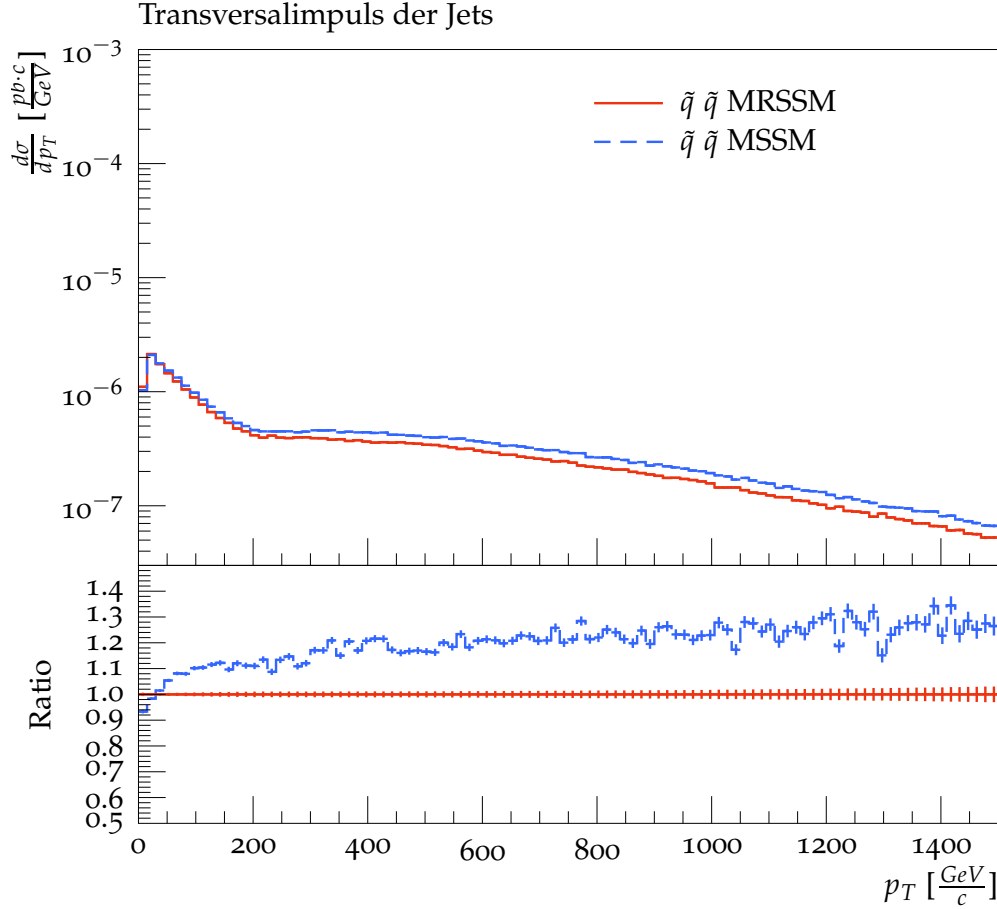
**Transversalimpuls des führenden Jets:** Die Jets sind nach der Größe des Transversalimpulses geordnet. Als führender Jet wird der Jet mit dem größten Transversalimpuls bezeichnet. Abbildung 3.11 zeigt, dass der führende Jet erst bei 400 GeV beginnt. Der erste Jet ist der, welcher nach dem Zerfall in das Gluino bzw. (Anti)gluino und Quark entsteht (siehe Abb 3.4 und 3.5). Die Differenz zwischen Up-Squark und Gluino ( $m_{\tilde{u}_{L,R}} - m_{\tilde{g}}$ ) ist im MSSM größer, als im MRSSM<sup>7</sup>. Da zwei Teilchen entstehen, teilt sich die freiwerdende Energie auf beide auf. Das spiegelt die Analyse wieder, in der sehr wenige Jets unter 400 GeV zu sehen sind und es mehr Jets im MSSM bei höheren  $p_T$  gibt als im MRSSM.

<sup>7</sup>MRSSM:  $m_{\tilde{u}_{L,R}} - m_{\tilde{g}} = 863.56 \text{ GeV}; 868.94 \text{ GeV}$   
MSSM:  $m_{\tilde{u}_{L,R}} - m_{\tilde{g}} = 881.46 \text{ GeV}; 877.31 \text{ GeV}$



**Abbildung 3.11:** Transversalimpuls des fuhrenden Jets einer Squark-Squark-Produktion im MSSM und MRSSM. Im unteren Teil des Bildes ist die Ratio aufgetragen. Diese zeigt das Verhältnis des Transversalen Impulses des fuhrenden Jets im MSSM im Vergleich zu dem MRSSM an.

**Transversalimpuls aller Jets:** Abbildung 3.12 zeigt die Summe der Transversalimpulse aller Jets. Zunächst ist eine Vielzahl an energiearmen Jets bis zu  $200 \text{ GeV}$  zu sehen. Nach  $200 \text{ GeV}$  ist ein Knick in dem Verlauf des Transversalimpulses zu erkennen, hier setzen energiereichere Jets ein. Der Einfluss des fuhrenden Jets, trägt jedoch erst bei  $400 \text{ GeV}$  bei, wie in vorigen Betrachtung zu sehen war. Durch die Normierung auf den Wirkungsquerschnitt ist der Transversalimpuls steht's groer im MSSM. Die Unterschiede nehmen mit steigender Energie zu, wie der Ratiobereich zeigt. Zwischen  $200 \text{ GeV}$  und  $400 \text{ GeV}$  liegen somit Jets, die von Zerfällen mit geringerer Massendifferenz stammen.

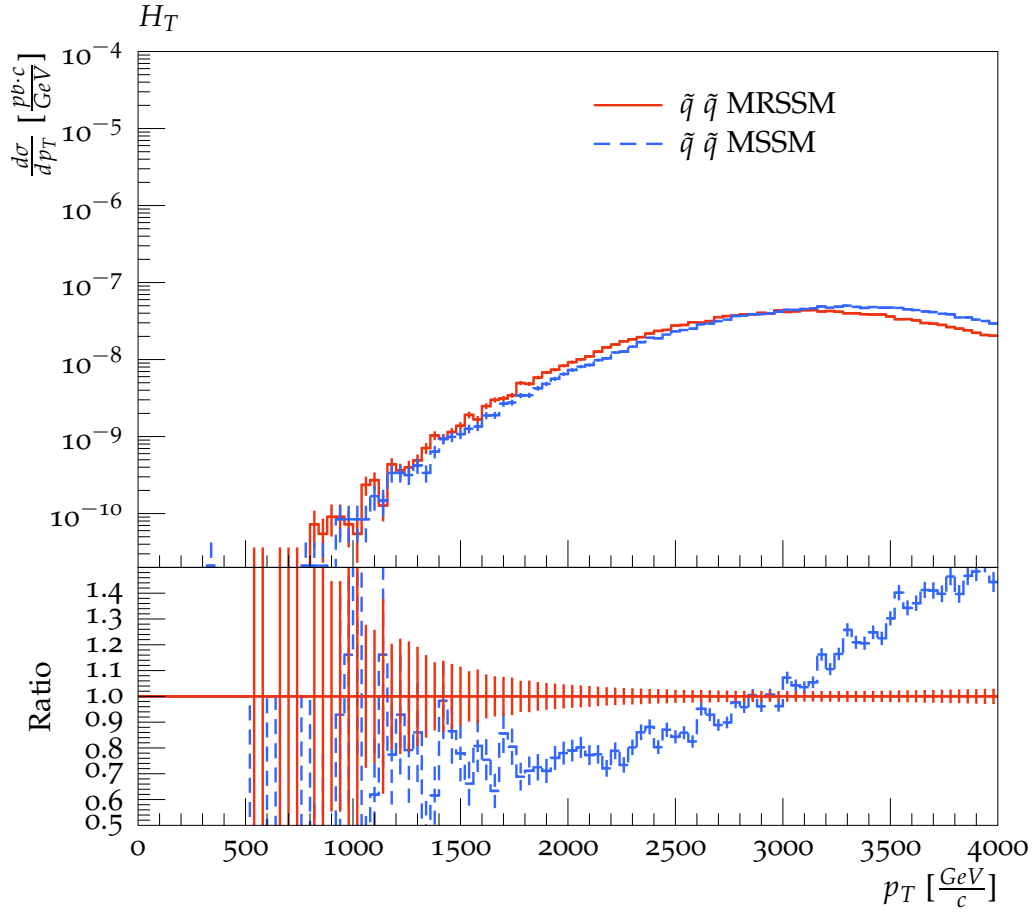


**Abbildung 3.12:** Transversalimpuls aller Jets einer Squark-Squark-Produktion. Der Ratobereich, im unteren Teil der Abbildung, gibt das Verhältnis des Transversalimpulses im MSSM verglichen mit dem MRSSM an.

**Analyse der Summe aller Jets ( $H_T$ )**  $H_T$  ergibt sich aus der Summe aller Jets, definiert mit

$$H_T = \sum_i |\vec{p}_{iT}|.$$

Die Erwartung aus der Analyse des führenden Jets sind nur wenige Jets mit einem Impuls von unter 400 GeV, welche sich bestätigt. Da mindestens ein sehr energiereiche Jets bei dem Zerfall von zwei Squarks entsteht und dessen Impuls mindestens 400 GeV beträgt. Zudem werden zu dem führenden Jet alle weiteren Jets addiert, was die Versetzung zu höheren Impulsen begründet. Ein exponentieller Anstieg des Verlaufes ist nach 1100 GeV zu sehen.



