

Studie zu supersymmetrischen Prozessen mit Taus im Endzustand im ATLAS-Experiment am LHC

Entdeckungspotential und Endpunktbestimmung des
Zerfalls $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ im Rahmen des
mSUGRA-Modells

Diplomarbeit
vorgelegt von
Carolin Zendler

Überarbeitete Version

Betreuer: Prof. Dr. K. Desch

Physikalisches Institut
Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg, Juni 2007



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik und seine supersymmetrische Erweiterung	7
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	7
2.1.1	Teilchen und Wechselwirkungen	7
2.1.2	Offene Fragen im Standardmodell	12
2.2	Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells	15
2.2.1	Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)	16
2.2.2	Brechungsmechanismen	20
2.2.3	SUSY-Phänomenologie	29
3	Der ATLAS-Detektor am LHC	33
3.1	Der Large Hadron Collider	33
3.2	Der ATLAS Detektor	36
3.2.1	Der innere Detektor	37
3.2.2	Das Kalorimetersystem	40
3.2.3	Das Myonspektrometer	43
3.2.4	Das Triggersystem	44
3.3	Nachweismöglichkeiten mit dem ATLAS-Detektor	45
4	Simulation	49
4.1	Ereignisgeneratoren	49
4.1.1	HERWIG und PYTHIA	50
4.1.2	ALPGEN	52
4.2	Detektor-Simulation	53
4.2.1	ATLFAST	53
5	Analyse des Prozesses $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$	57
5.1	Signal- und Untergrundprozesse	57
5.1.1	Der Signalprozess	57
5.1.2	Untergrund	58
5.1.3	Taus: Rekonstruktionseffizienz und Fakes	67

5.2	Trennung von Signal und Untergrund	71
5.2.1	Optimierung der Schnitte und Entdeckungspotential	76
5.3	Invariante Massenverteilung	85
5.3.1	Bestimmung des Endpunktes	88
5.4	Verbesserungs- und Erweiterungsmöglichkeiten der Analyse	97
6	Zusammenfassung	101
A	Tau-Rekonstruktionseffizienz und Fakes in Atlfast	103
B	Eichung	109
C	Systematik	117
	Tabellenverzeichnis	122
	Abbildungsverzeichnis	124

1 Einleitung

Auf der Suche nach einer fundamentalen Theorie der grundlegenden Bausteine der Materie und ihren Wechselwirkungen hat sich das Standardmodell der Teilchenphysik im bis heute experimentell zugänglichen Bereich als erfolgreiches Konzept erwiesen, das die beobachteten Phänomene mit großer Präzision vorhersagen kann. Es gibt jedoch zahlreiche Hinweise darauf, dass es sich bei der bisherigen Formulierung der Theorie um eine im Niedrigenergiebereich gültige Näherung einer übergeordneten, fundamentaleren Theorie handelt: das Universum scheint nur zu ca. fünf Prozent aus der durch das Standardmodell beschriebenen Materie zu bestehen, die große Anzahl freier Parameter und die Hierarchie zwischen der elektroschwachen Energieskala und der Planck-Skala bleiben unerklärt, und die Entwicklung der Kräfte mit steigender Energie passt nicht zur im Urknallmodell angenommenen Vereinheitlichung im frühen Universum.

Mit der zunehmenden Verbesserung der experimentellen Möglichkeiten wird nun in den Bereich vorgedrungen, in dem das Standardmodell an seine Grenzen stößt: auf der von dem am Ende dieses Jahres in Betrieb gehenden Beschleuniger LHC erreichten Energieskala kann das Auftreten neuer Physik erwartet werden. Eine der vielversprechendsten Theorien zur Erweiterung des Standardmodells ist die Supersymmetrie, die durch die Annahme einer Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen einen Großteil der im Standardmodell auftretenden Probleme lösen kann. Von den supersymmetrischen Theorien ist die minimale Supergravitation (mSUGRA) aufgrund von Ansätzen zur Einbindung der Gravitationskraft besonders reizvoll.

In dieser Arbeit wird für zwei Punkte des mSUGRA-Parameterraumes untersucht, wie mit dem ATLAS-Detektor am LHC anhand von Tau-Leptonen enthaltenden Endzuständen geprüft werden kann, ob das Modell mSUGRA in der Natur realisiert ist. Des Weiteren wird eine Methode entwickelt, für den in diesem Modell wichtigen Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ den Endpunkt der invarianten Massenverteilung der beiden Taus zu bestimmen, aus dem in Kombination mit anderen Observablen die Massen der beteiligten Teilchen und daraus schließlich die Parameter des Modells bestimmt werden können.

Im zweiten Kapitel wird nach einer kurzen Einführung des Standardmodells der Teilchenphysik dessen supersymmetrische Erweiterung erläutert, in Kapitel 3 und 4 folgen die Beschreibungen des ATLAS-Experimentes und der Programme für dessen Simulation, und in Kapitel 5 wird schließlich die Analyse dargestellt.

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik und seine minimale supersymmetrische Erweiterung

In diesem Kapitel wird der theoretische Rahmen der vorliegenden Analyse erläutert. Dazu wird zuerst der heutige Stand der Teilchenphysik kurz zusammengefasst und die Notwendigkeit einer Erweiterung motiviert. Im zweiten Teil des Kapitels werden die theoretischen Grundlagen supersymmetrischer Modelle dargestellt und die erwartete Phänomenologie für das in dieser Arbeit betrachtete Szenario abgeleitet.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik wird die Materie als aus Elementarteilchen aufgebaut verstanden, aus deren Wechselwirkungen prinzipiell die gesamte Physik abgeleitet werden kann. Die mathematische Formulierung hiervon geschieht in einer $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichtheorie, in der die beobachteten Elementarteilchen in Form von Quantenfeldern dargestellt werden und Kräfte sich als Folge von Symmetrien ergeben. Die Gravitation wird als einzige der vier bekannten, fundamentalen Wechselwirkungen noch nicht von dieser Theorie beschrieben.

2.1.1 Teilchen und Wechselwirkungen

Die bekannten Elementarteilchen können in Fermionen und Bosonen klassifiziert werden: Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin und stellen die Bausteine der Materie dar, während die Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin, die Wechselwirkungen übermitteln. Es gibt vier fundamentale Kräfte: die durch Photonen übermittelte elektromagnetische, die durch W^\pm - und Z^0 -Bosonen übertragene schwache und die durch acht Gluonen übermittelte starke Kraft sowie die Gravitation, die in der Teilchenphysik noch eine Sonderrolle einnimmt, da sie bisher nicht in den einheitlichen Formalismus, der die anderen drei Wechselwirkungen beschreibt, eingebunden werden konnte. Auf den für teilchenphysikalische Prozesse relevanten Größenskalen ist die Gravitationskraft jedoch vernachlässigbar klein,

Name	Wechselwirkung	Masse [GeV]	el. Ladung [e]
Photon γ	elektromagnetisch	0	0
W^\pm/Z^0	schwach	80.4 / 91.2	$\pm 1 / 0$
Gluonen g	stark	0	0

Tabelle 2.1: Eichbosonen des Standardmodells

Familie	Leptonen	Masse [GeV]	el. Ladung	Quarks	Masse [GeV]	el. Ladung
1	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$< 2.2 \text{ eV}$ 511 keV	0 -1	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	1.5 – 3 MeV 3 – 7 MeV	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
2	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$< 170 \text{ keV}$ 106 MeV	0 -1	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	1.25 GeV 95 MeV	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
3	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	$< 15.5 \text{ MeV}$ 1.8 GeV	0 -1	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	174 GeV 4.7 GeV	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.2: Fermionen des Standardmodells. (Zusätzlich die gleiche Anzahl Antiteilchen mit jeweils anderem Ladungsvorzeichen. Zahlenwerte aus [1].)

daher wird sie im Weiteren nicht explizit betrachtet. Die drei für die heutige Teilchenphysik relevanten Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

Die Fermionen können weiter unterteilt werden in Quarks und Leptonen, welche jeweils in drei Generationen auftreten und in Tabelle 2.2 zusammengefasst sind. Normale stabile Materie ist ausschließlich aus Teilchen der ersten Generation aufgebaut. Quarks tragen Farbladung, die in drei verschiedenen Ausprägungen vorkommt, und nehmen dadurch an der starken Wechselwirkung teil. Durch ein der starken Kraft eigenes, als “Confinement” bezeichnetes Phänomen können in der freien Natur keine farbgeladenen Objekte existieren. Die Quarks bilden daher farbneutrale Objekte, die als Baryonen (qqq) bzw. Mesonen ($q\bar{q}$) bezeichnet werden. Das hier betrachtete Experiment kollidiert beispielsweise Protonen, welche zur Klasse der Baryonen gehören und aus zwei up- und einem down-Quark (uud) aufgebaut sind, während die leichtesten Mesonen, Pionen (π^\pm, π^0) genannt und Hauptzerfallsprodukte der Taus, von der Form $(u\bar{d})$, $(d\bar{u})$ und $(\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}))$ sind.

Leptonen dagegen nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil und kommen elementar vor, die ungeladenen Neutrinos wechselwirken sogar nur schwach und sind daher nur äußerst schwer in Experimenten nachzuweisen.

Die Fermionen des Standardmodells sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Außerdem existiert zu jedem Fermion ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung und ansonsten identischen Eigenschaften.

Die eben beschriebene Klassifizierung nach Spin und Wechselwirkung kann phänomenologisch abgeleitet werden, zum Verständnis dieser Systematik muss jedoch die mathematische Formulierung herangezogen werden. Im Rahmen dieser Arbeit können nur die grundlegenden Prinzipien skizziert werden, für eine detaillierte Beschreibung sei auf die einschlägige Literatur verwiesen (vgl. z.B. [2, 3]).

Der klassische Lagrange-Formalismus kann auf die relativistische Feldtheorie übertragen werden, indem die diskreten generalisierten Koordinaten q_i durch kontinuierliche Felder Φ_i ersetzt und alle Raum-Zeit-Koordinaten gleich behandelt werden:

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}(\Phi_i, \partial_\mu \Phi_i, t) \quad (2.1)$$

Ein freies Fermionfeld Ψ wird dann in natürlichen Einheiten ($\hbar = c = 1$) durch die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi \quad (2.2)$$

beschrieben, wobei Ψ ein vierkomponentiger Spinor ist, $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma_0$ der dazu adjungierte Spinor und m die Masse des betrachteten Fermions. Aus der Variation der Wirkung $S = \int \mathcal{L} d^4x$ folgen als Bewegungsgleichungen die Euler-Lagrange-Gleichungen, welche für die Lagrangedichte (2.2) die als Dirac-Gleichung bekannte Form

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0 \quad (2.3)$$

annehmen. Bleibt diese unter einer Phasentransformation der Felder unverändert, spricht man von Eichinvarianz; ein Beispiel bilden die unitären Transformationen des Typs $\Psi \rightarrow \Psi' = U \Psi$ mit $U = e^{i\alpha}$, welche die abelsche Gruppe $U(1)$ bilden und die Lagrangedichte (2.2) nicht ändern. Ist der Parameter α konstant, spricht man von einer *globalen* Eichtransformation. Um nun Wechselwirkungen zwischen den Fermionen beschreiben zu können, muss man Invarianz unter einer *lokalen* Eichtransformation $U(x) = e^{i\alpha(x)}$ fordern und die Lagrangedichte entsprechend modifizieren:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi \quad (2.4)$$

mit der kovarianten Ableitung $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x)$, wobei das neu eingeführte Feld sich unter $U(1)$ -Transformationen wie folgt verhält: $A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha(x)$.