**Abbildung 3.13:**  $H_T$  im MSSM und MRSSM einer Squark-Squark-Produktion. Im unteren Teil des Bildes ist die Ratio aufgetragen. Diese zeigt das Verhältnis der Summe aller Jets im MSSM im Vergleich zu dem MRSSM an.

## 4 Zusammenfassung

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt Materieteilchen und ihre nicht-gravitativen Wechselwirkungen, sehr präzise und ist gut bestätigt im Bezug auf niedrigen Energien. Bei hohen Energien vermutet man jedoch, dass das Standardmodell erweitert werden muss. Am Large Hadron Collider (LHC) ist man auf der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Es gibt eine Vielzahl an Modellen, welche die Physik jenseits des SM beschreiben. Ein Kandidat für diese Suche nach erweiternden Theorien ist die Supersymmetrie (SUSY). Diese sagt zu jedem SM-Teilchen ein Partnerteilchen, seinen Superpartner, voraus [5]. Squarks und Gluinos, welche die Superpartner von Quarks und Gluonen sind, könnten aufgrund ihrer Teilnahme an der starken Wechselwirkung am LHC produziert werden.

Ein konkretes supersymmetrisches Modell, welches bereits eingehend studiert wurde, ist das Minimal Supersymmetrische Standardmodell (MSSM). Das Minimal R-Symmetrische Supersymmetrische Standardmodell (MRSSM) ist eine Erweiterung des MSSMs, welches im Gegensatz zu diesem eine zusätzliche Erhaltungsgröße, eine R-Ladung, besitzt. Diese zusätzliche R-Symmetrie führt zu deutlichen Unterschieden in den Vorhersagungen beider Modelle. Da die Phänomenologie des MRSSM noch nicht umfassend untersucht wurde, dient diese Arbeit dem intensiveren Vergleich beider Modelle. Eine mögliche Umsetzungen der Gegenüberstellung kann durch Simulationen erreicht werden, da in diesen auch höhere Schwerpunktsenergien, als die aktuelle am LHC betrachtet werden können.

In dieser Arbeit wurde mittels des Monte-Carlo Ereignisgenerators **Sherpa** [14] Teilchenkollisionen simuliert, dies umfasst nicht nur die bereits studierten Simulation der Produktion eines Gluino-(Anti)gluino, Squark-Squark und Squark-Antisquark-Paares sondern auch derer Zerfälle. Mittels des Analyseprogramms RIVET [22] wurden dann verschiedene Observablen untersucht. Es wurde sich auf die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$ , den Transversalimpuls  $p_T$  und die Anzahl der Jets  $N_{\text{jet}}$  als untersuchte Observablen konzentriert. Diese sind besonders aufschlussreich, da bei dem Zerfall von SUSY-Teilchen eine Vielzahl energiereicher Jets und viel fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  entsteht.

Die Squarks haben Spin 0 und tragen somit keine Spineinstellung, dennoch spricht man von „links- und rechtshändig“ -chiralen Squarks. Diese Chiralität ist vielmehr ein Index der besagt,

welches Chiralität der jeweilige Superpartner hat. In der Squark-Squark-Produktion können sich im MRSSM nur Squarks mit unterschiedlicher Chiralität im Endzustand befinden. Im MSSM sind alle Kombinationen möglich, was zu höheren Wirkungsquerschnitten gegenüber dem MRSSM führt<sup>1</sup>. Da die Effekte des totalen Wirkungsquerschnittes im Wesentlichen die Unterschiede in  $E_T^{\text{miss}}$  zwischen MSSM und MRSSM verursachen, wenn alle Kanäle betrachtet wurden, wurde sich in dieser Arbeit auf die Squark-Squark-Produktion fokussiert.

Die Anpassung des Produktionskanals schafft eine gute Grundlage für den Vergleich der Zerfälle in den beiden Modellen. Der zweite Schritt der Angleichung erfolgte über die Verwendung ähnlicher Parametersätze in der Simulation. Die Parameter für beide Modelle wurden von dem Spektrumgenerator **SPheno** erzeugt. Trotz gleichem Parametersatz sind die Massen im MRSSM geringfügig höher.

Ergebnisse der Simulation zeigen, dass die wahrscheinlichste Zerfallskette im MRSSM fünf Jets und  $E_T^{\text{miss}}$  erzeugt. Im MSSM entstehen drei Jets und  $E_T^{\text{miss}}$ . Das gilt jedoch nur für den wahrscheinlichsten Zerfallskanal, in der Summe sind die Jetanzahlen nur leicht geringer im MSSM. So werden am häufigsten sieben Jets im MRSSM und sechs Jets im MSSM erzeugt. Die Verteilung der entstehenden  $E_T^{\text{miss}}$  wurde genauer analysiert. Sie zeigt, dass bei dem Zerfall einer Squark-Squark- und Squark-Antisquark-Produktion eine ähnliche Verteilung der  $E_T^{\text{miss}}$  entsteht. Dabei verlassen im MRSSM mehr LSP (LSP steht für leichtestes supersymmetrisches Teilchen) mit höheren Energien den Detektor. Dies ist eine Folge der geringfügig höheren Massen im MRSSM, die mehr Impuls an das LSP übertragen. Die  $E_T^{\text{miss}}$  der Gluino-(Anti)gluino-Produktion unterscheidet sich von der Squark-(Anti-)Squark-Produktion. Das Gluino ist leichter als das Squark und kann dem LSP deutlich weniger Impuls weiter geben. Der Transversalimpuls  $p_T$  aller Jets zeigt, ebenfalls nur massenbedingte Abweichungen zwischen MSSM und MRSSM. Bei der Analyse des sogenannten führenden Jet zeigt sich, dass dieser erst bei 400 GeV startet. Das liegt an den Massendifferenzen zwischen Squark und Gluino. Im MSSM ist der führende Jets energiereicher, da die Differenz zwischen Squark und Gluino größer ist.

Somit haben die Simulationen gezeigt, dass der Hauptunterschied zwischen dem MRSSM und dem MSSM in den Produktionen liegt. In den Zerfällen verhalten sich die beiden Modelle sehr ähnlich, größter Unterschied stammt von den Massen in der Runcard.

---

<sup>1</sup>in der Squark-Squark und Squark-Antisquark-Produktion



# A Anhang

## A Runcard

Die Runcard enthält alle wichtigen Informationen für die Durchführung einer Simulation in Sherpa.

**run** Der erste Abschnitt in der Runcard ist der „Run“-Bereich in dem generelle Einstellungen vorgenommen werden, wie die Angabe einer Ereignisanzahl. In diesem Bereich befindet sich zudem ein Generator Setup, bei dem der Matrix-Element Generator **Comix** aufgerufen wird, es wird unter anderem die Renormierungsskala und das Modell angegeben.

Aufgrund der von **Speno** verwendeten Parameter für die Runcard musste einige zusätzlichen Einstellungen vorgenommen werden. Es wurden alle Quarks<sup>1</sup>, das Elektron und Myon auf masselos gesetzt.

Zudem wurden im `Hard_Decay_Handler.C` alle Dreikörperzerfälle herausgenommen, ausgenommen sind die Dreikörperzerfälle der Squarks, Charginos, Neutralinos, des SM-Higgs und Z-Boson.

Weiterhin werden sie Strahleinstellung<sup>2</sup> für die Simulation einer Kollision im LHC übergeben. Jeder Strahl besitzt eine Energie von 6500 GeV, womit eine Luminosität von 13 TeV erreicht wird.

Zuletzt wird im „run“-Bereich die Rivet-Analyse übergeben. Für die Arbeit wurde die **RIVET**-Analyse `MC_SUSY` [22] verwendet und ein  $H_T$ -Histogramm und ein  $p_T$ -Histogramm für den führenden Jets erweitert, sowie auf den Wirkungsquerschnitt normiert<sup>3</sup>.

---

<sup>1</sup>Ausgenommen wurde das Tau, welche zu schwer ist um sich im Proton zu befinden.

<sup>2</sup>Einer der wichtigsten Größen für einen Beschleuniger sind die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  und die Luminosität  $L$ . Die Schwerpunktsenergie eines symmetrischen Ringbeschleunigers ermittelt sich aus  $\sqrt{s} = E_1 + E_2$ , wobei  $E_1$  bzw.  $E_2$  ersten Strahl und zweiten Strahl betitelt.

<sup>3</sup>Bei der Integration über alle Ergebnisse ergibt sich somit der Wirkungsquerschnitt.

**processes** Im Prozessbereich („processes“) werden einzelne Teilchen oder auch Teilchencontainer für die Kollision und die produzierenden Teilchen angegeben. Es können verschiedenen Teilchenpaare innerhalb einer Simulation produziert werden. Für alle Simulationen wird der Teilchencontainer 93 [14] verwendet. Weiterhin kann im Prozessbereich die Wechselwirkung festgelegt werden. Es wird ausschließlich starke Wechselwirkung betrachtet, damit die Wirkungsquerschnitte des MSSM und MRSSM gut übereinstimmen<sup>4</sup>.

**analysis** Der Analyse-Bereich ist standardgemäß nicht in der von **Sherpa** generierten Runcard, kann aber manuell hinzugefügt werden. Die hier verwendete Methodik ist eine Auswertung der Analyse mittels **RIVET** [22]. Dazu ist die Installation von **RIVET** und **HepMC** [23] und Konfiguration von **Sherpa** notwendig.

**ufo** Zuletzt folgt in der Runcard der „ufo“-Abschnitt. In diesem Bereich werden alle für die Simulation wichtigen Mischungsmatrizen für einzelne Flavour und Kopplungen und Massen,- und Zerfallsparameter übergeben. Die Parameter für beide Modelle wurden mittels Spektrum-generator **SPheno** [24] erzeugt. Überschneidende Parameter der anschließend erhaltenden Runcard wurden in die von **Sherpa** generierten Runcard übernommen.

**Runcard** Es folgt die Runcard zunächst vom MRSSM und danach die Runcard des MSSM. Es wurden nur die relevanten Seiten dem Anhang zugefügt.

---

<sup>4</sup>Beim Mitbetrachten der QED unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte, da sich der Unterschied in den Zerfallskanälen erhöht.

```

(run){
  # OUTPUT=2[Amplitude|15]

  # general settings
  EVENTS 100;

  # me generator setup
  ME_SIGNAL_GENERATOR Comix;
  SCALES VAR{sqr(1000)}{sqr(1000)};  # SCALES VAR{mu_f}{mu_r};

  # model setup
  MODEL UFO_MRSSM;

  HARD_DECAYS=1

  MASSIVE[1]=0
  MASSIVE[2]=0
  MASSIVE[3]=0
  MASSIVE[4]=0
  MASSIVE[5]=0
  MASSIVE[11]=0
  MASSIVE[13]=0

  STABLE[47]=1;
  STABLE[57]=1;

  # uncomment to disable underlying event simulation:
  MI_HANDLER None;

  # uncomment to disable hadronization:
  FRAGMENTATION Off;

  # uncomment to disable shower:
  SHOWER_GENERATOR None;

  # LHC beam setup:
  BEAM_1 2212; BEAM_ENERGY_1 6500;
  BEAM_2 2212; BEAM_ENERGY_2 6500;

  BEAM_REMNANTS=0;

  ANALYSIS Rivet
}(run)

```

```

(processes){
  Process 93 93 -> 1000006 2000004;
  Order (*,0,0,0,0);
  # Syntax: "Order (QCD,QED,HIG,HIW,BSM);"
  End process;
  Process 93 93 -> 1000006 -1000006;
  Order (*,0,0,0,0);
  # Syntax: "Order (QCD,QED,HIG,HIW,BSM);"
  End process;
}

```

```

Process 93 93 -> 1000021 -1000021;
Order (*,0,0,0,0);
# Syntax: "Order (QCD,QED,HIG,HIW,BSM);"
End process;
}(processes)

```

```

(analysis){
BEGIN_RIVET {
-a SUSY_lsp SUSYn MC_SUSY
} END_RIVET
}(analysis)

```

```

(ufo){
block imyu
    1      1      0.0      # iYu11
    1      2      0.0      # iYu12
    1      3      0.0      # iYu13
    2      1      0.0      # iYu21
    2      2      0.0      # iYu22
    2      3      0.0      # iYu23
    3      1      0.0      # iYu31
    3      2      0.0      # iYu32
    3      3      0.0      # iYu33

```

```

block v1mix #Q= 1.00000000E+03 # ()
    1 1      -1.31586346E-01 # Real(UP1(1,1),dp)
    1 2      -9.91304713E-01 # Real(UP1(1,2),dp)
    2 1      -9.91304713E-01 # Real(UP1(2,1),dp)
    2 2      1.31586346E-01  # Real(UP1(2,2),dp)

```

```

block imudlmix
    1      1      0.0      # iZDL11
    1      2      0.0      # iZDL12
    1      3      0.0      # iZDL13
    2      1      0.0      # iZDL21
    2      2      0.0      # iZDL22
    2      3      0.0      # iZDL23
    3      1      0.0      # iZDL31
    3      2      0.0      # iZDL32
    3      3      0.0      # iZDL33

```

```

block snumix #Q= 1.00000000E+03 # ()
    1 1      0.00000000E+00 # Real(ZV(1,1),dp)
    1 2      0.00000000E+00 # Real(ZV(1,2),dp)
    1 3      1.00000000E+00 # Real(ZV(1,3),dp)
    2 1      0.00000000E+00 # Real(ZV(2,1),dp)
    2 2      1.00000000E+00 # Real(ZV(2,2),dp)
    2 3      0.00000000E+00 # Real(ZV(2,3),dp)
    3 1      1.00000000E+00 # Real(ZV(3,1),dp)
    3 2      0.00000000E+00 # Real(ZV(3,2),dp)
    3 3      0.00000000E+00 # Real(ZV(3,3),dp)

```

|   |   |     |          |
|---|---|-----|----------|
| 1 | 2 | 0.0 | # iZN112 |
| 1 | 3 | 0.0 | # iZN113 |
| 1 | 4 | 0.0 | # iZN114 |
| 2 | 1 | 0.0 | # iZN121 |
| 2 | 2 | 0.0 | # iZN122 |
| 2 | 3 | 0.0 | # iZN123 |
| 2 | 4 | 0.0 | # iZN124 |
| 3 | 1 | 0.0 | # iZN131 |
| 3 | 2 | 0.0 | # iZN132 |
| 3 | 3 | 0.0 | # iZN133 |
| 3 | 4 | 0.0 | # iZN134 |
| 4 | 1 | 0.0 | # iZN141 |
| 4 | 2 | 0.0 | # iZN142 |
| 4 | 3 | 0.0 | # iZN143 |
| 4 | 4 | 0.0 | # iZN144 |

```

block usqmixon= 1.00000000E+03 # ()
1 1 0.00000000E+00 # Real(ZU(1,1),dp)
1 2 0.00000000E+00 # Real(ZU(1,2),dp)
1 3 0.00000000E+00 # Real(ZU(1,3),dp)
1 4 0.00000000E+00 # Real(ZU(1,4),dp)
1 5 0.00000000E+00 # Real(ZU(1,5),dp)
1 6 1.00000000E+00 # Real(ZU(1,6),dp)
2 1 0.00000000E+00 # Real(ZU(2,1),dp)
2 2 0.00000000E+00 # Real(ZU(2,2),dp)
2 3 1.00000000E+00 # Real(ZU(2,3),dp)
2 4 0.00000000E+00 # Real(ZU(2,4),dp)
2 5 0.00000000E+00 # Real(ZU(2,5),dp)
2 6 0.00000000E+00 # Real(ZU(2,6),dp)
3 1 1.00000000E+00 # Real(ZU(3,1),dp)
3 2 0.00000000E+00 # Real(ZU(3,2),dp)
3 3 0.00000000E+00 # Real(ZU(3,3),dp)
3 4 0.00000000E+00 # Real(ZU(3,4),dp)
3 5 0.00000000E+00 # Real(ZU(3,5),dp)
3 6 0.00000000E+00 # Real(ZU(3,6),dp)
4 1 0.00000000E+00 # Real(ZU(4,1),dp)
4 2 1.00000000E+00 # Real(ZU(4,2),dp)
4 3 0.00000000E+00 # Real(ZU(4,3),dp)
4 4 0.00000000E+00 # Real(ZU(4,4),dp)
4 5 0.00000000E+00 # Real(ZU(4,5),dp)
4 6 0.00000000E+00 # Real(ZU(4,6),dp)
5 1 0.00000000E+00 # Real(ZU(5,1),dp)
5 2 0.00000000E+00 # Real(ZU(5,2),dp)
5 3 0.00000000E+00 # Real(ZU(5,3),dp)
5 4 1.00000000E+00 # Real(ZU(5,4),dp)
5 5 0.00000000E+00 # Real(ZU(5,5),dp)
5 6 0.00000000E+00 # Real(ZU(5,6),dp)
6 1 0.00000000E+00 # Real(ZU(6,1),dp)
6 2 0.00000000E+00 # Real(ZU(6,2),dp)
6 3 0.00000000E+00 # Real(ZU(6,3),dp)
6 4 0.00000000E+00 # Real(ZU(6,4),dp)
6 5 1.00000000E+00 # Real(ZU(6,5),dp)
6 6 0.00000000E+00 # Real(ZU(6,6),dp)

```

```

block uelmix #Q= 1.00000000E+03 # ( )
  1 1      1.00000000E+00 # Real(ZEL(1,1),dp)
  1 2      0.00000000E+00 # Real(ZEL(1,2),dp)
  1 3      0.00000000E+00 # Real(ZEL(1,3),dp)
  2 1      0.00000000E+00 # Real(ZEL(2,1),dp)
  2 2      1.00000000E+00 # Real(ZEL(2,2),dp)
  2 3      0.00000000E+00 # Real(ZEL(2,3),dp)
  3 1      0.00000000E+00 # Real(ZEL(3,1),dp)
  3 2      0.00000000E+00 # Real(ZEL(3,2),dp)
  3 3      1.00000000E+00 # Real(ZEL(3,3),dp)