Im Vergleich mit dem freien Teilchen tritt in der Lagrangedichte nun also zusätzlich der Wechselwirkungsterm $-g\bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi$ auf, was die Interpretation von g als Kopplungsstärke des Wechselwirkungsfeldes an das freie Teilchen nahelegt. In der Quantenelektrodynamik (QED) kann die Elektron-Photon-Wechselwirkung auf diese Art beschrieben werden, wobei die Kopplungsstärke g dann der elektrischen Ladung Q entspricht und γ^μ die Art der Kopplung des Photonfeldes A_μ an das Elektron beschreibt. Um das freie Photonfeld auch unabhängig von einer eventuellen Wechselwirkung beschreiben zu können, muss ein

zusätzlicher Term der Form $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ zur Lagrangedichte hinzuaddiert werden, wobei $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ ist.

In ähnlicher Weise lässt sich durch lokale Eichinvarianz unter Transformationen der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ die elektroschwache Wechselwirkung beschreiben, wobei der $U(1)$ -Anteil der Transformation nun über die schwache Hyperladung Y formuliert wird, die über den schwachen Isospin I_3 mit der elektrischen Ladung Q gemäß $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ in Beziehung steht. Die $SU(2)_L$ -Felder koppeln dabei nur an linkshändige Fermionen, während die $U(1)_Y$ -Eichfelder auch an die rechtshändigen Fermionen koppeln. Die aus dieser Darstellung folgenden vier Eichfelder B , $W^{1,2}$ und W^3 mischen über den Weinberg-Winkel θ_W zu den physikalisch beobachtbaren Eichbosonen:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.5)$$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Da die $SU(2)$ -Gruppe nicht-abelsch ist, sind Kopplungen der Bosonen untereinander möglich.

Die starke Wechselwirkung schließlich wird durch eine Symmetrie verursacht, die durch $SU(3)_C$ -Transformationen dargestellt werden kann und auf acht Gluonfelder führt. Jedes Quark tritt dann als Tripletts im Farbraum auf, alle anderen Fermionen als Singletts. Die Quarkeigenzustände bezüglich dieser Transformationen sind dabei nicht identisch mit denen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Gruppe, sie ergeben sich jedoch auseinander durch eine Drehung, die durch die sog. CKM-Matrix¹ dargestellt wird. Da auch $SU(3)$ eine nicht-abelsche Gruppe ist, tragen die Gluonen selbst Farbe und es treten Selbstwechselwirkungsterme auf.

Der Higgs-Mechanismus

Die bisher skizzierte Theorie kann die Existenz von Massen noch nicht erklären, insbesondere zerstört das Einführen von Massentermen in die Lagrangedichte die lokale Eichinvarianz. Im Modell des Higgs-Mechanismus wird nun angenommen, dass alle Teilchen ihre Massen durch die Kopplung an ein skalares Feld, das Higgs-Feld, erhalten.

Es wird ein komplexes $SU(2)$ -Dublett Φ mit vier Freiheitsgraden

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1(x) + i\Phi_2(x) \\ \Phi_3(x) + i\Phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

und dem Potential

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi(x)|^2 + \lambda |\Phi(x)|^4 \quad (2.8)$$

postuliert, das durch die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = |D_\mu \Phi(x)|^2 - V(\Phi) \quad (2.9)$$

¹Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

Name			Q	s	I_3	Y
Leptonen						
$\begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1
$\nu_{e,R}$	$\nu_{\mu,R}$	$\nu_{\tau,R}$	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
e_R	μ_R	τ_R	0	$\frac{1}{2}$	0	0
			-1	$\frac{1}{2}$	0	-2
Quarks						
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
u_R	c_R	t_R	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
d_R	s_R	b_R	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{4}{3}$
			$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{2}{3}$

Tabelle 2.3: Fermionen des Standardmodells mit den relevanten Quantenzahlen: elektr. Ladung Q , Spin s , die dritte Komponente des schwachen Isospins I_3 und die Hyperladung Y . Die Indizes L,R stehen für links- bzw. rechtshändige Teilchen.

beschrieben wird. Für $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ liegt das Minimum des Potentials (2.8) bei

$$\Phi^\dagger(x)\Phi(x) = \frac{1}{2}(\Phi_1(x)^2 + \Phi_2(x)^2 + \Phi_3(x)^2 + \Phi_4(x)^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv v^2. \quad (2.10)$$

Üblicherweise wird eine Lösung der Form $\Phi_1(x) = \Phi_2(x) = \Phi_4(x) = 0$ gewählt, woraus nach einer Entwicklung von Φ um dieses Minimum

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

folgt. Durch die Wahl dieses Grundzustandes, der als spontane Symmetriebrechung bezeichnet wird, erhält die Lagrangedichte einen zusätzlichen Term der Form

$$\frac{1}{2} \left(\frac{vg}{2} \right)^2 (2W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{Z_\mu Z^\mu}{\cos^2 \theta_W}), \quad (2.12)$$

welcher genau der gesuchte Massenterm für die W- und Z-Bosonen ist, wobei $m_W = \frac{vg}{2}$ und $m_Z = \frac{vg}{2 \cos \theta_W} = \frac{m_W}{\cos \theta_W}$. Außerdem findet sich ein Term

$$-\frac{1}{2}(2\lambda v^2)H^2(x), \quad (2.13)$$

der einen Massenterm für das aus dem komplexen Feld Φ entstandene skalare Feld H darstellt und dadurch ein neues Spin-0-Teilchen der Masse $m_H = \sqrt{2\lambda}v$, das Higgs-Boson, generiert.

Die Fermionen schließlich erhalten ihre Massen durch Kopplung an das Higgs-Feld, wobei die Fermionmasse proportional zur Stärke dieser sog. Yukawa-Kopplung ist. Diese Wechselwirkung folgt jedoch keineswegs automatisch aus dem Higgs-Mechanismus, sondern muss “von Hand” eingeführt werden.

Das Higgs-Boson konnte bisher nicht nachgewiesen werden, aus dieser und anderer Tatsachen folgen aber Grenzen für seine Masse, die innerhalb der LHC-Reichweite liegen; so kann die Obergrenze aus Unitaritätsbedingungen für die WW-Streuung auf etwa 1 TeV festgelegt werden, die derzeitige experimentelle Untergrenze liegt bei 114 GeV [4].

2.1.2 Offene Fragen im Standardmodell

Obwohl das Standardmodell eine sehr erfolgreiche Theorie darstellt und die meisten der beobachteten Phänomene über einen weiten Energiebereich hinweg mit großer Genauigkeit vorhersagen kann, ist klar, dass es Physik jenseits des Standardmodells geben muss. Supersymmetrie (SUSY) [9, 10] ist nur eine der möglichen Erweiterungen, bietet aber umfassendere Lösungsmöglichkeiten als die meisten anderen Modelle, von denen im nächsten Abschnitt einige Beispiele gegeben werden.

Es wurde bereits erwähnt, dass die Gravitationskraft noch nicht in den allgemeinen Formalismus eingebunden werden konnte, da es bisher noch nicht gelungen ist, eine mathematisch konsistente Quantengravitation zu formulieren. Auf der Größenordnung der bisher zugänglichen Energieskala kann die Gravitation gegenüber den anderen Kräften zwar vernachlässigt werden, nähert man sich jedoch der Planck-Skala von $\sim 10^{19}$ GeV ist dies nicht mehr der Fall, sondern Quantengravitationseffekte werden für die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen eine große Rolle spielen. Eine Klasse supersymmetrischer Modelle (SUGRA) [19] bietet hier eine erste Verknüpfung, die eine Grundlage für entsprechende Modelle bilden könnte.

Nach dem Standardmodell der Kosmologie [12] waren im energiereichen frühen Universum die vier grundlegenden Kräfte vereinigt und haben sich mit dem Abkühlen des Universums unter Symmetriebrechungen zu den heute beobachtbaren Kräften aufgespalten. Daher sollte es möglich sein, eine Theorie zu finden, die zumindest die elektroschwache und die starken Wechselwirkung in einer einheitlichen Art und Weise beschreiben kann, eine sog. “*Grand Unified Theory*” (GUT). Dazu sollte die Energieabhängigkeit der verschiedenen Kopplungskonstanten so beschaffen sein, dass sie sich ab einem bestimmten Punkt vereinigen, was nach dem Standardmodell der Teilchenphysik nicht der Fall ist. Da besagte Energieabhängigkeit vom Teilcheninhalt der Theorie abhängt, ist dies ein Indiz für bisher unentdeckte Elementarteilchen. SUSY-Modelle verdoppeln die Teilchenzahl, und wie in Abb. 2.1 gezeigt gelingt die Vereinheitlichung der Kopplungskonstanten.

Ein weiterer starker Hinweis auf unentdeckte Teilchen ist der gemessene Anteil von ca.

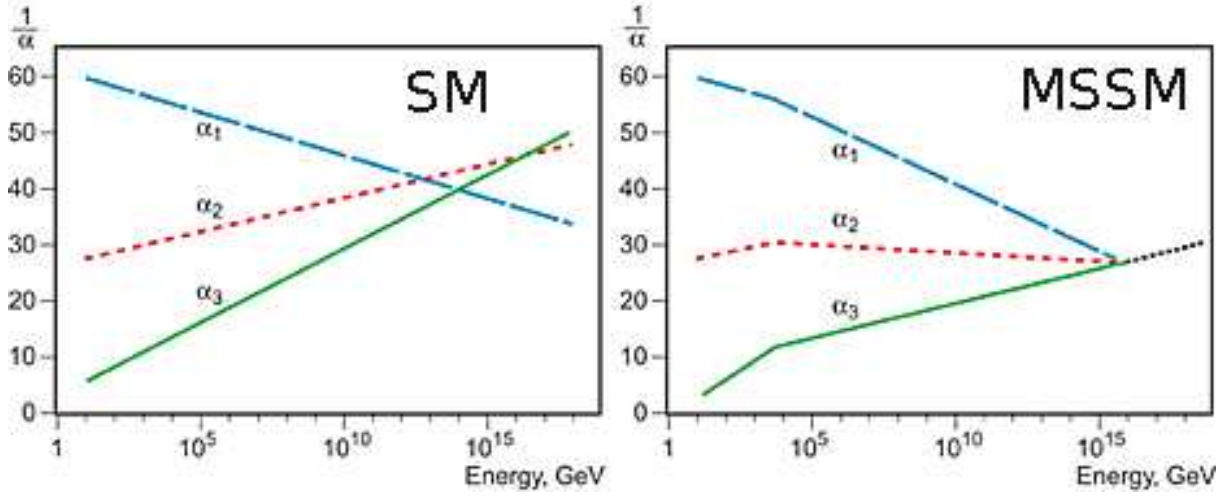


Abbildung 2.1: Verlauf der (inversen) Kopplungskonstanten im Standardmodell (links) und in SUSY (rechts), aus [5].

22 % Dunkler Materie (DM) an der gesamten Energiedichte des Universums² [13]. Die vorhandene Materie kann zwar durch ihre Gravitationswirkung nachgewiesen, jedoch nicht durch die bekannten Teilchen erklärt werden. Aus dem Alter des Universums kann in Verbindung mit den heute beobachteten Strukturen des Universums das Verhältnis von kalter zu heiß³ Dunkler Materie berechnet werden, das einen großen Anteil an kalter DM vorhersagt. Diese könnte aus sog. WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) bestehen, das sind schwere Teilchen, die (neben der Gravitation) nur schwach wechselwirken. Eine große Untergruppe von SUSY-Theorien beinhaltet einen Mechanismus, der das leichteste supersymmetrische Teilchen stabil hält und somit einen idealen Kandidaten für DM stellt.