```

```

block dsqmix #Q= 1.00000000E+03 # ( )
  1 1      0.00000000E+00 # Real(ZD(1,1),dp)
  1 2      0.00000000E+00 # Real(ZD(1,2),dp)
  1 3      1.00000000E+00 # Real(ZD(1,3),dp)
  1 4      0.00000000E+00 # Real(ZD(1,4),dp)
  1 5      0.00000000E+00 # Real(ZD(1,5),dp)
  1 6      0.00000000E+00 # Real(ZD(1,6),dp)
  2 1      0.00000000E+00 # Real(ZD(2,1),dp)
  2 2      0.00000000E+00 # Real(ZD(2,2),dp)
  2 3      0.00000000E+00 # Real(ZD(2,3),dp)
  2 4      0.00000000E+00 # Real(ZD(2,4),dp)
  2 5      0.00000000E+00 # Real(ZD(2,5),dp)
  2 6      1.00000000E+00 # Real(ZD(2,6),dp)
  3 1      1.00000000E+00 # Real(ZD(3,1),dp)
  3 2      0.00000000E+00 # Real(ZD(3,2),dp)
  3 3      0.00000000E+00 # Real(ZD(3,3),dp)
  3 4      0.00000000E+00 # Real(ZD(3,4),dp)
  3 5      0.00000000E+00 # Real(ZD(3,5),dp)
  3 6      0.00000000E+00 # Real(ZD(3,6),dp)
  4 1      0.00000000E+00 # Real(ZD(4,1),dp)
  4 2      1.00000000E+00 # Real(ZD(4,2),dp)
  4 3      0.00000000E+00 # Real(ZD(4,3),dp)
  4 4      0.00000000E+00 # Real(ZD(4,4),dp)
  4 5      0.00000000E+00 # Real(ZD(4,5),dp)
  4 6      0.00000000E+00 # Real(ZD(4,6),dp)
  5 1      0.00000000E+00 # Real(ZD(5,1),dp)
  5 2      0.00000000E+00 # Real(ZD(5,2),dp)
  5 3      0.00000000E+00 # Real(ZD(5,3),dp)
  5 4      1.00000000E+00 # Real(ZD(5,4),dp)
  5 5      0.00000000E+00 # Real(ZD(5,5),dp)
  5 6      0.00000000E+00 # Real(ZD(5,6),dp)
  6 1      0.00000000E+00 # Real(ZD(6,1),dp)
  6 2      0.00000000E+00 # Real(ZD(6,2),dp)
  6 3      0.00000000E+00 # Real(ZD(6,3),dp)
  6 4      0.00000000E+00 # Real(ZD(6,4),dp)
  6 5      1.00000000E+00 # Real(ZD(6,5),dp)
  6 6      0.00000000E+00 # Real(ZD(6,6),dp)

```

```

block imu2mix
  1      1      0.0      # iUM211
  1      2      0.0      # iUM212
  2      1      0.0      # iUM221
  2      2      0.0      # iUM222

```

```

2 1 0.00000000E+00 # Real(ZUR(2,1),dp)
2 2 1.00000000E+00 # Real(ZUR(2,2),dp)
2 3 0.00000000E+00 # Real(ZUR(2,3),dp)
3 1 0.00000000E+00 # Real(ZUR(3,1),dp)
3 2 0.00000000E+00 # Real(ZUR(3,2),dp)
3 3 1.00000000E+00 # Real(ZUR(3,3),dp)

block udlmix #Q= 1.00000000E+03 # ( )
1 1 1.00000000E+00 # Real(ZDL(1,1),dp)
1 2 0.00000000E+00 # Real(ZDL(1,2),dp)
1 3 0.00000000E+00 # Real(ZDL(1,3),dp)
2 1 0.00000000E+00 # Real(ZDL(2,1),dp)
2 2 1.00000000E+00 # Real(ZDL(2,2),dp)
2 3 0.00000000E+00 # Real(ZDL(2,3),dp)
3 1 0.00000000E+00 # Real(ZDL(3,1),dp)
3 2 0.00000000E+00 # Real(ZDL(3,2),dp)
3 3 1.00000000E+00 # Real(ZDL(3,3),dp)

block udrmix #Q= 1.00000000E+03 # ( )
1 1 1.00000000E+00 # Real(ZDR(1,1),dp)
1 2 0.00000000E+00 # Real(ZDR(1,2),dp)
1 3 0.00000000E+00 # Real(ZDR(1,3),dp)
2 1 0.00000000E+00 # Real(ZDR(2,1),dp)
2 2 1.00000000E+00 # Real(ZDR(2,2),dp)
2 3 0.00000000E+00 # Real(ZDR(2,3),dp)
3 1 0.00000000E+00 # Real(ZDR(3,1),dp)
3 2 0.00000000E+00 # Real(ZDR(3,2),dp)
3 3 1.00000000E+00 # Real(ZDR(3,3),dp)

block mass # Mass spectrum
#PDG code mass particle
#24 8.03954153E+01 # Vwm von SPheno
1000021 1.69159314E+03 # Glu
1000022 4.14678419E+02 # Chi_1
1000023 4.20047285E+02 # Chi_2
1000025 5.42683409E+02 # Chi_3
1000035 6.19613319E+02 # Chi_4
1000024 4.16213293E+02 # Cha1_1
1000037 5.32533512E+02 # Cha1_2
2000024 4.27796416E+02 # Cha2_1
2000037 5.62169683E+02 # Cha2_2
11 5.10998930E-04 # Fe_1
13 1.05658372E-01 # Fe_2
15 1.77686000E+00 # Fe_3
1 5.00000000E-03 # Fd_1
3 9.50000000E-02 # Fd_2
5 4.18000000E+00 # Fd_3
2 2.50000000E-03 # Fu_1
4 1.27000000E+00 # Fu_2
6 1.73210000E+02 # Fu_3
404 9.06429534E+02 # SRdp
403 2.08362830E+03 # SRum
3000022 1.05165743E+03 # sigma0
3000021 3.23198605E+03 # phi0

```

|         |                |         |
|---------|----------------|---------|
| 1000001 | 1.10317465E+03 | # Sd_1  |
| 1000003 | 1.10400801E+03 | # Sd_2  |
| 1000005 | 2.55465106E+03 | # Sd_3  |
| 2000001 | 2.55465106E+03 | # Sd_4  |
| 2000003 | 2.56142696E+03 | # Sd_5  |
| 2000005 | 2.56142705E+03 | # Sd_6  |
| 1000012 | 1.00244617E+03 | # Sv_1  |
| 1000014 | 1.00245733E+03 | # Sv_2  |
| 1000016 | 1.00245737E+03 | # Sv_3  |
| 1000002 | 1.09941568E+03 | # Su_1  |
| 1000004 | 1.11213039E+03 | # Su_2  |
| 1000006 | 2.55515338E+03 | # Su_3  |
| 2000002 | 2.55515363E+03 | # Su_4  |
| 2000004 | 2.56052294E+03 | # Su_5  |
| 2000006 | 2.56052312E+03 | # Su_6  |
| 1000011 | 1.00342469E+03 | # Se_1  |
| 1000013 | 1.00344523E+03 | # Se_2  |
| 1000015 | 1.00344530E+03 | # Se_3  |
| 2000011 | 1.00535263E+03 | # Se_4  |
| 2000013 | 1.00536239E+03 | # Se_5  |
| 2000015 | 1.00536243E+03 | # Se_6  |
| 25      | 1.25753191E+02 | # hh_1  |
| 35      | 8.96804063E+02 | # hh_2  |
| 45      | 2.30051284E+03 | # hh_3  |
| 55      | 3.16562915E+03 | # hh_4  |
| 36      | 8.95345378E+02 | # Ah_2  |
| 46      | 1.97930871E+03 | # Ah_3  |
| 56      | 3.01583333E+03 | # Ah_4  |
| 401     | 9.11795297E+02 | # Rh_1  |
| 402     | 2.08267775E+03 | # Rh_2  |
| 37      | 8.98812215E+02 | # Hpm_2 |
| 47      | 3.02028941E+03 | # Hpm_3 |
| 57      | 3.18418732E+03 | # Hpm_4 |
| 23      | 9.11876000E+01 | # VZ    |

```

block u2mix #Q= 1.00000000E+03 # ( )
  1  1  4.24675160E-01 # Real(UM2(1,1),dp)
  1  2 -9.05345795E-01 # Real(UM2(1,2),dp)
  2  1 -9.05345795E-01 # Real(UM2(2,1),dp)
  2  2 -4.24675160E-01 # Real(UM2(2,2),dp)

```

```

block rhmix #Q= 1.00000000E+03 # ( )
  1  1  9.99994115E-01 # Real(ZHR(1,1),dp)
  1  2 -3.43083022E-03 # Real(ZHR(1,2),dp)
  2  1  3.43083022E-03 # Real(ZHR(2,1),dp)
  2  2  9.99994115E-01 # Real(ZHR(2,2),dp)

```

```

block imv1mix
  1  1  0.0 # iUP111
  1  2  0.0 # iUP112
  2  1  0.0 # iUP121
  2  2  0.0 # iUP122

```

```

block hmix #Q= 1.00000000E+03 # (SUSY Scale) #Reinfolge verandert

```



```

1      0.00000000E+00 # Mu
201    4.00000000E+02 # MuD
202    4.00000000E+02 # MuU
303   -1.00000000E+00 # LTD
304   -1.11000000E+00 # LTU
301    1.00000000E+00 # LSD
302   -8.00000000E-01 # LSU
310   -2.66601343E-01 # vT
10     1.24905150E+00 # betaH
# 101    2.50000000E+05 # Bmu
# 203    0.00000000E+00 # BmuD
# 204    0.00000000E+00 # BmuU
# 102    7.60887625E+01 # vd
# 103    2.28266288E+02 # vu
# 3      2.40613794E+02 # v

```

```

block scalarmix #Q= 1.00000000E+03 # ()

```

```

1 1    -3.23171343E-01 # ZH(1,1)
1 2    -9.46295731E-01 # ZH(1,2)
1 3    -8.97014246E-03 # ZH(1,3)
1 4     2.05131693E-03 # ZH(1,4)
2 1     9.46314903E-01 # ZH(2,1)
2 2    -3.23076477E-01 # ZH(2,2)
2 3    -1.03810361E-02 # ZH(2,3)
2 4     1.38852782E-03 # ZH(2,4)
3 1    -6.92241098E-03 # ZH(3,1)
3 2     1.18322427E-02 # ZH(3,2)
3 3    -9.99895249E-01 # ZH(3,3)
3 4    -4.64428087E-03 # ZH(3,4)
4 1    -6.83216812E-04 # ZH(4,1)
4 2     2.44473925E-03 # ZH(4,2)
4 3    -4.61104329E-03 # ZH(4,3)
4 4     9.99986147E-01 # ZH(4,4)

```

```

decay 1000022 0.0 # WN1 ### aus
UFO_MRSSM_Run_original.dat
decay 23 2.4952 # WZ ### aus
UFO_MRSSM_Run_original.dat
decay 24 2.141 # WWm ### aus
UFO_MRSSM_Run_original.dat
decay 3000022 0.0 # WS0c ### aus
UFO_MRSSM_Run_original.dat
DECAY 1000001 2.15736154E+01 # Sd_1
DECAY 1000003 3.82135627E-01 # Sd_2
DECAY 1000005 7.56185859E+01 # Sd_3
DECAY 2000001 7.56193626E+01 # Sd_4
DECAY 2000003 4.83882678E+01 # Sd_5
DECAY 2000005 4.83883445E+01 # Sd_6
DECAY 1000002 2.88213991E+01 # Su_1
DECAY 1000004 2.19675159E+01 # Su_2

```

|       |         |                |          |
|-------|---------|----------------|----------|
| DECAY | 1000006 | 7.57313472E+01 | # Su_3   |
| DECAY | 2000002 | 7.57320732E+01 | # Su_4   |
| DECAY | 2000004 | 5.23002544E+01 | # Su_5   |
| DECAY | 2000006 | 5.23016823E+01 | # Su_6   |
| DECAY | 1000011 | 2.21994122E+00 | # Se_1   |
| DECAY | 1000013 | 2.19341510E+00 | # Se_2   |
| DECAY | 1000015 | 2.19332097E+00 | # Se_3   |
| DECAY | 2000011 | 6.89356330E+00 | # Se_4   |
| DECAY | 2000013 | 6.88036646E+00 | # Se_5   |
| DECAY | 2000015 | 6.88031963E+00 | # Se_6   |
| DECAY | 1000012 | 6.93052293E+00 | # Sv_1   |
| DECAY | 1000014 | 6.91739667E+00 | # Sv_2   |
| DECAY | 1000016 | 6.91735009E+00 | # Sv_3   |
| DECAY | 25      | 4.23588717E-03 | # hh_1   |
| DECAY | 35      | 5.13090418E+00 | # hh_2   |
| DECAY | 45      | 1.34265656E+02 | # hh_3   |
| DECAY | 55      | 2.33847576E+02 | # hh_4   |
| DECAY | 36      | 5.83051278E+00 | # Ah_2   |
| DECAY | 46      | 1.15967178E+02 | # Ah_3   |
| DECAY | 56      | 2.30309263E+02 | # Ah_4   |
| DECAY | 37      | 4.86039361E+00 | # Hpm_2  |
| DECAY | 47      | 2.21060898E+02 | # Hpm_3  |
| DECAY | 57      | 2.25562224E+02 | # Hpm_4  |
| DECAY | 3000021 | 8.80861229E+01 | # phi0   |
| DECAY | 401     | 3.83201171E-01 | # Rh_1   |
| DECAY | 402     | 1.37389288E+02 | # Rh_2   |
| DECAY | 403     | 9.25202019E+01 | # SRum   |
| DECAY | 404     | 7.99921040E-02 | # SRdp   |
| DECAY | 1000021 | 2.37711423E+01 | # Glu    |
| DECAY | 1000023 | 1.49547340E-10 | # Chi_2  |
| DECAY | 1000025 | 3.12277498E-01 | # Chi_3  |
| DECAY | 1000035 | 1.84617472E+00 | # Chi_4  |
| DECAY | 1000024 | 1.09511000E-11 | # Cha1_1 |
| DECAY | 1000037 | 2.84534447E-01 | # Cha1_2 |
| DECAY | 2000024 | 6.81338294E-08 | # Cha2_1 |
| DECAY | 2000037 | 3.40354191E-01 | # Cha2_2 |
| DECAY | 6       | 1.54599907E+00 | # Fu_3   |

}(ufo)

```

(run){
  # OUTPUT=2[Amplitude|15]

  # general settings
  EVENTS 100;
  #EVENTS 1;
  #ERROR 0.01;

  # me generator setup
  ME_SIGNAL_GENERATOR Comix;
  SCALES VAR{sqr(1000)}{sqr(1000)};  # SCALES VAR{mu_f}{mu_r};

  # model setup
  MODEL UFO_MSSM;

  HARD_DECAYS=1

  MASSIVE[1]=0
  MASSIVE[2]=0
  MASSIVE[3]=0
  MASSIVE[4]=0
  MASSIVE[5]=0
  MASSIVE[11]=0
  MASSIVE[13]=0

  STABLE[47]=1;
  STABLE[57]=1;

  # uncomment to disable underlying event simulation:
  MI_HANDLER None;

  # uncomment to disable hadronization:
  FRAGMENTATION Off;

  # uncomment to disable shower:
  SHOWER_GENERATOR None;

  # LHC beam setup:
  BEAM_1 2212; BEAM_ENERGY_1 6500;
  BEAM_2 2212; BEAM_ENERGY_2 6500;

  BEAM_REMNANTS=0;

  ANALYSIS Rivet
}(run)

(processes){
  Process 93 93 -> 1000006 2000004;
  Order (*,0,0,0,0);
  # Syntax: "Order (QCD,QED,HIG,HIW,BSM);"
  End process;
  Process 93 93 -> 1000006 -1000006;
  Order (*,0,0,0,0);

```

```

# Syntax: "Order (QCD,QED,HIG,HIW,BSM);"
End process;
Process 93 93 -> 1000021 -1000021;
Order (*,0,0,0,0);
# Syntax: "Order (QCD,QED,HIG,HIW,BSM);"
End process;
}(processes)

```

```

(analysis){
  BEGIN_RIVET {
    -a SUSY_lsp SUSYn MC_SUSY
  } END_RIVET
}(analysis)

```

```

(ufo){
block imyu
  1      1      0.0      # iYu11
  1      2      0.0      # iYu12
  1      3      0.0      # iYu13
  2      1      0.0      # iYu21
  2      2      0.0      # iYu22
  2      3      0.0      # iYu23
  3      1      0.0      # iYu31
  3      2      0.0      # iYu32
  3      3      0.0      # iYu33

```

```

block umix #q= 1.00000000e+03 # ()
  1 1      3.92218523e-01 # real(um(1,1),dp)
  1 2     -9.19872073e-01 # real(um(1,2),dp)
  2 1     -9.19872073e-01 # real(um(2,1),dp)
  2 2     -3.92218523e-01 # real(um(2,2),dp)

```

```

block imudlmix #q= 1.00000000e+03 # ()
  1 1      0.00000000e+00 # real(zv(1,1),dp)
  1 2      0.00000000e+00 # real(zv(1,2),dp)
  1 3      1.00000000e+00 # real(zv(1,3),dp)
  2 1      0.00000000e+00 # real(zv(2,1),dp)
  2 2      1.00000000e+00 # real(zv(2,2),dp)
  2 3      0.00000000e+00 # real(zv(2,3),dp)
  3 1      1.00000000e+00 # real(zv(3,1),dp)
  3 2      0.00000000e+00 # real(zv(3,2),dp)
  3 3      0.00000000e+00 # real(zv(3,3),dp)

```

```

block snumix #q= 1.00000000e+03 # ()
  1 1      0.00000000e+00 # real(zv(1,1),dp)
  1 2      0.00000000e+00 # real(zv(1,2),dp)
  1 3      1.00000000e+00 # real(zv(1,3),dp)
  2 1      0.00000000e+00 # real(zv(2,1),dp)
  2 2      1.00000000e+00 # real(zv(2,2),dp)
  2 3      0.00000000e+00 # real(zv(2,3),dp)
  3 1      1.00000000e+00 # real(zv(3,1),dp)
  3 2      0.00000000e+00 # real(zv(3,2),dp)