Ein weiteres Problem wird deutlich, betrachtet man die Higgs-Masse im oben beschriebenen Higgs-Mechanismus genauer, denn es gibt große Strahlungskorrekturen zur Higgs-Masse aus Fermion- und Bosonschleifen, die quadratisch mit der sog. “Cutoff”-Skala Λ anwachsen:

$$\Delta m_H^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} (-2\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda}{m_f} + \dots) \quad (2.14)$$

gilt für ein Dirac-Fermion der Masse m_f mit der Kopplung λ_f an das Higgs-Feld [11]. Diese Korrektur entspricht Prozessen, die durch Feynman-Graphen wie denjenigen in Abb. 2.2 oben dargestellt werden können. Komplexe skalare Teilchen geben Korrekturen der Form

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} (\Lambda^2 - 2m_S^2 \ln \frac{\Lambda}{m_S} + \dots), \quad (2.15)$$

mit analogen Bezeichnungen wie in (2.14) [11]. Die Skala Λ kann als Maß dafür interpretiert

²Der 74 %ige Anteil aus sogenannter Dunkler Energie ist ein weiteres bisher ungeklärtes Phänomen.

³“Heiß” und “kalt” bezieht sich hier auf die Energie der Teilchen zur Zeit der Entkopplung.

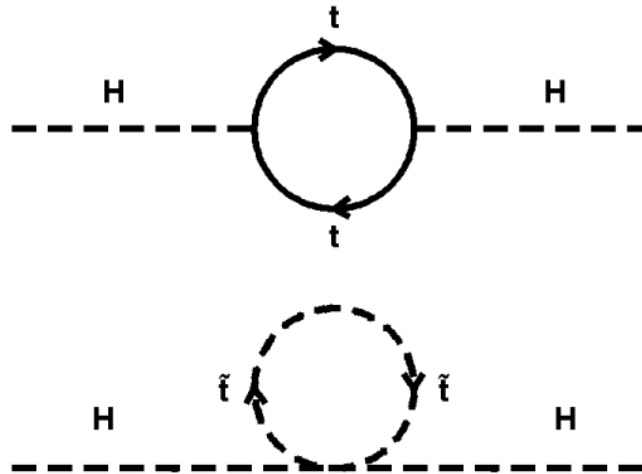


Abbildung 2.2: Schleifenkorrekturen zur Higgs-Masse.

werden, bis zu welchem Energiebereich das Standardmodell anwendbar ist. Legt man sie in den Bereich der Planck-Skala, erhält man eine entsprechend große Strahlungskorrektur zur Higgs-Masse. Liegt Λ jedoch im Bereich der elektroschwachen Energieskala (~ 100 GeV), muss im höheren Energiebereich eine fundamentalere Theorie gelten, deren neue Teilchen Beiträge zu den Strahlungskorrekturen gemäß dem jeweils zweiten Term in (2.14) und (2.15) liefern, wobei $m_{f,S}$ von der Größenordnung der Energieskala dieser neuen Theorie ist. Diese großen, unabhängigen Korrekturterme müssen dann mit einer eventuell ebenfalls sehr großen nackten Higgs-Masse genau abgestimmt sein, um eine um viele Größenordnungen kleinere resultierende Higgs-Masse zu liefern - eine zugleich unwahrscheinliche und unbefriedigende Annahme. Diese Problematik ist unter den Bezeichnungen “Finetuning” und “Hierarchieproblem” bekannt. Obwohl die quadratischen Divergenzen direkt nur in der Masse des Higgs-Bosons auftreten, nicht in denen der Fermionen und Eichbosonen, hängen jene über die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld indirekt von Λ ab. Alle SUSY-Modelle verhindern dieses Problem, indem sie eine gleiche Anzahl bosonischer und fermionischer Freiheitsgrade fordern, so dass zu jedem Fermion zwei komplexe Skalare mit $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ existieren und sich die Schleifenbeiträge genau aufheben.

Weitere Möglichkeiten neuer Physik

Die Supersymmetrie ist nicht der einzige Ansatz, mit neuer Physik die im vorigen Abschnitt beschriebenen Probleme zu umgehen. Deshalb sollen an dieser Stelle kurz einige Grundideen verbreiteter Modelle skizziert werden, bevor im nächsten Abschnitt ausführlicher auf

Supersymmetrie eingegangen wird.

Extra-Dimensionen: Um den großen Unterschied in der Stärke der Gravitationskraft verglichen mit den anderen Kräften zu erklären, werden in manchen Modellen zusätzliche, kompakte Raumdimensionen postuliert. Die Gravitation durchdringt dabei als einzige Kraft diese Extradimensionen, während die anderen Wechselwirkungen auf die bekannte vierdimensionale Untermannigfaltigkeit beschränkt sind. Gravitationseffekte sind dann nur auf Größenordnungen schwach, die größer sind als diejenigen der Extradimensionen, weil der Großteil der Wechselwirkung in diesen Extradimensionen verloren geht. Wenn diese Größenordnung im Bereich der elektroschwachen Skala liegt, existiert somit kein Hierarchieproblem [6].

Little Higgs: In Little-Higgs-Modellen heben sich die Schleifenbeiträge in der Higgs-Masse durch neue Teilchen in erster Ordnung auf, quadratisch divergente Terme bleiben aber in Korrekturen höherer Ordnung bestehen. Dadurch wird die Skala Λ entsprechend nach oben verschoben, das eigentliche Problem aber nicht gelöst [7].

Technicolor: Nach dieser Theorie gibt es keine elementaren skalaren Felder wie das Higgs-Feld, das Higgs-Boson ist vielmehr aus sog. Techni-Fermionen aufgebaut, die über eine QCD-ähnliche Wechselwirkung gebunden sind. Die Generierung der Fermionmassen gestaltet sich in dieser Theorie jedoch schwierig, und die einfachsten Modelle führen zu Flavour ändernden neutralen Strömen über dem beobachteten Limit [8].

2.2 Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

Die quadratischen Divergenzen, die das Hierarchieproblem verursachen, haben für Fermion- bzw. Bosonschleifen unterschiedliche Vorzeichen. Besteht also eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen derartig, dass jedem Fermion ein bis auf den Spin identischer bosonischer Partner und umgekehrt zugeordnet werden kann, so heben sich die Schleifenbeiträge in jeder Ordnung exakt auf. Eine Theorie, die invariant unter dem Austausch von Teilchen mit diesen sogenannten Superpartnern ist, bezeichnet man als supersymmetrisch. Supersymmetrische Transformationen sind eine Erweiterung der durch die Poincaré-Gruppe beschriebenen Raumzeitsymmetrien. Ihre Generatoren Q führen fermionische Zustände in bosonische über und umgekehrt: $Q|\text{fermion}\rangle = |\text{boson}\rangle$. Dazu muss Q selbst halbzahligen Spin haben und kann in der einfachsten Form als zweikomponentiger Spinor dargestellt werden, der folgende (Anti-)Kommutatorrelationen erfüllt:

$$\{Q, \bar{Q}\} = -2\gamma_\mu P^\mu \quad (2.16)$$

$$\{Q, Q\} = \{\bar{Q}, \bar{Q}\} = [Q, P^\mu] = 0 \quad (2.17)$$

Hierbei ist \bar{Q} der zu Q hermitesch konjugierte Operator, P^μ der Impulsoperator und γ_μ sind die Dirac-Matrizen.

Die irreduzible Darstellung der supersymmetrischen Algebra⁴ sind sogenannte Supermultipletts. In jedem dieser Multipletts sind sowohl fermionische als auch bosonische Teilchenzustände angeordnet, die die bereits erwähnten Superpartner bilden. Man kann zeigen [11], dass in jedem Supermultiplett die Anzahl der fermionischen und bosonischen Freiheitsgrade gleich groß ist. Außerdem folgt aus der Tatsache, dass Q und \bar{Q} mit P kommutieren, dass Teilchen desselben Multipletts dieselbe Masse haben. Da Q und \bar{Q} auch mit den Generatoren der Eichtransformationen vertauschen [11], sollten die jeweiligen Superpartner zusätzlich in elektrischer Ladung, schwachem Isospin und Farbe übereinstimmen.

Die bekannten Teilchen bilden offensichtlich keine Superpartner voneinander, daher müssen die Superpartner als bisher unentdeckt angenommen werden, so dass Supersymmetrie die Teilchenzahl insgesamt verdoppelt. Die Nomenklatur der neuen Teilchen ist wie folgt: Superpartner der Fermionen werden als Sfermionen (kurz für "skalare Fermionen") bezeichnet und sind selbst Bosonen, die Namen der fermionischen Partner der Bosonen bildet man aus den Bosonennamen durch Anhängen des Suffix -ino. Im Geschriebenen werden Superpartner durch eine Schlange über der Variablen dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass beispielsweise der Superpartner des linkshändigen Elektrons als \tilde{e}_L bezeichnet wird, obwohl es als Spin-0-Teilchen selbst keine Helizität aufweist. Die Superpartner nehmen an denselben Wechselwirkungen teil wie ihre Standardmodell-Partner; ein linkshändiges Squark zum Beispiel wird also an das W-Boson koppeln, während ein rechtshändiges Squark dies nicht tut.

Obwohl es historisch nicht die Hauptmotivation für die Entwicklung supersymmetrischer Theorien war verhindert eine Symmetrie wie die eben beschriebene offensichtlich bereits das Auftreten quadratischer Divergenzen in der Higgs-Masse. Außerdem verursacht die Existenz der Superpartner, dass die Kopplungskonstanten sich nun auf der GUT-Skala treffen, da deren Verlauf vom Teilcheninhalt der Theorie abhängt [11, 15]. Somit sind an dieser Stelle schon zwei der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Probleme des Standardmodells gelöst.

2.2.1 Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM)

Da die Superpartner der Standardmodell-Teilchen noch nicht entdeckt worden sind, scheinen ihre Massen größer zu sein als die von den bisherigen Experimenten erreichte Ener-

⁴Die sogenannte "Superalgebra". Hier wird nur die auch als "N=1 SUSY" bezeichnete Erweiterung durch ein einzelnes $Q\bar{Q}$ -Paar betrachtet, da erweiterte Modelle mit einer Anzahl von $N > 1$ unterschiedlichen $Q\bar{Q}$ -Paaren mathematisch zwar möglich sind, jedoch zumindest in vierdimensionalen Feldtheorien beispielsweise keine chiralen Fermionen erlauben und somit als Modell der Teilchenphysik uninteressant sind [11, 18].

gieskala. Die Symmetrie kann also nicht in oben beschriebener Art und Weise in der Natur realisiert sein, sondern muss gebrochen sein. Die Brechungsskala M_{SUSY}^2 darf dabei nicht zu groß sein, da die unerwünschten Schleifenbeiträge sich nur oberhalb dieser Skala auslösen und sonst ein neues Hierarchieproblem entsteht, und auch die Vereinigung der Kopplungskonstanten ist für zu großes M_{SUSY}^2 nicht unbedingt gegeben [15]. Es gibt zwei Möglichkeiten der Symmetriebrechung: rein technisch durch Addition aller möglichen direkt SUSY-brechenden Terme zur SUSY-Lagrangedichte “von Hand”, oder durch fundamentale Brechungsmechanismen in einem als verborgen bezeichneten Bereich (“hidden sector”, meist auf der GUT-Skala), welche die Symmetrie bereits dort brechen. Das MSSM wird durch erstere Vorgehensweise konstruiert, indem in der Lagrangedichte die nötigen Terme für den kleinst möglichen Teilcheninhalt zusammengebaut werden.

Die Lagrangedichte des MSSM kann in der Form $L_{MSSM} = L_{SUSY} + L_{soft}$ angesetzt werden, wobei L_{soft} sogenannte schwach brechende Terme enthält, die keine neuen quadratischen Divergenzen einführen, sondern allenfalls logarithmisch divergent sind. Das MSSM ist die einfachste realisierbare supersymmetrische Erweiterung, die Brechungsterme führen jedoch eine große Zahl neuer Parameter ein, so dass schließlich im Vergleich zum Standardmodell 105 zusätzliche freie Parameter zu bestimmen sind. Im MSSM wird die Erhaltung der sog. R-Parität angenommen; lässt man diese Bedingung fallen, kommen weitere frei Parameter hinzu.