```

```

3 3      0.00000000e+00  # real(zv(3,3),dp)

block imuelmix
  1      1      0.0      # iZEL11
  1      2      0.0      # iZEL12
  1      3      0.0      # iZEL13
  2      1      0.0      # iZEL21
  2      2      0.0      # iZEL22
  2      3      0.0      # iZEL23
  3      1      0.0      # iZEL31
  3      2      0.0      # iZEL32
  3      3      0.0      # iZEL33

block imuurmix
  1      1      0.0      # iZUR11
  1      2      0.0      # iZUR12
  1      3      0.0      # iZUR13
  2      1      0.0      # iZUR21
  2      2      0.0      # iZUR22
  2      3      0.0      # iZUR23
  3      1      0.0      # iZUR31
  3      2      0.0      # iZUR32
  3      3      0.0      # iZUR33

block imye
  1      1      0.0      # iYe11
  1      2      0.0      # iYe12
  1      3      0.0      # iYe13
  2      1      0.0      # iYe21
  2      2      0.0      # iYe22
  2      3      0.0      # iYe23
  3      1      0.0      # iYe31
  3      2      0.0      # iYe32
  3      3      0.0      # iYe33

block imyd
  1      1      0.0      # iYd11
  1      2      0.0      # iYd12
  1      3      0.0      # iYd13
  2      1      0.0      # iYd21
  2      2      0.0      # iYd22
  2      3      0.0      # iYd23
  3      1      0.0      # iYd31
  3      2      0.0      # iYd32
  3      3      0.0      # iYd33

block usqmixonq= 1.00000000e+03 # ( )
  1  1      -0.00000000e+00  # real(zu(1,1),dp)
  1  2      -0.00000000e+00  # real(zu(1,2),dp)
  1  3      -2.37241800e-01  # real(zu(1,3),dp)
  1  4      -0.00000000e+00  # real(zu(1,4),dp)
  1  5      -0.00000000e+00  # real(zu(1,5),dp)
  1  6      -9.71450631e-01  # real(zu(1,6),dp)
  2  1      0.00000000e+00  # real(zu(2,1),dp)

```

```

2 2      0.00000000e+00 # real(zu(2,2),dp)
2 3     -9.71450631e-01 # real(zu(2,3),dp)
2 4      0.00000000e+00 # real(zu(2,4),dp)
2 5      0.00000000e+00 # real(zu(2,5),dp)
2 6      2.37241800e-01 # real(zu(2,6),dp)
3 1      1.00000000e+00 # real(zu(3,1),dp)
3 2      0.00000000e+00 # real(zu(3,2),dp)
3 3      0.00000000e+00 # real(zu(3,3),dp)
3 4      7.73061575e-06 # real(zu(3,4),dp)
3 5      0.00000000e+00 # real(zu(3,5),dp)
3 6      0.00000000e+00 # real(zu(3,6),dp)
4 1      0.00000000e+00 # real(zu(4,1),dp)
4 2     -9.99992290e-01 # real(zu(4,2),dp)
4 3      0.00000000e+00 # real(zu(4,3),dp)
4 4      0.00000000e+00 # real(zu(4,4),dp)
4 5     -3.92682600e-03 # real(zu(4,5),dp)
4 6      0.00000000e+00 # real(zu(4,6),dp)
5 1     -7.73061575e-06 # real(zu(5,1),dp)
5 2      0.00000000e+00 # real(zu(5,2),dp)
5 3      0.00000000e+00 # real(zu(5,3),dp)
5 4      1.00000000e+00 # real(zu(5,4),dp)
5 5      0.00000000e+00 # real(zu(5,5),dp)
5 6      0.00000000e+00 # real(zu(5,6),dp)
6 1      0.00000000e+00 # real(zu(6,1),dp)
6 2      3.92682600e-03 # real(zu(6,2),dp)
6 3      0.00000000e+00 # real(zu(6,3),dp)
6 4      0.00000000e+00 # real(zu(6,4),dp)
6 5     -9.99992290e-01 # real(zu(6,5),dp)
6 6      0.00000000e+00 # real(zu(6,6),dp)

```

```

block uulmix #q= 1.00000000e+03 # ()
1 1      1.00000000e+00 # real(zul(1,1),dp)
1 2      0.00000000e+00 # real(zul(1,2),dp)
1 3      0.00000000e+00 # real(zul(1,3),dp)
2 1      0.00000000e+00 # real(zul(2,1),dp)
2 2      1.00000000e+00 # real(zul(2,2),dp)
2 3      0.00000000e+00 # real(zul(2,3),dp)
3 1      0.00000000e+00 # real(zul(3,1),dp)
3 2      0.00000000e+00 # real(zul(3,2),dp)
3 3      1.00000000e+00 # real(zul(3,3),dp)

```

```

block immix
1      1      0.0      # iZN11
1      2      0.0      # iZN12
1      3      0.0      # iZN13
1      4      0.0      # iZN14
2      1      0.0      # iZN21
2      2      0.0      # iZN22
2      3      0.0      # iZN23
2      4      0.0      # iZN24
3      1      0.0      # iZN31
3      2      0.0      # iZN32
3      3      0.0      # iZN33
3      4      0.0      # iZN34

```

|   |   |     |         |
|---|---|-----|---------|
| 3 | 5 | 0.0 | # iZE35 |
| 3 | 6 | 0.0 | # iZE36 |
| 4 | 1 | 0.0 | # iZE41 |
| 4 | 2 | 0.0 | # iZE42 |
| 4 | 3 | 0.0 | # iZE43 |
| 4 | 4 | 0.0 | # iZE44 |
| 4 | 5 | 0.0 | # iZE45 |
| 4 | 6 | 0.0 | # iZE46 |
| 5 | 1 | 0.0 | # iZE51 |
| 5 | 2 | 0.0 | # iZE52 |
| 5 | 3 | 0.0 | # iZE53 |
| 5 | 4 | 0.0 | # iZE54 |
| 5 | 5 | 0.0 | # iZE55 |
| 5 | 6 | 0.0 | # iZE56 |
| 6 | 1 | 0.0 | # iZE61 |
| 6 | 2 | 0.0 | # iZE62 |
| 6 | 3 | 0.0 | # iZE63 |
| 6 | 4 | 0.0 | # iZE64 |
| 6 | 5 | 0.0 | # iZE65 |
| 6 | 6 | 0.0 | # iZE66 |

```

block uelmix #q= 1.00000000e+03 # ()
1 1 1.00000000e+00 # real(zel(1,1),dp)
1 2 0.00000000e+00 # real(zel(1,2),dp)
1 3 0.00000000e+00 # real(zel(1,3),dp)
2 1 0.00000000e+00 # real(zel(2,1),dp)
2 2 1.00000000e+00 # real(zel(2,2),dp)
2 3 0.00000000e+00 # real(zel(2,3),dp)
3 1 0.00000000e+00 # real(zel(3,1),dp)
3 2 0.00000000e+00 # real(zel(3,2),dp)
3 3 1.00000000e+00 # real(zel(3,3),dp)

```

```

block dsqmix #q= 1.00000000e+03 # ()
1 1 0.00000000e+00 # real(zd(1,1),dp)
1 2 0.00000000e+00 # real(zd(1,2),dp)
1 3 9.99991496e-01 # real(zd(1,3),dp)
1 4 0.00000000e+00 # real(zd(1,4),dp)
1 5 0.00000000e+00 # real(zd(1,5),dp)
1 6 4.12411233e-03 # real(zd(1,6),dp)
2 1 0.00000000e+00 # real(zd(2,1),dp)
2 2 0.00000000e+00 # real(zd(2,2),dp)
2 3 -4.12411233e-03 # real(zd(2,3),dp)
2 4 0.00000000e+00 # real(zd(2,4),dp)
2 5 0.00000000e+00 # real(zd(2,5),dp)
2 6 9.99991496e-01 # real(zd(2,6),dp)
3 1 -1.00000000e+00 # real(zd(3,1),dp)
3 2 1.40726563e-12 # real(zd(3,2),dp)
3 3 0.00000000e+00 # real(zd(3,3),dp)
3 4 -2.98043823e-05 # real(zd(3,4),dp)
3 5 1.94134013e-13 # real(zd(3,5),dp)
3 6 0.00000000e+00 # real(zd(3,6),dp)
4 1 -1.40737534e-12 # real(zd(4,1),dp)
4 2 -9.9999840e-01 # real(zd(4,2),dp)
4 3 0.00000000e+00 # real(zd(4,3),dp)

```

```

4 4      -4.19492163e-17 # real(zd(4,4),dp)
4 5      -5.66314076e-04 # real(zd(4,5),dp)
4 6       0.00000000e+00 # real(zd(4,6),dp)
5 1       2.98043823e-05 # real(zd(5,1),dp)
5 2       3.54350566e-16 # real(zd(5,2),dp)
5 3       0.00000000e+00 # real(zd(5,3),dp)
5 4      -1.00000000e+00 # real(zd(5,4),dp)
5 5      -6.25707995e-13 # real(zd(5,5),dp)
5 6       0.00000000e+00 # real(zd(5,6),dp)
6 1      -1.93355677e-13 # real(zd(6,1),dp)
6 2       5.66314076e-04 # real(zd(6,2),dp)
6 3       0.00000000e+00 # real(zd(6,3),dp)
6 4       6.25702333e-13 # real(zd(6,4),dp)
6 5      -9.9999840e-01 # real(zd(6,5),dp)
6 6       0.00000000e+00 # real(zd(6,6),dp)