R-Parität

Die Lagrangedichte des MSSM kann Terme enthalten, die die Baryonen- und Leptonenzahl nicht erhalten. Es konnten aber bisher noch keine Prozesse beobachtet werden, die diese Größen verletzen, insbesondere können dadurch Zerfallskanäle für das Proton geöffnet werden, die zu einer Zerfallsrate führen, die der beobachteten Lebensdauer widerspricht. Deshalb wird im MSSM eine neue Symmetrie postuliert, die solche Prozesse verhindert und zu einer neuen Erhaltungsgröße führt, der R-Parität:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnen B und L die Baryonen- bzw. Leptonenzahl und s die Spinquantenzahl.

Die R-Parität ist eine multiplikative Quantenzahl und beträgt $+1$ für Standardmodell-Teilchen und -1 für deren Superpartner. Aus ihrer Erhaltung folgt sofort, dass supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt werden können und dass das leichteste supersymmetrische Teilchen, LSP (*lightest supersymmetric particle*) genannt, stabil sein muss. Wenn das LSP ungeladen ist, stellt es somit einen perfekten Kandidaten für kalte Dunkle Materie dar, wodurch ein weiteres der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Probleme gelöst wäre.

Ist eine R-Parität erhaltende SUSY-Theorie in der Natur realisiert, entstehen an einem Beschleunigerexperiment also in jedem SUSY-Ereignis, also in jedem Ereignis mit SUSY-Paarproduktion, eine gerade Anzahl von LSPs⁵. Aus kosmologischen Gründen muss das dann stabile LSP ungeladen und farblos sein und wechselwirkt daher nur schwach, kann also nicht im Detektor nachgewiesen werden. Dadurch entsteht eine charakteristische Signatur aus fehlender Energie, jedoch erschwert die nur unvollständige Erfassung der Endzustände die Messung des Massenspektrums.

Die Einführung einer R-Parität ist keineswegs zwingend, sondern lediglich eine mögliche Lösung. Eine R-paritätsverletzende Theorie kann verglichen mit den R-Parität erhaltenden Modellen zu einer sehr unterschiedlichen experimentellen Signatur führen, daher werden in dieser Arbeit nur R-paritätserhaltende Szenarien betrachtet.

Bedingungen an das MSSM

Das MSSM in der bisherigen Form weist beim Vergleich mit der Realität zwei Mängel auf: in Bezug auf Flavour ändernde neutrale Ströme und CP-Verletzung ergeben sich Vorhersagen, die im Widerspruch zu den Beobachtungen stehen.

FCNCs können im Standardmodell beispielsweise beim Zerfall des neutralen Kaons beobachtet werden, wo die Massendifferenz zwischen K_{short} und K_{long} über Boxdiagramme berechnet werden kann. Im MSSM gibt es nun zusätzliche Beiträge durch squark- und gluino-beinhaltende Boxdiagramme, wodurch eine Rate an FCNCs verursacht würde, die so nicht beobachtet wird [18]. Der Kaon-Sektor ist aber nicht der einzige Bereich, in dem zusätzliche FCNCs durch SUSY-Teilchen auftreten; ein weiteres Beispiel ist der Zerfall des Myons gemäß $\mu \rightarrow e\gamma$, der im MSSM über SUSY-Schleifen möglich ist.

Da die Parameter der schwach brechenden Terme im Allgemeinen außerdem komplex sind, sollten sie auch im TeV-Bereich komplexe Komponenten aufweisen, die CP-verletzende Phasen darstellen. Dies sollte beispielsweise im elektrischen Dipolmoment des Elektrons nachweisbar sein. Aus Experimenten folgt aber, dass diese Phasen entweder sehr klein sein müssen, oder dass die Massen der zu den SUSY-Schleifen beitragenden Teilchen sehr groß sind und die CP-verletzenden Vorgänge deshalb unterdrücken, oder dass die verschiedenen Beiträge zu den messbaren Größen sich gegenseitig aufheben [18].

In einer ersten Herangehensweise können durch das Einführen einiger solcherart phänomenologisch begründeter Annahmen die genannten Probleme umgangen und die Anzahl der freien Parameter eingeschränkt werden. Dazu werden folgende Einschränkungen eingeführt:

- Die Masseneigenzustände der Squarks und Sleptonen bestehen nur aus Teilchen desselben Flavours, das heißt es gibt kein der CKM-Matrix des Standardmodells analoges Mischen zwischen den Generationen.

⁵Wenn man Koannihilationseffekte außer Acht lässt mindestens zwei.

- Die Masseneigenzustände der Squarks und Sleptonen der dritten Generation sind Mischzustände aus den links- und rechtshändigen Teilchen, während diese Mischung in den ersten beiden Generationen unterdrückt ist, da sie proportional zur Fermionenmasse und daher vernachlässigbar ist.
- Es gibt keine zusätzlichen CP-verletzenden Terme in der Lagrangedichte des MSSM.

So lässt sich die Zahl der freien Parameter von 105 auf 24 reduzieren, und unabhängig von den möglichen Ursachen für diese Einschränkungen lässt sich der Teilcheninhalt des MSSM herleiten.

Das Teilchenspektrum im MSSM

Während im Standardmodell ein einzelnes Higgs-Dublett postuliert wird, werden in supersymmetrischen Theorien zwei Higgs-Dubletts mit zusammen acht Freiheitsgraden benötigt, um Masse sowohl den “up-artigen”- (u,c,t) als auch den “down-artigen”-Quarks (d,s,b) zu geben [16]. Bei der elektroschwachen Symmetriebrechung gehen drei davon verloren, so dass es im MSSM fünf Higgs-Bosonen gibt: zwei geladene und zwei neutrale Skalare H^\pm und H,h , sowie einen neutralen Pseudoskalar A . Deren SUSY-Partner, Spin- $\frac{1}{2}$ -Higgsinos, mischen mit Winos und Binos zu Charginos und Neutralinos [15], da die Higgsinos anders als die jeweiligen Standardmodell-Partner dieselben Quantenzahlen haben wie die Gauginos.

Die Masseneigenzustände der Charginos bzw. Neutralinos erhält man durch Diagonalisierung der Mischungsmatrizen.

Für Squarks und Sleptonen gilt, dass \tilde{f}_L und \tilde{f}_R für die ersten beiden Generationen näherungsweise als Masseneigenzustände betrachtet werden können, da eine Mischung zwischen den Generationen im MSSM ausgeschlossen wurde und die Mischung zwischen rechts- und linkshändigen Sfermionen von den Massen der Standardmodell-Partner abhängt und somit nur für die dritte Generation von Relevanz ist. Für diese ergeben sich die Masseneigenzustände wie folgt [11]:

$$\begin{pmatrix} \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{f}} & \sin \theta_{\tilde{f}} \\ -\sin \theta_{\tilde{f}} & \cos \theta_{\tilde{f}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

mit $\tilde{f} = \tilde{t}, \tilde{b}, \tilde{\tau}$.

Die Stärke der Mischung hängt für $\tilde{b}, \tilde{\tau}$ außerdem stark von $\tan \beta$ ab: Für kleine $\tan \beta$ ist die Mischung vernachlässigbar und die Masseneigenzustände sind nahezu identisch mit $\tilde{b}_{L,R}, \tilde{\tau}_{L,R}$. Die Massen der Staus⁶ sind dann vergleichbar mit denen der Selektrenen und Smyonen, während für große $\tan \beta$ das jeweils leichtere Stau sehr viel leichter sein kann [11].

⁶Analoges gilt für \tilde{b}_R und $\tilde{\nu}_\tau$

Standardmodell	Spin	SUSY-Partner	SUSY-Masseneigenzustände	Spin
Quarks $u_{L,R} d_{L,R}$ $s_{L,R} c_{L,R}$ $t_{L,R} b_{L,R}$	$\frac{1}{2}$	Squarks $\tilde{u}_{L,R} \tilde{d}_{L,R}$ $\tilde{s}_{L,R} \tilde{c}_{L,R}$ $\tilde{t}_{L,R} \tilde{b}_{L,R}$	Squarks \sim \sim $\tilde{t}_{1,2}, \tilde{b}_{1,2}$	0
Leptonen $e_{L,R} \nu_{e,L,R}$ $\mu_{L,R} \nu_{\mu,L,R}$ $\tau_{L,R} \nu_{\tau,L,R}$	$\frac{1}{2}$	Sleptonen $\tilde{e}_{L,R} \tilde{\nu}_{e,L,R}$ $\tilde{\mu}_{L,R} \tilde{\nu}_{\mu,L,R}$ $\tilde{\tau}_{L,R} \tilde{\nu}_{\tau,L,R}$	Sleptonen \sim \sim $\tilde{\tau}_{1,2}$	0
geladene W-Bosonen W^\pm	1	geladene Winos \tilde{W}^\pm	Charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	$\frac{1}{2}$
geladene Higgs-Bosonen $H_u^+ H_d^-$	0	geladene Higgsinos $\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_d^-$		
neutrale B,W-Bosonen W^0 B^0	1	neutrales Wino, Bino \tilde{W}^0 \tilde{B}^0	Neutralinos $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	$\frac{1}{2}$
neutrale Higgs-Bosonen $H_u^0 H_d^0$	0	neutrale Higgsinos $\tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0$		
Gluonen g	1	Gluinos \tilde{g}	\sim	$\frac{1}{2}$

Tabelle 2.4: Das MSSM Teilchenspektrum. Die Masseneigenzustände sind für SUSY-Teilchen explizit angegeben, sofern sie sich von den Wechselwirkungszuständen unterscheiden.

Das sich ergebene Teilchenspektrum ist in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Die Higgs-Bosonen H_u^+ , H_u^0 , H_d^- und H_d^0 wurden hier bereits dem Standardmodell zugeordnet, die physikalischen Higgs-Bosonen nach der elektroschwachen Symmetriebrechung (H^\pm, H, h, A) sind nicht explizit aufgeführt.

2.2.2 Brechungsmechanismen

Während im MSSM die SUSY-brechenden Terme explizit in die Lagrangedichte eingeführt wurden, legen die oben phänomenologisch abgeleiteten Regeln einen zugrunde liegenden fundamentalen Mechanismus nahe. Es ist möglich, das MSSM als niederenergetische Näherung einer fundamentalen Theorie zu interpretieren und mathematisch entsprechend so zu erweitern, dass im MSSM-Energiebereich wieder die entsprechenden Terme herauskommen. Dies geschieht durch eine spontanen Symmetriebrechung derart, dass die Brechung

in einem sogenannten verborgenen Bereich stattfindet, der an den sichtbaren Bereich des MSSM nur durch eine flavour-blinde, die Brechung übermittelnde Wechselwirkung gekoppelt ist, welche im sichtbaren Bereich genau die schwachen Terme des MSSM mit den oben beschriebenen Einschränkungen liefert [11]. Verborgen nennt man den Bereich der Brechung deshalb, weil er nur schwach und indirekt an die Teilchen im beobachtbaren Bereich koppelt. Für die Physik im sichtbaren Bereich ist die genaue Beschaffenheit des verborgenen Sektors unbedeutend, entscheidend ist nur die erwähnte Wechselwirkung, welche die Brechung über Austausch schwerer Teilchen X zum sichtbaren Bereich übermittelt. Die SUSY-Brechungsskala M_{SUSY}^2 kann dann sehr viel größer sein als die elektroschwache Skala, solange $\frac{M_{SUSY}^2}{M_X^2}$ in der Größenordnung von M_W^2 ist [11].

Man kann zeigen [18], dass Supersymmetrie entweder eine lokale Symmetrie sein muss, oder dass die Superpartner der Standardmodell-Teilchen ihre Massen nur über Schleifenbeiträge bekommen, nicht über Prozesse erster Ordnung. Es gibt verschiedene Theorien darüber, welcher Mechanismus die Brechung vom verborgenen zum sichtbaren Sektor überträgt, die auf diesen beiden Möglichkeiten basieren: Im Folgenden werden zuerst verschiedene Theorien über die zweite Art der Brechung vorgestellt, bevor dann ausführlicher auf mSUGRA eingegangen wird, das in dieser Arbeit betrachtete Modell der Brechung einer lokalen Supersymmetrie durch die Gravitation.

GMSB (gauge-mediated supersymmetry breaking)

Bei GMSB wird die SUSY-Brechung durch eine $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Wechselwirkung übermittelt. In führender Ordnung ist SUSY im MSSM-Bereich ungebrochen, die Brechung wirkt nur über Schleifenbeiträge, und zwar durch die Kopplung an sogenannte “Messenger”-Teilchen. Die Zahl der freien Parameter verringert sich auf sechs⁷, und das LSP ist hier ein fast masseloses Gravitino ($m_{\tilde{G}} \leq 1$ keV). Die Phänomenologie hängt stark vom NLSP⁸ ab, dessen Lebensdauer je nach Modell zwischen 0 und ∞ liegen kann [18]. Für große $\tan\beta$ ist das NLSP das $\tilde{\tau}_1$, so dass vermehrt Taus in den Endzuständen erwartet werden können, wodurch sich insgesamt eine Signatur sehr ähnlich derjenigen des in dieser Arbeit untersuchten Modells ergeben kann.

Gaugino-mediated supersymmetry breaking

In Modellen mit zusätzlichen Dimensionen ist es möglich, dass der verborgene Sektor der SUSY-Brechung auf einer anderen Hyperebene (“Brane”) liegt als der sichtbare Bereich.

⁷Die SUSY-Massenskala M_{SUSY}^2 , die Massenskala der Messenger-Teilchen $M_X^2 > M_{SUSY}^2$, die Anzahl der Messenger-Felder N , das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$, das Vorzeichen des Higgsino-Mischungsparameters $\text{sgn}\mu$ und ein Parameter der NLSP-Lebensdauer $C_{grav} \geq 1$.

⁸Das zweitleichteste SUSY-Teilchen (**n**ext **l**ightest **s**upersymmetric **p**article).

Gravitation und Super-Eichfelder koppeln dabei an beide Bereiche, und massetragende Gauginos übermitteln die SUSY-Brechung [18].

AMSB (anomaly-mediated supersymmetry breaking)

In allen Modellen, in denen SUSY-Brechung in einem verborgenen Sektor angenommen wird, gibt es unterdrückte Schleifen-Beiträge aus der Gravitation, die Korrekturen zu den Parametern liefern, das Teilchenspektrum jedoch nicht qualitativ ändern⁹ [16]. In Modellen ohne andere führende Effekte wird dieser Beitrag zum dominanten Brechungsmechanismus. In der unmodifizierten Form des AMSB ergeben sich jedoch negative Werte für das Quadrat der Sleptonenmassen; um tachyonische Slep-tonen zu vermeiden, muss daher entweder eine Konstante zu allen skalaren Massen addiert (mAMSB) oder es müssen neue, schwere Felder eingeführt (DAMSB) werden. Die Anzahl der freien Parameter in diesen Modellen beträgt dann vier¹⁰ (mAMSB) bzw. fünf¹¹ (DAMSB). Das LSP ist im AMSB hauptsächlich ein Wino. Interessanterweise ist das leichteste Chargino fast massegleich mit dem LSP, was zu einer Lebensdauer des Charginos führt, die dessen Nachweis im Detektor erlauben könnte¹² [16].

SUGRA (super gravity)

Als Supergravitation bezeichnet man die Theorie, in der Supersymmetrie eine *lokale* Symmetrie ist und die SUSY-Brechung durch die Gravitation in führender Ordnung übertragen wird. Das Gravitino (Spin $\frac{3}{2}$) ist vor der Symmetriebrechung genau wie das Graviton masselos. Das bei der spontanen Symmetriebrechung entstehende Goldstino wird jedoch nach der Brechung vom Gravitino absorbiert, das dadurch eine Masse $m_{\frac{3}{2}}$ erhält. Dies wird aufgrund der offensichtlichen Analogie auch als Super-Higgs-Mechanismus bezeichnet [11]. Die Massen der beobachtbaren Teilchen skalieren mit $M_{MSSM} \sim \frac{M_{SUSY}}{M_P}$ ¹³, woraus eine SUSY-Brechungsskala von $M_{SUSY}^2 \sim (10^{10} GeV)^2$ folgt [11].

⁹Die Ursache hierfür liegt in der sogenannten Super-Weyl-Anomalie, was zur Bezeichnung anomalie-übermittelte SUSY-Brechung führt [18].

¹⁰Die universale skalare Masse m_0 , die Gravitinomasse $m_{\frac{3}{2}}$, das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ sowie das Vorzeichen des Higgsino-Mischungsparameters $\text{sgn}\mu$.

¹¹Die Masse der neuen Felder M , deren Anzahl n sowie $m_{\frac{3}{2}}$, $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ und $\text{sgn}\mu$ wie im mAMSB.

¹²Dies gilt allerdings nicht im DAMSB.

¹³Mit der Planck-Skala $O(10^{19} GeV)$; die Abschätzung folgt aus der Überlegung, dass M_{MSSM} verschwinden sollte bei ungebrochener Symmetrie ($M_{SUSY}^2 \rightarrow 0$) oder unbedeutender Gravitation ($M_P \rightarrow \infty$) [11].

mSUGRA

Diese Arbeit beschränkt sich auf einen Spezialfall innerhalb der SUGRA-Modelle, der sogenannten **minimalen**¹⁴ **Supergravitation** (mSUGRA). Dabei wird angenommen, dass auf der GUT-Skala alle skalaren Teilchen eine einheitliche Masse m_0 besitzen und ebenso die Gauginos und Higgsinos dieselbe Masse $m_{\frac{1}{2}}$. Außerdem gibt es eine als A_0 bezeichnete universelle Konstante für die Higgs-Sfermion-Sfermion-Kopplung. Mit dem Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Doublets $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ und dem Vorzeichen des Higgsino-Mischungsparameters $\text{sgn}\mu$ sind dann insgesamt fünf Parameter gegeben, die die Massen und die Mischung der SUSY-Teilchen vollständig bestimmen, und dadurch auch die möglichen Zerfallskanäle und somit die Phänomenologie.

Bedingungen an den mSUGRA Parameterraum

Der durch die fünf genannten Größen (m_0 , $m_{\frac{1}{2}}$, A_0 , $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$, $\text{sgn}\mu$) aufgespannte mSUGRA-Parameterraum lässt sich glücklicherweise durch eine Reihe theoretisch und experimentell abgeleiteter Argumente einschränken:

- Um nicht ein neues Finetuning-Problem einzuführen, sollten die Massen der supersymmetrischen Teilchen die Größenordnung von $\sim\text{TeV}$ nicht überschreiten.
- Das LSP, sofern es stabil ist, muss neutral sein. Das schließt Regionen aus, in denen m_0 klein und gleichzeitig $m_{\frac{1}{2}}$ groß ist, weil dort das geladene $\tilde{\tau}_1$ das LSP wäre.
- Wenn angenommen wird, dass die gesamte kalte Dunkle Materie aus LSPs als die einzige Art von WIMPs besteht, muss die aus der Zeit der Rekombination bis heute übrig gebliebene Menge an LSPs genau den gemessenen Wert der Energiedichte der kalten Dunklen Materie stellen. In jedem Fall darf die LSP-Massendichte diesen Wert nicht überschreiten, was bereits einen beträchtlichen Teil des mSUGRA-Parameterraumes ausschließt und Regionen begünstigt, in denen die LSP-Menge beispielsweise durch (Ko)Annihilationseffekte niedrig gehalten wird.
- Aus den bisherigen Experimenten bei LEP und beim Tevatron können untere Grenzwerte für die SUSY-Massen abgeleitet werden, da bisher keine Supersymmetrie nachgewiesen werden konnte.
- LEP hat des Weiteren eine untere Grenze auf die Higgs-Masse von $m_h > 114$ GeV bestimmt, was Szenarien mit sehr kleinem $m_{\frac{1}{2}}$ ausschließt. Experimente am Tevatron geben eine obere Grenze auf $\tan\beta$ in Abhängigkeit von der Masse des pseudoskalaren Higgs m_A an.

¹⁴Das “minimal” bezieht sich hier auf die Wahl einer flachen Kähler-Metrik, die eine allgemeine skalare Masse von $m_0^2 = m_{\frac{3}{2}}^2 + \frac{V_0}{M_P^2}$ nach sich zieht, wobei das V_0 wiederum das Minimum des skalaren Potentials darstellt [18].

- Das gemessene¹⁵ Verzweigungsverhältnis von $b \rightarrow s\gamma$ gibt eine untere Grenze auf $m_{\frac{1}{2}}$, die mit wachsendem $\tan\beta$ steigt. Szenarien mit $\mu < 0$ erhalten dadurch massivere Einschränkungen als solche mit $\mu > 0$, weshalb letztere bevorzugt werden¹⁶.
- Das Verzweigungsverhältnis des seltenen Zerfalles $B_s \rightarrow \mu\mu$ ¹⁷ wird durch Beiträge neutraler SUSY-Higgs-Bosonen vergrößert und kann es für große $\tan\beta$ sogar gänzlich dominieren, was Bereiche mit $\tan\beta > 30$ ausschließt [20].
- Das anomale magnetische Moment des Myons sollte sensitiv auf Beiträge aus Chargino-Sneutrino- bzw. Neutralino-Smyon-Schleifen sein, so dass aus dem gemessenen Wert weitere Einschränkungen auf die SUSY-Massen folgen [20].

Obwohl einige dieser Bedingungen in allen SUSY-Theorien erfüllt sein müssen, liefern andere ausschließlich Einschränkungen für mSUGRA, so dass die starke Reduzierung des erlaubten Parameterbereiches durch die aufgezeigten Argumente nur in diesem Modell gegeben ist.

Charakteristische Punkte im mSUGRA-Parameterraum

Nach all diesen Einschränkungen bleiben sechs Regionen im Parameterraum, innerhalb denen die einzelnen Punkte phänomenologisch sehr ähnlich sind. Deshalb wurden sechs Punkte, die diese Regionen repräsentieren, von der ATLAS-Kollaboration als Standard-mSUGRA-Punkte herausgegriffen, so dass Analysen derselben Region besser vergleichbar sind. Diese Punkte werden als SU1 bis SU6 bezeichnet, und ihre besonderen Merkmale sind folgende:

SU1 In der Koannihilationsregion besitzen das LSP, das hier das $\tilde{\chi}_1^0$ ist, und das NLSP, das hier gewöhnlich das leichtere Stau ist, nahezu dieselbe Masse, und “koannihilieren” über $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\tau}_1 \rightarrow \gamma\tau$. Die Region befindet sich in Bereichen mit kleinem m_0 und wird im Abschnitt 2.2.3 näher betrachtet, da sie eine der beiden Regionen ist, auf die die vorliegende Analyse sich spezialisiert hat.

SU2 Der Fokus-Punkt liegt in einer Region mit großem m_0 und kleinem $m_{\frac{1}{2}}$. Das LSP hat eine große Higgsino-Komponente, so dass Annihilationseffekte zu einer kosmologisch erlaubten Massendichte führen. Die Parameter resultieren in verhältnismäßig schweren Squarks und Sleptonen, die Charginos und Neutralinos sind dagegen relativ leicht und auch das Gluino ist leichter als die Squarks.