```

block imudrmix

```

1 1      0.0 # iZDR11
1 2      0.0 # iZDR12
1 3      0.0 # iZDR13
2 1      0.0 # iZDR21
2 2      0.0 # iZDR22
2 3      0.0 # iZDR23
3 1      0.0 # iZDR31
3 2      0.0 # iZDR32
3 3      0.0 # iZDR33

```

block ye #q= 1.00000000e+03 # (susy scale)

```

1 1      8.90793008e-06 # real(ye(1,1),dp)
1 2      0.00000000e+00 # real(ye(1,2),dp)
1 3      0.00000000e+00 # real(ye(1,3),dp)
2 1      0.00000000e+00 # real(ye(2,1),dp)
2 2      1.84187770e-03 # real(ye(2,2),dp)
2 3      0.00000000e+00 # real(ye(2,3),dp)
3 1      0.00000000e+00 # real(ye(3,1),dp)
3 2      0.00000000e+00 # real(ye(3,2),dp)
3 3      3.09763015e-02 # real(ye(3,3),dp)

```

block yd #q= 1.00000000e+03 # (susy scale)

```

1 1      4.53533868e-05 # real(yd(1,1),dp)
1 2      0.00000000e+00 # real(yd(1,2),dp)
1 3      0.00000000e+00 # real(yd(1,3),dp)
2 1      0.00000000e+00 # real(yd(2,1),dp)
2 2      8.61714607e-04 # real(yd(2,2),dp)
2 3      0.00000000e+00 # real(yd(2,3),dp)
3 1      0.00000000e+00 # real(yd(3,1),dp)
3 2      0.00000000e+00 # real(yd(3,2),dp)
3 3      4.56209800e-02 # real(yd(3,3),dp)

```

block imhmix

```

1      0.0 # iMu

```

block uermix #q= 1.00000000e+03 # ( )



|   |   |     |         |
|---|---|-----|---------|
| 5 | 1 | 0.0 | # iZU51 |
| 5 | 2 | 0.0 | # iZU52 |
| 5 | 3 | 0.0 | # iZU53 |
| 5 | 4 | 0.0 | # iZU54 |
| 5 | 5 | 0.0 | # iZU55 |
| 5 | 6 | 0.0 | # iZU56 |
| 6 | 1 | 0.0 | # iZU61 |
| 6 | 2 | 0.0 | # iZU62 |
| 6 | 3 | 0.0 | # iZU63 |
| 6 | 4 | 0.0 | # iZU64 |
| 6 | 5 | 0.0 | # iZU65 |
| 6 | 6 | 0.0 | # iZU66 |

```

block vmix #q= 1.00000000e+03 # ( )
  1 1 4.62845777e-01 # real(up(1,1),dp)
  1 2 -8.86438823e-01 # real(up(1,2),dp)
  2 1 -8.86438823e-01 # real(up(2,1),dp)
  2 2 -4.62845777e-01 # real(up(2,2),dp)

```

```

block udrmix #q= 1.00000000e+03 # ( )
  1 1 1.00000000e+00 # real(zdr(1,1),dp)
  1 2 0.00000000e+00 # real(zdr(1,2),dp)
  1 3 0.00000000e+00 # real(zdr(1,3),dp)
  2 1 0.00000000e+00 # real(zdr(2,1),dp)
  2 2 1.00000000e+00 # real(zdr(2,2),dp)
  2 3 0.00000000e+00 # real(zdr(2,3),dp)
  3 1 0.00000000e+00 # real(zdr(3,1),dp)
  3 2 0.00000000e+00 # real(zdr(3,2),dp)
  3 3 1.00000000e+00 # real(zdr(3,3),dp)

```

```

block imphases
  1 0.0 # ipG

```

```

block mass # mass spectrum
# pdg code mass particle
1000001 1.04494471e+03 # sd_1
1000003 1.05074113e+03 # sd_2
1000005 2.52424356e+03 # sd_3
2000001 2.52424357e+03 # sd_4
2000003 2.52960579e+03 # sd_5
2000005 2.52960589e+03 # sd_6
1000002 1.04330489e+03 # su_1
1000004 1.05701424e+03 # su_2
1000006 2.52461775e+03 # su_3
2000002 2.52461800e+03 # su_4
2000004 2.52876008e+03 # su_5
2000006 2.52876027e+03 # su_6
1000011 1.00270992e+03 # se_1
1000013 1.00273314e+03 # se_2
1000015 1.00273322e+03 # se_3
2000011 1.00385082e+03 # se_4
2000013 1.00386133e+03 # se_5
2000015 1.00386136e+03 # se_6
1000012 1.00092107e+03 # sv_1

```

|         |                |         |
|---------|----------------|---------|
| 1000014 | 1.00093325e+03 | # sv_2  |
| 1000016 | 1.00093329e+03 | # sv_3  |
| 25      | 1.04032025e+02 | # hh_1  |
| 35      | 9.09118862e+02 | # hh_2  |
| 36      | 9.07879225e+02 | # ah_2  |
| 37      | 9.11134963e+02 | # hpm_2 |
| 22      | 0.00000000e+00 | # vp    |
| 23      | 9.11876000e+01 | # vz    |
| 21      | 0.00000000e+00 | # vg    |
| 24      | 7.97324042e+01 | # vwm   |
| 1       | 5.00000000e-03 | # fd_1  |
| 3       | 9.50000000e-02 | # fd_2  |
| 5       | 4.18000000e+00 | # fd_3  |
| 2       | 2.50000000e-03 | # fu_1  |
| 4       | 1.27000000e+00 | # fu_2  |
| 6       | 1.73210000e+02 | # fu_3  |
| 11      | 5.10998930e-04 | # fe_1  |
| 13      | 1.05658372e-01 | # fe_2  |
| 15      | 1.77686000e+00 | # fe_3  |
| 12      | 0.00000000e+00 | # fv_1  |
| 14      | 0.00000000e+00 | # fv_2  |
| 16      | 0.00000000e+00 | # fv_3  |
| 1000021 | 1.64730208e+03 | # glu   |
| 1000022 | 3.65014063e+02 | # chi_1 |
| 1000023 | 4.05228283e+02 | # chi_2 |
| 1000025 | 5.49389435e+02 | # chi_3 |
| 1000035 | 6.09718825e+02 | # chi_4 |
| 1000024 | 3.71783022e+02 | # cha_1 |
| 1000037 | 5.55365823e+02 | # cha_2 |

block imdsqmix

|   |   |     |         |
|---|---|-----|---------|
| 1 | 1 | 0.0 | # iZD11 |
| 1 | 2 | 0.0 | # iZD12 |
| 1 | 3 | 0.0 | # iZD13 |
| 1 | 4 | 0.0 | # iZD14 |
| 1 | 5 | 0.0 | # iZD15 |
| 1 | 6 | 0.0 | # iZD16 |
| 2 | 1 | 0.0 | # iZD21 |
| 2 | 2 | 0.0 | # iZD22 |
| 2 | 3 | 0.0 | # iZD23 |
| 2 | 4 | 0.0 | # iZD24 |
| 2 | 5 | 0.0 | # iZD25 |
| 2 | 6 | 0.0 | # iZD26 |
| 3 | 1 | 0.0 | # iZD31 |
| 3 | 2 | 0.0 | # iZD32 |
| 3 | 3 | 0.0 | # iZD33 |
| 3 | 4 | 0.0 | # iZD34 |
| 3 | 5 | 0.0 | # iZD35 |
| 3 | 6 | 0.0 | # iZD36 |
| 4 | 1 | 0.0 | # iZD41 |
| 4 | 2 | 0.0 | # iZD42 |
| 4 | 3 | 0.0 | # iZD43 |
| 4 | 4 | 0.0 | # iZD44 |

|   |   |     |         |
|---|---|-----|---------|
| 4 | 5 | 0.0 | # iZD45 |
| 4 | 6 | 0.0 | # iZD46 |
| 5 | 1 | 0.0 | # iZD51 |
| 5 | 2 | 0.0 | # iZD52 |
| 5 | 3 | 0.0 | # iZD53 |
| 5 | 4 | 0.0 | # iZD54 |
| 5 | 5 | 0.0 | # iZD55 |
| 5 | 6 | 0.0 | # iZD56 |
| 6 | 1 | 0.0 | # iZD61 |
| 6 | 2 | 0.0 | # iZD62 |
| 6 | 3 | 0.0 | # iZD63 |
| 6 | 4 | 0.0 | # iZD64 |
| 6 | 5 | 0.0 | # iZD65 |
| 6 | 6 | 0.0 | # iZD66 |

```

block hmix # q= 1.00000000e+03 # (susy scale)
1      4.00000000e+02 # mu
11     -3.28988037e-01 # alphah
10     1.24905856e+00 # betah
# 101   2.50000000e+05 # bmu
# 102   7.55539477e+01 # vd
# 103   2.26661843e+02 # vu
# 3     2.38922561e+02 # v