¹⁵An CLEO, BELLE und ALEPH.

¹⁶Zum Beispiel ist für ein Szenario mit festem $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ in der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene $\mu < 0$ nur konsistent mit $m_{\frac{1}{2}} > 300\text{GeV}$, während für $\mu > 0$ die gesamte Ebene erlaubt ist [18].

¹⁷Gemessen bei D0 und CDF am Tevatron.

- SU3** Die Hauptregion (“*bulk region*”) ist die wohl am meisten untersuchte mSUGRA-Region und auch Teil dieser Analyse, weshalb der Punkt SU3 in Kapitel 2.2.3 nochmals genauer betrachtet wird. Es ist ein Bereich von kleinem m_0 und kleinem $m_{\frac{1}{2}}$ mit sehr leichten SUSY-Massen, und das LSP ist hauptsächlich ein Bino.
- SU4** Die Region kleiner Massen (“*low mass region*”) zeichnet sich durch kleine SUSY-Massen aus, von 60 GeV für das LSP bis zu 450 GeV für das schwerste SUSY-Teilchen, das \tilde{t}_2 . Diese Region knüpft direkt an den vom Tevatron Run II maximal erreichbaren Bereich an und besitzt den größten Produktionsquerschnitt (ca. 270 pb) der SU-Punkte. Die Massen von Squarks und Gluino sind nahezu identisch mit 400 GeV, und das Gluino zerfällt dominant über Sbottoms und Stops in Quarks der dritten Generation, so dass sich die Phänomenologie in diesem Punkt hauptsächlich durch zahlreiche b-Jets auszeichnet.
- SU5** Die Region großer Massen (“*high mass region*”) zeichnet sich durch eine vermehrte Produktion von geladenen Higgs-Bosonen durch Prozesse der Form $gb \rightarrow H^+t$ und $gg \rightarrow H^+tb$ aus.
- SU6** In der Trichterregion (“*funnel region*”) mit sehr großem $\tan\beta = 50$, in der Annihilationsprozesse gemäß $\chi\chi \rightarrow H$ möglich sind, werden vermehrt neutrale Higgs-Bosonen produziert. Mit steigendem $\tan\beta$ wächst die Kopplung an Taus und b-Quarks sowie die Mischung in der dritten Generation, wobei letzteres zu leichteren Staus führt, wodurch insgesamt neben der vermehrten b-Produktion Zerfälle in Taus dominieren.

In Abb. 2.3 sind für festes $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ GeV und $sgn\mu = +1$ der totale Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow X_{SUSY} + Y_{SM})$, das Verzweigungsverhältnis für den $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall in Taus $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tau\tau)$ sowie die für die Härte der Taus entscheidenden Massendifferenzen aufgetragen.

Allgemein wachsen die Massen der beiden Staus und Neutralinos mit steigendem $m_{\frac{1}{2}}$, die Neutralinomassen wachsen jedoch schneller als die Staumassen. Der Bereich mit kleinem m_0 und großem $m_{\frac{1}{2}}$ ist unphysikalisch, da das $\tilde{\tau}_1$ hier das LSP ist. Für großes m_0 und kleines $m_{\frac{1}{2}}$ ist die $\tilde{\tau}_1$ -Masse größer als die des $\tilde{\chi}_2^0$ und der gesuchte Zerfall daher nicht möglich. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_{1,2}\tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tau\tau$ wird mit steigendem $m_{\frac{1}{2}}$ zunehmend durch den Anteil über das $\tilde{\tau}_2$ dominiert und sinkt insgesamt.

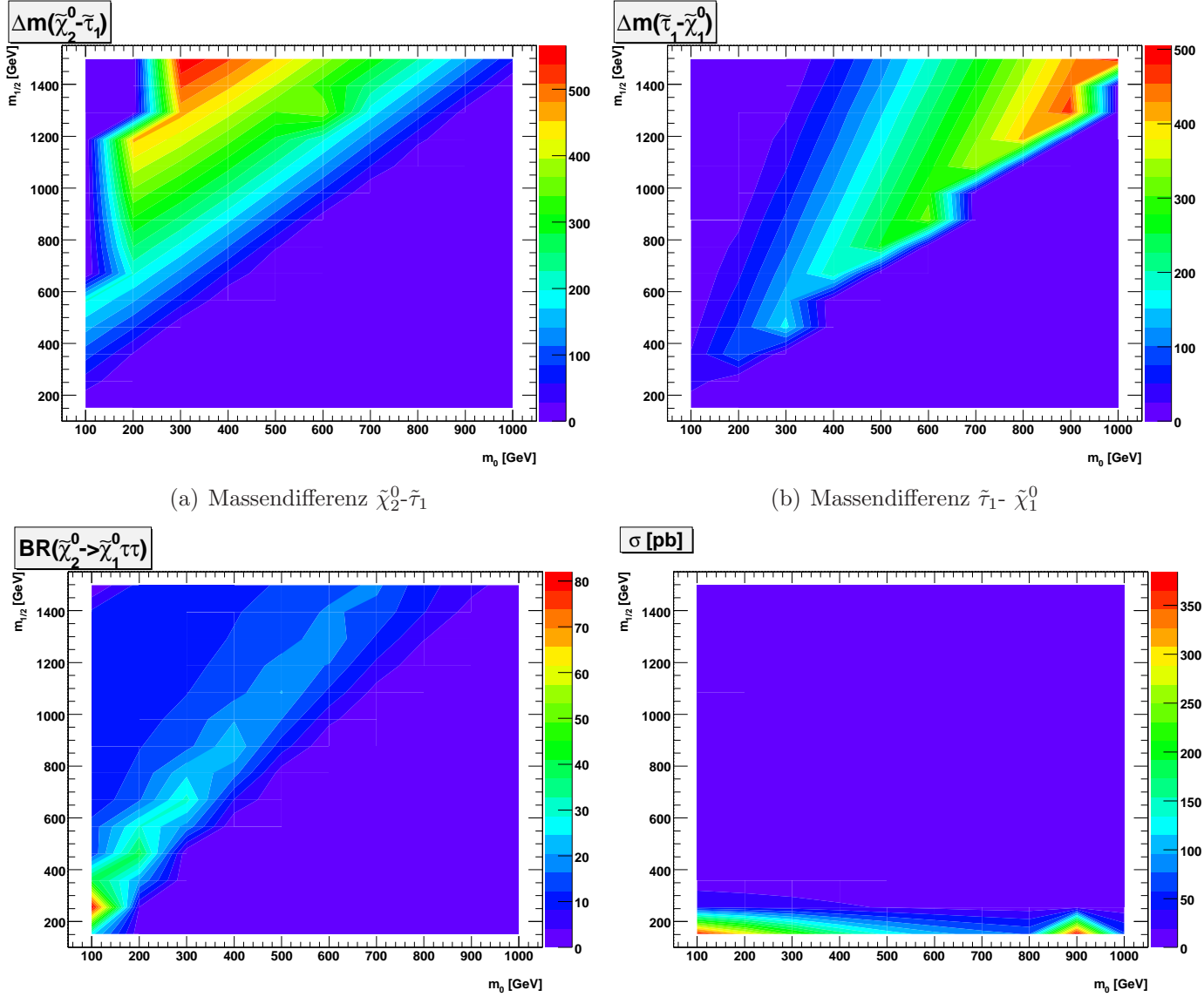
Mit steigendem m_0 wachsen die Staumassen stark an, während die Neutralinomassen weitgehend konstant bleiben und allenfalls minimal steigen, daher wird der Zerfall über das $\tilde{\tau}_1$ zunehmend wichtiger gegenüber demjenigen über das $\tilde{\tau}_2$, bis nurnoch der Dreikörperzerfall möglich ist.

Die festen Parameter des dargestellten Raumes entsprechen denen des Punktes SU1, der Punkt selbst würde sich bei ($m_0 = 70$ GeV, $m_{\frac{1}{2}} = 350$ GeV) befinden. Er liegt damit

in einem Bereich, in dem das Verzweigungsverhältnis für den interessierenden Zerfall eine starke Spitze aufweist, der Wirkungsquerschnitt aber nicht sehr hoch ist. Vergleicht man jedoch Abb. 2.3 (c) und (d), so ist dieser Bereich mit niedrigem m_0 und $m_{\frac{1}{2}}$ von den physikalisch sinnvollen der einzige, in dem das Produkt aus Verzweigungsverhältnis und Wirkungsquerschnitt nicht verschwindet.

In Abb. 2.4 sind die Wirkungsquerschnitte $\sigma(pp \rightarrow X_{SUSY} + Y_{SM})$ und die Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau)$ für die Fälle $\tan\beta=30$ und $\tan\beta=50$ bei ansonsten gleichbleibenden Parametern dargestellt. Wie erwartet gibt es mit steigendem $\tan\beta$ zunehmend Punkte, in denen das Verzweigungsverhältnis des $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfalls in Taus sehr groß ist, teilweise sogar nahe an 100 %. Gleichzeitig nimmt der unphysikalische Bereich zu, in dem das $\tilde{\tau}_1$ das LSP ist.

Da sich diese Arbeit auf die mSUGRA-Punkte SU1 und SU3 spezialisiert hat, wird im Folgenden die in diesen Punkten zu erwartende Phänomenologie näher betrachtet.



(c) Verzweungsverhältnis $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$, Summe aus den Zerfällen über $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\tau}_2$ und dem Dreikörperzerfall. (d) Wirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow X_{SUSY} + Y_{SM})$ im physikalisch erlaubten Bereich bei $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Abbildung 2.3: Verzweungsverhältnis in Prozent für den $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall in Taus, die für die Härte der Taus entscheidenden Massendifferenzen und der totale Produktionswirkungsquerschnitt. Zahlen für (a)-(c) aus der ISAJET-Ausgabedatei (siehe Kap. 4.1).

Die Massendifferenzen sind nur für den relevanten Bereich gezeigt, in dem der Zerfallskanal über das $\tilde{\tau}_1$ offen ist.

Verschiedene Punkte der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene für $A_0 = 0$ GeV, $\tan \beta = 10$, $\text{sgn} \mu = +1$. Abstand der Punkte jeweils 100 GeV.

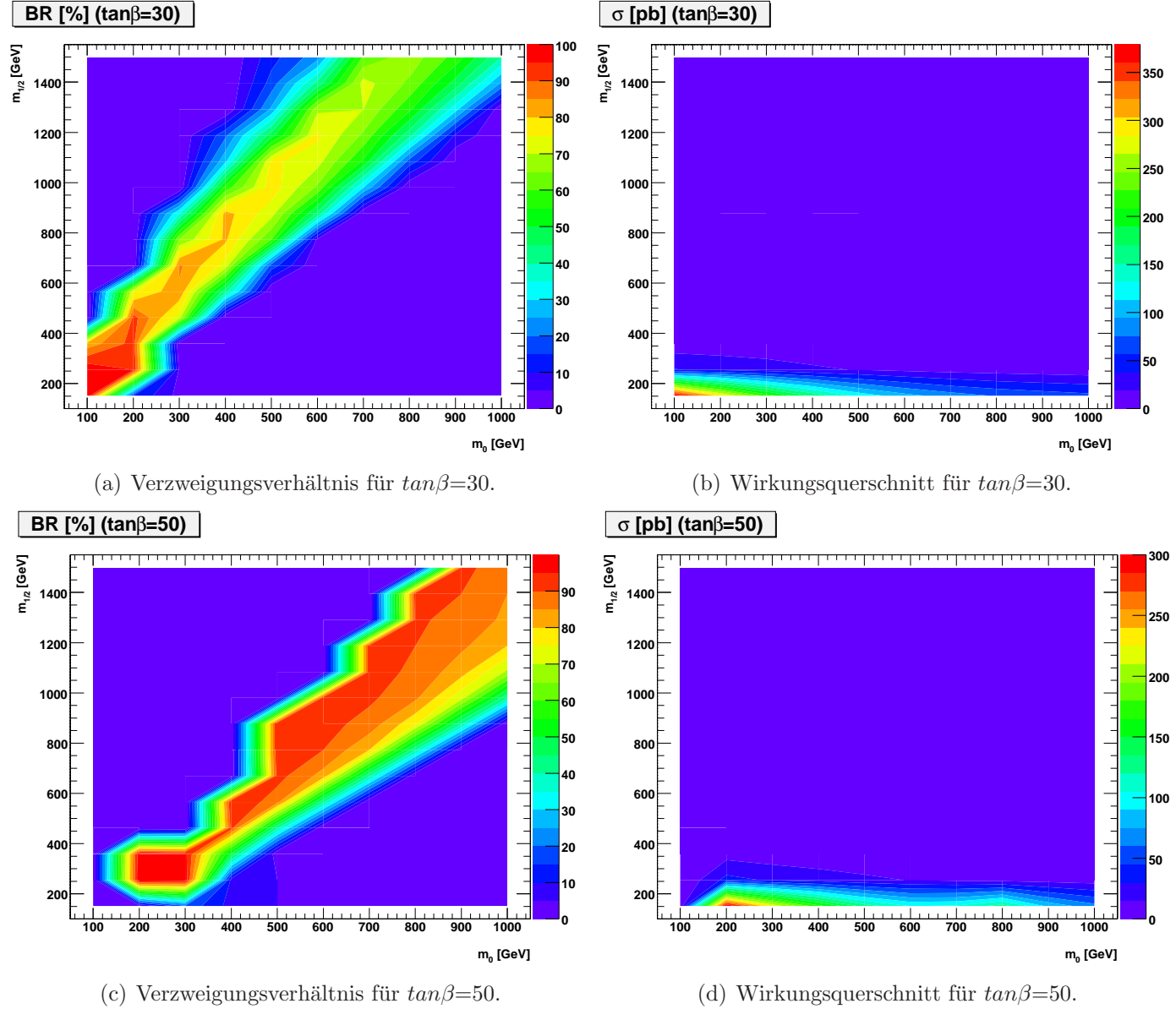


Abbildung 2.4: Verzweigungsverhältnisse und Wirkungsquerschnitte im physikalisch erlaubten Bereich für $\tan\beta=30$ (oben) und $\tan\beta=50$ (unten), jeweils für $A_0 = 0$ GeV und $\text{sgn}\mu = +1$.

2.2.3 SUSY-Phänomenologie

Allgemeines SUSY-Signal

Die Berechnung von SUSY-Produktionsraten wird dadurch erschwert, dass die kollidierenden Protonen selbst aus Quarks und Gluonen zusammengesetzte Objekte sind. Annahmen des Partonmodells und die dazugehörige Strukturfunktion des Protons (PDFs¹⁸) gehen also zusätzlich zur SUSY-Lagrangedichte des entsprechenden Modells in die Berechnungen ein. Außerdem sind die longitudinalen Komponenten der Vierervektoren der an der Wechselwirkung beteiligten Partonen des Ausgangszustandes unbekannt, so dass eine vollständige Rekonstruktion der Kinematik an Hadron-Collidern generell nicht möglich ist. Die Transversalkomponente der einfallenden Teilchen sollte jedoch in guter Näherung null betragen und stellt somit im Zusammenhang mit Energie- und Impulserhaltung eine sinnvolle Rechen- und Messgröße dar. Deshalb wird von den Teilchen häufig nur der Transversalanteil des Viererimpulses betrachtet.

Die zu erwartenden Massen und Verzweigungsverhältnisse hängen natürlich von der expliziten Theorie und den entsprechenden Parametern ab und führen im Falle von SU1 bzw. SU3 für pp-Kollisionen im Energiebereich des LHC zu folgenden Erwartungen:

Die Produktion von SUSY-Teilchen erfolgt dominant über $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{q}$ und $\tilde{q}\tilde{q}$ -Paare[18], die über lange Zerfallsketten in das LSP zerfallen und dabei zahlreiche hochenergetische Jets und Leptonen produzieren. Man kann zeigen [18], dass im betrachteten Modell die Lebensdauer aller supersymmetrischer Teilchen um viele Größenordnungen zu klein ist, als dass sie in einem heute möglichen Experiment gemessen werden könnte, mit Ausnahme des stabilen LSPs. Deshalb und aufgrund der Nichtnachweisbarkeit des LSPs kann in allen R-paritätserhaltenden SUSY-Theorien mehr fehlende Transversalenergie erwartet werden, als durch die Neutrinos alleine¹⁹ zu erklären wäre. Dadurch ergibt sich ein typisches SUSY-Signal aus zahlreichen Jets und Leptonen plus fehlender Transversalenergie, das den Ausgangspunkt inklusiver Nachweisversuche darstellt.

Besonderheiten der Punkte SU1 und SU3

Für SU1 und SU3 ist das LSP jeweils das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, mit einer Masse von 137 GeV (SU1) bzw. 118 GeV (SU3). In beiden Punkten sind Selektren- und Smyonmassen nahezu entartet, während die Staumassen kleiner sind und das $\tilde{\tau}_1$ somit zum leichtesten Slepton wird. Die Verzweigungsverhältnisse der Neutralino-Zerfälle in Slep-tonen ist dementsprechend für Staus durchweg am größten, wobei auch die $\tilde{\tau}$ -Mischung in Verbindung mit der Wino-Artigkeit des $\tilde{\chi}_2^0$ eine Rolle spielt, was insgesamt zu vermehrtem Auftreten von Taus im Endzustand führt. Für Zerfälle des Typs $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} \rightarrow l^+l^- \tilde{\chi}_1^0$, mit

¹⁸Parton distribution functions.

¹⁹Vorerst wird von einem idealen Detektor ausgegangen.

Parameter	SU1	SU3
m_0	70 GeV	100 GeV
$m_{\frac{1}{2}}$	350 GeV	300 GeV
A_0	0 GeV	-300 GeV
$\tan \beta$	10	6
$\text{sgn}\mu$	+	+

Tabelle 2.5: $mSUGRA$ -Parameter für SU1 und SU3

Masse	SU1	SU3
\tilde{g}	832.3 GeV	717.5 GeV
\tilde{q}	(573-765) GeV	(424-650) GeV
$\tilde{\chi}_2^0$	263.6 GeV	218.6 GeV
$\tilde{\chi}_1^0$	137.0 GeV	117.9 GeV
$\tilde{\tau}_2$	257.0 GeV	232.2 GeV
$\tilde{\tau}_1$	146.5 GeV	150.0 GeV
$\tilde{\mu}_2$	255.1 GeV	230.5 GeV
$\tilde{\mu}_1$	154.1 GeV	155.5 GeV
\tilde{e}_2	255.1 GeV	230.5 GeV
\tilde{e}_1	154.1 GeV	155.5 GeV

Tabelle 2.6: Einige SUSY-Massen in SU1 und SU3 (aus der *ISAWIG*-Ausgabedatei; zur Simulation siehe Kapitel 4.1).

$\ell = e, \mu, \tau$, ist das Verzweigungsverhältnis für Zerfälle in Taus insgesamt um einen Faktor 4 (SU1) bzw. 10 (SU3) höher als für Zerfälle in Myonen oder Elektronen. Für sehr große $\tan \beta$ könnte es sogar der einzige offene Kanal für einen derartigen $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall sein [26].

In SU3 kann das $\tilde{\chi}_2^0$ außerdem aus kinematischen Gründen nur über das $\tilde{\tau}_1$ zerfallen, nicht über das $\tilde{\tau}_2$, während in SU1 dieser Zerfall zwar möglich, gegenüber demjenigen über das leichtere Stau mit einem um einen Faktor zehn kleineren Verzweigungsverhältnis jedoch vernachlässigbar ist.

Eine Übersicht über die für diese Analyse interessanten Massen und Verzweigungsverhältnisse der betrachteten Punkte ist in den Tabelle 2.6 und 2.7 gegeben.

Massenbestimmung: die Endpunktmethode

Für über den bloßen Nachweis von Supersymmetrie hinausgehende Studien ist es interessant, die Massen der SUSY-Teilchen zu messen, um die SUSY-Modelle einzuschränken

	BR [%]	
	SU1	SU3
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$	19	76
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_2 \tau \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$	2	-
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\mu} \mu \rightarrow \mu \mu \tilde{\chi}_1^0$	4	9
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{e} e \rightarrow e e \tilde{\chi}_1^0$	4	9

Tabelle 2.7: Einige Verzweigungsverhältnisse in SU1 und SU3, aus der ISAWIG-Ausgabe-datei.

und, in Kombination mit der Messung von Verzweigungsverhältnissen, die Parameter zu bestimmen. Dazu wird ein spezieller Zerfallskanal betrachtet:

$$\tilde{q} \rightarrow q \tilde{\chi}_2^0 (\rightarrow l^\pm (l^\mp \rightarrow l^\mp \tilde{\chi}_1^0)) , \quad (2.20)$$

wobei das l hier wieder allgemein für Leptonen steht. Diese Zerfallskette hat den Vorteil, dass sie über einen weiten Bereich des mSUGRA-Parameterraumes relevant ist. Chargino-Zerfälle sind weniger geeignet, da sie im leptonischen Zerfallskanal Neutrinos enthalten, was die Nachweismöglichkeiten zusätzlich einschränkt, und keine korrelierten, detektierbaren Leptonen bilden.

Da das LSPs nicht detektiert wird, können die Massen nicht direkt in Form von Resonanzen gemessen werden. Die Idee der Endpunktmethode ist nun, aus den beobachtbaren Zerfallsprodukten verschiedener Teilketten die jeweiligen invarianten Massenverteilungen abzuleiten und deren kinematische Endpunkte zu bestimmen, die von den Massen aller beteiligten Teilchen abhängen. Gelingt es, so viele Endpunkte zu bestimmen, wie insgesamt unbekannte Massen vorhanden sind, können daraus die einzelnen SUSY-Massen abgeleitet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird nur die Teilkette

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l} l \rightarrow l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0 \quad (2.21)$$

betrachtet. Dabei wird sich auf den Zerfall in Taus spezialisiert, welcher aufgrund der in Kapitel 3.3 erläuterten τ -spezifischen Nachweisschwierigkeiten bisher wenig studiert wurde, obwohl er, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, einen äußerst wichtigen Kanal darstellt.