```

|       |         |                |         |
|-------|---------|----------------|---------|
| decay | 1000001 | 2.13006974e+01 | # sd_1  |
| decay | 1000003 | 3.44442636e-01 | # sd_2  |
| decay | 1000005 | 8.76962380e+01 | # sd_3  |
| decay | 2000001 | 8.76970347e+01 | # sd_4  |
| decay | 2000003 | 5.98245841e+01 | # sd_5  |
| decay | 2000005 | 5.98246658e+01 | # sd_6  |
| decay | 1000002 | 3.05971407e+01 | # su_1  |
| decay | 1000004 | 2.14535719e+01 | # su_2  |
| decay | 1000006 | 8.78084659e+01 | # su_3  |
| decay | 2000002 | 8.78093861e+01 | # su_4  |
| decay | 2000004 | 6.37509999e+01 | # su_5  |
| decay | 2000006 | 6.37522774e+01 | # su_6  |
| decay | 1000011 | 2.23813815e+00 | # se_1  |
| decay | 1000013 | 2.20750689e+00 | # se_2  |
| decay | 1000015 | 2.20739796e+00 | # se_3  |
| decay | 2000011 | 7.27622215e+00 | # se_4  |
| decay | 2000013 | 7.26700841e+00 | # se_5  |
| decay | 2000015 | 7.26697596e+00 | # se_6  |
| decay | 1000012 | 7.34914764e+00 | # sv_1  |
| decay | 1000014 | 7.33605834e+00 | # sv_2  |
| decay | 1000016 | 7.33601190e+00 | # sv_3  |
| decay | 25      | 2.66076557e-03 | # hh_1  |
| decay | 35      | 5.03614222e+00 | # hh_2  |
| decay | 36      | 6.79836066e+00 | # ah_2  |
| decay | 37      | 4.51911087e+00 | # hpm_2 |
| decay | 1000021 | 6.00125997e+01 | # glu   |
| decay | 1000022 | 0.00000000e+00 | # chi_1 |
| decay | 1000023 | 1.79045855e-04 | # chi_2 |
| decay | 1000025 | 3.07245906e+00 | # chi_3 |

|       |         |                |         |
|-------|---------|----------------|---------|
| decay | 1000035 | 1.10068197e+00 | # chi_4 |
| decay | 1000024 | 2.30726747e-08 | # cha_1 |
| decay | 1000037 | 3.08776058e+00 | # cha_2 |
| decay | 2       | 0.00000000e+00 | # fu_1  |
| decay | 4       | 0.00000000e+00 | # fu_2  |
| decay | 6       | 1.57820146e+00 | # fu_3  |
| decay | 21      | 0.00000000e+00 | # vg    |
| decay | 22      | 0.00000000e+00 | # vp    |
| decay | 23      | 2.49520000e+00 | # vz    |
| decay | 24      | 2.14100000e+00 | # vwm   |
| decay | 12      | 0.00000000e+00 | # fv_1  |
| decay | 14      | 0.00000000e+00 | # fv_2  |
| decay | 16      | 0.00000000e+00 | # fv_3  |
| decay | 11      | 0.00000000e+00 | # fe_1  |
| decay | 13      | 0.00000000e+00 | # fe_2  |
| decay | 15      | 0.00000000e+00 | # fe_3  |
| decay | 1       | 0.00000000e+00 | # fd_1  |
| decay | 3       | 0.00000000e+00 | # fd_2  |
| decay | 5       | 0.00000000e+00 | # fd_3  |

}(ufo)

## B Literaturverzeichnis

- [1] H. Kalka and G. Soff, “Supersymmetrische quantenmechanik,” in *Supersymmetrie*, pp. 48–115, Springer, 1997.
- [2] M. B. Zech, “Squark-antisquarkproduktion im mrssm mithilfe des sherpa ereignisgenerators,”
- [3] J. E. Weber, “Studien zur squarkproduktion im minimalen r-symmetrischen supersymmetrischen standardmodell mithilfe des sherpa ereignisgenerators,”
- [4] M. Herz, “Bounds on leptoquark and supersymmetric, r-parity violating interactions from meson decays,” *arXiv preprint hep-ph/0301079*, 2003.
- [5] P. Dießner, “Vergleich nicht-minimaler supersymmetrischer modelle mit lhc-ergebnissen,”
- [6] S. Coleman and J. Mandula, “All possible symmetries of the s matrix,” in *Dynamical Groups and Spectrum Generating Algebras: (In 2 Volumes)*, pp. 469–474, World Scientific, 1988.
- [7] J. Wess and J. Bagger, *Supersymmetry and supergravity*. Princeton university press, 1992.
- [8] S. P. Martin, “A supersymmetry primer,” *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys*, vol. 21, no. 515, pp. 1–153, 2010.
- [9] S. Liebschner, “Squark production in the r-symmetric supersymmetric standardmodel,”
- [10] P. Dießner, “Phenomenological study of the minimal r-symmetric supersymmetric standard model,” 2016.
- [11] P. Bärnreuther and R. Rückl, “Top quark paar produktion am lhc,” 2008.
- [12] D. Binosi, J. Collins, C. Kaufhold, and L. Theussl, “Jaxodraw: a graphical user interface for drawing feynman diagrams. version 2.0 release notes,” *Computer Physics Communications*, vol. 180, no. 9, pp. 1709–1715, 2009.
- [13] J. Germer, *Electroweak contributions to squark-pair production processes at the LHC*. München, Technische Universität München, Diss., 2011, 2011.

- [14] T. Gleisberg, S. Höche, F. Krauss, M. Schönherr, S. Schumann, F. Siegert, and J. Winter, “Event generation with sherpa 1.1,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2009, no. 02, p. 007, 2009.
- [15] S. Höche, S. Kuttimalai, S. Schumann, and F. Siegert, “Beyond Standard Model calculations with Sherpa,” *Eur. Phys. J.*, vol. C75, no. 3, p. 135, 2015.
- [16] F. Staub, “Sarah 4: A tool for (not only susy) model builders,” *Computer Physics Communications*, vol. 185, no. 6, pp. 1773–1790, 2014.
- [17] F. Staub, “Sarah 3.2: Dirac gauginos, ufo output, and more,” *Computer Physics Communications*, vol. 184, no. 7, pp. 1792–1809, 2013.
- [18] F. Staub, “Automatic calculation of supersymmetric renormalization group equations and loop corrections,” *Computer Physics Communications*, vol. 182, no. 3, pp. 808–833, 2011.
- [19] P. Athron, J.-h. Park, D. Stöckinger, and A. Voigt, “Flexiblesusy—a meta spectrum generator for supersymmetric models,” *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 273, pp. 2424–2426, 2016.
- [20] F. Staub, “Sarah,” *arXiv preprint arXiv:0806.0538*, 2008.
- [21] T. T. LBNL, “34. monte carlo particle numbering scheme,”
- [22] A. Buckley, J. Butterworth, D. Grellscheid, H. Hoeth, L. Lönnblad, J. Monk, H. Schulz, and F. Siegert, “Rivet user manual,” *Computer Physics Communications*, vol. 184, no. 12, pp. 2803–2819, 2013.
- [23] M. Dobbs and J. B. Hansen, “The hepmc c++ monte carlo event record for high energy physics available via the following web-address: <http://home.cern.ch/mdobbs/hepmc/>,” *Computer Physics Communications*, vol. 134, no. 1, pp. 41–46, 2001.
- [24] W. Porod, “Sphenox, a program for calculating supersymmetric spectra, susy particle decays and susy particle production at e+ e- colliders,” *Computer Physics Communications*, vol. 153, no. 2, pp. 275–315, 2003.
- [25] P. Diessner, J. Kalinowski, W. Kotlarski, and D. Stöckinger, “Two-loop correction to the higgs boson mass in the mrssm,” *Advances in High Energy Physics*, vol. 2015, 2015.

## Danksagung

Zunächst möchte ich Frank Siegert für die sehr gute Betreuung und das interessante Thema danken. Ein außerordentlicher Dank gilt auch Sebastian Liebschner und Johannes Krause, für ihre großartige Hilfsbereitschaft und Unterstützung. Auch Wojciech Kotlarski gilt der Dank für die vielen Diskussionen und Hilfeleistungen. Der ganzen Gruppe, neben allen oben genannten Personen auch Katharina und Daniel, gilt der Dank für die sehr schönen drei Monate.

Den größten Dank möchte ich Alexander Schnell widmen für die Geduld und Hilfe in der Zeit. Weiterhin möchte ich mich bei meinen Eltern, für ihre Liebe und Unterstützung und bei meinen Geschwistern bedanken, die einfach toll sind. Auch meinen Mitbewohnern, Jakob Lang, Hanna Schmid und Marius Fengler, danke ich für die vergangene geniale Zeit. Zu guter Letzt will ich die prof. Weckkette, für ihr Begleiten seit dem Studium und Jani Ballhöfer, sowie Magdalena Schorling, für die liebevolle Freundschaft seit Schultagen nennen.

## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Merle Schröder  
Dresden, Januar 2018