Die Verteilung der invariante Masse $m_{\tau\tau}$ der beiden Leptonen im Endzustand weist wie bereits erwähnt keine Resonanz bei der $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse auf, besitzt aber einen Maximalwert, der von den Massen des $\tilde{\chi}_2^0$, des $\tilde{\tau}$ und des $\tilde{\chi}_1^0$ abhängt:

$$m_{\tau\tau}^{max} = \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2)(m_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\tau}}^2}} \quad (2.22)$$

Dieser Zusammenhang kann folgendermaßen abgeleitet werden:

Im Ruhesystem des $\tilde{\chi}_2^0$ gilt aufgrund von Energie- und Impulserhaltung $m_{\tilde{\chi}_2^0} = E_{\tilde{\tau}} + E_{\tau}$ und $\vec{p}_{\tilde{\tau}} = -\vec{p}_{\tau}$. Im Vergleich zu den SUSY-Massen kann die Masse des Taus vernachlässigt werden, so dass man weiter umformen kann:

$$\begin{aligned}
 p_{\tilde{\tau}}^2 &= E_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 = (m_{\tilde{\chi}_2^0} - E_{\tau})^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 = (m_{\tilde{\chi}_2^0} - |\vec{p}_{\tau}|)^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 \\
 \Leftrightarrow 2m_{\tilde{\chi}_2^0} |\vec{p}_{\tau}| &= m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2 \\
 \Leftrightarrow |\vec{p}_{\tau}| &= \frac{m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2}{2m_{\tilde{\chi}_2^0}}, \tag{2.23}
 \end{aligned}$$

und analog für das τ aus dem $\tilde{\tau}$ -Zerfall:

$$|\vec{p}_{\tau}| = \frac{m_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2m_{\tilde{\tau}}} \tag{2.24}$$

Für die invariante Masse der Taus gilt dann, mit den üblichen Bezeichnungen τ_N (“near”) für das τ direkt aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ und τ_F (“far”) für das aus dem $\tilde{\tau}$ -Zerfall:

$$m_{\tau\tau}^2 = (E_{\tau,N} + E_{\tau,F})^2 - (\vec{p}_{\tau,N} + \vec{p}_{\tau,F})^2 = 2|\vec{p}_{\tau,N}||\vec{p}_{\tau,F}| - 2\vec{p}_{\tau,N}\vec{p}_{\tau,F} = 2|\vec{p}_{\tau,N}||\vec{p}_{\tau,F}|(1 - \cos\theta)$$

Einsetzen von (2.23) und (2.24) liefert die Massenverteilung, mit einem Maximum bei $\cos\theta = -1$, und es folgt (2.22).

Da Taus zerfallen und dabei mindestens ein nicht messbares Neutrino produzieren, wird die für Myonen und Elektronen scharfe Kante am Maximum der Massenverteilung aufgeweicht, der Endpunkt bleibt aber bestehen. Näheres zur Problematik der Taus wird in 3.3 und 4 dargestellt, da hierzu zuerst die Eigenschaften des Detektors betrachtet werden müssen.

3 Der ATLAS-Detektor am LHC

Der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN¹ in Genf ist weltweit der größte Teilchenbeschleuniger und wird voraussichtlich noch in diesem Jahr (Ende 2007) in Betrieb genommen. Er ermöglicht Experimente mit kollidierenden Protonen oder Ionen bei höherer Energie und mit höherer Luminosität als jeder andere bisher gebaute Beschleuniger. Es werden vier Experimente an vier verschiedenen Wechselwirkungspunkten gebaut: ATLAS² und CMS³ sind multifunktionale Detektoren, die darauf ausgerichtet sind, ein breites Spektrum an neuer Physik entdecken zu können. LHCb ist darauf spezialisiert, die Eigenschaften von b-Quarks und CP-verletzende Zerfälle zu untersuchen, und ALICE⁴ erforscht die Eigenschaften des bei der Kollision von schweren Ionen entstehenden Quark-Gluon-Plasmas.

Im Nachfolgenden wird kurz der Beschleunigerring LHC vorgestellt⁵, um dann im Rest dieses Kapitels auf den ATLAS-Detektor einzugehen, der vorliegender Analyse zugrunde liegt.

3.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC wird in den bereits vorhandenen LEP⁶-Tunnel eingebaut, der einen Umfang von 27 km hat und zwischen 50 m und 175 m unter der Erdoberfläche verläuft. Um unerwünschte Kollisionen mit Gasparkeln zu verhindern, muss insgesamt in einem Volumen von 6500 m³ ein Vakuum erzeugt werden. In diesem laufen zwei Protonenstrahlen in entgegengesetzter Richtung, die durch insgesamt 9300 Magnete auf ihrer Bahn gehalten werden, darunter ca. 1200 Dipole von jeweils 14 m Länge und 35 Tonnen Gewicht, bestehend aus supraleitenden Spulen, die mit super-fluidem Helium gekühlt werden⁷.

¹ *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

² *A Toroidal LHC Apparatus*

³ *Compact Muon Spectrometer*

⁴ *A Large Ion Collider Experiment*

⁵ Alle technischen Angaben in diesem Teil beziehen sich auf [24].

⁶ *Large Electron-Positron Collider*

⁷ Helium wird ab einer Temperatur von 4.2 K flüssig, kühlt man aber weiter bis unter 2.2 K findet ein Phasentübergang zur sogenannten Superfluidität statt, wobei die thermische Leitfähigkeit erhöht wird. Dadurch ist superfluides Helium trotz des relativ geringen Temperaturunterschiedes zur Kühlung geeigneter als flüssiges Helium.

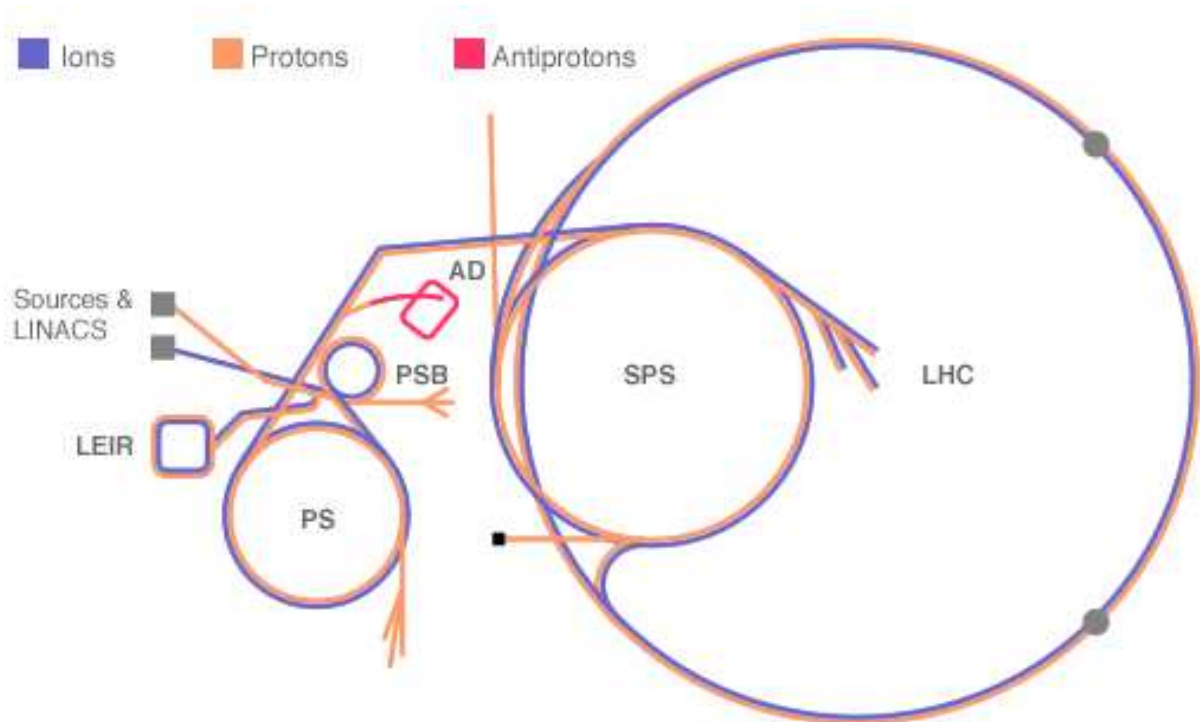


Abbildung 3.1: Die Vorbeschleunigerkette des LHC: LINAC2, Proton Synchrotron Booster (PSB), Proton Synchrotron (PS), Super Proton Synchrotron (SPS), LHC

Bevor die Protonen in den LHC-Ring injiziert werden, durchlaufen sie die in Abbildung 3.1⁸ skizzierte Kette von Vorbeschleunigern: Zuerst werden die Protonen im Linearbeschleuniger LINAC2 durch Ionisation von Wasserstoffgas extrahiert und auf 50 MeV beschleunigt. Dann werden sie in den Proton Synchrotron Booster (PSB) injiziert, den sie mit 1.4 GeV wieder verlassen, um dann in das Proton Synchrotron (PS) einzutreten, wo sie zu Paketen von ca 10^{11} Protonen pro Paket gepackt und auf eine Energie von 26 GeV beschleunigt werden. Das nachfolgende Super Proton Synchrotron (SPS) verlassen sie schließlich mit 450 GeV, um dann im LHC innerhalb von 20 min auf ihre Endenergie von 7 TeV gebracht zu werden.

Die Schwerpunktsenergie der Protonkollision im LHC übersteigt mit 14 TeV also das bisherige, am Tevatron (Fermilab) realisierte Maximum von 2 TeV um fast eine Größenordnung und ist damit in jenem Energiebereich, in dem neue Physik erwartet wird. Die einzelnen Pakete haben eine longitudinale Ausdehnung von 7.5 cm und einen Abstand von 7.5 m, was einem Zeitintervall von 25 ns zwischen den einzelnen Kollisionen entspricht. Die hohe Ereignisfrequenz (40 MHz) führt zu entsprechenden Anforderungen an die Detektor-

⁸Alle Abbildungen in diesem Kapitel stammen von den offiziellen CERN-Internetseiten, soweit nicht anders angegeben.

antwort (“Response”) der LHC-Detektoren, ist aber nötig für eine Ereignisrate, die eine Entdeckung neuer Physik mit Wirkungsquerschnitten im Bereich von Femto- bis Picobarn⁹ ermöglicht.

Die an einem Beschleunigerring zu erwartende Ereignisrate wird durch die Luminosität charakterisiert:

$$L = \frac{N_P^2 N_B c}{A_{eff} U},$$

wobei N_P die Anzahl der Protonen in einem Paket ist und N_B die Anzahl dieser Pakete, c ist die Lichtgeschwindigkeit, A_{eff} ¹⁰ die effektive Querschnittsfläche der Pakete und U der Umfang des Beschleunigerrings; der LHC kann eine Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreichen.

Häufig werden zeitlich integrierte Luminositäten $\int L dt$ verwendet und Analysen damit auf bestimmte Laufzeiten des Beschleunigers normiert. So sind beim LHC 10fb^{-1} bzw. 100fb^{-1} üblich, was einer Laufzeit von einem Jahr bei niedriger bzw. hoher Luminosität entspricht. Es ist geplant, die ersten drei Jahre mit einer niedrigeren Luminosität von $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ zu laufen.

Da die tatsächlich wechselwirkenden Partonen nur einen Teil des Protonimpulses tragen, wird der Großteil der Kollisionen niederenergetisch (“soft”) sein und keine neuen physikalischen Prozesse beinhalten. Das Problem, dass stets eine große Anzahl dieser Ereignisse die interessanten Vorgänge begleitet und deren Nachweis damit erschwert, wird als “pile-up” bezeichnet und stellt eine zusätzliche Herausforderung für die Konstruktion der Detektoren am LHC dar:

- Um die zahlreich produzierten Teilchen von den am zu untersuchenden Prozess, beispielsweise einem SUSY-Ereignis, beteiligten zu trennen und die Spuren und Energien korrekt zuzuordnen, ist eine sehr hohe Granularität erforderlich.
- Durch den Pile-Up in Kombination mit den hochenergetischen Ereignissen entsteht insgesamt eine sehr hohe Strahlenbelastung. Insbesondere im inneren Teil des Detektors ist deshalb besonders widerstandsfähiges Material notwendig, sowohl für das eigentliche Detektormaterial als auch für die Ausleselektronik, die Kühlsysteme etc.
- Die oben erwähnte Geschwindigkeit der Detektorantwort erhält im Hinblick auf “Pile-up” eine noch größere Bedeutung.

⁹Zur Einheit Barn: $1\text{b}=10^{-28}\text{m}^2$.

¹⁰ $A_{eff} = 4\pi\sigma_x\sigma_y$ mit der jeweiligen Strahlbreite $\sigma_{x,y}$ in x- bzw. y-Richtung.

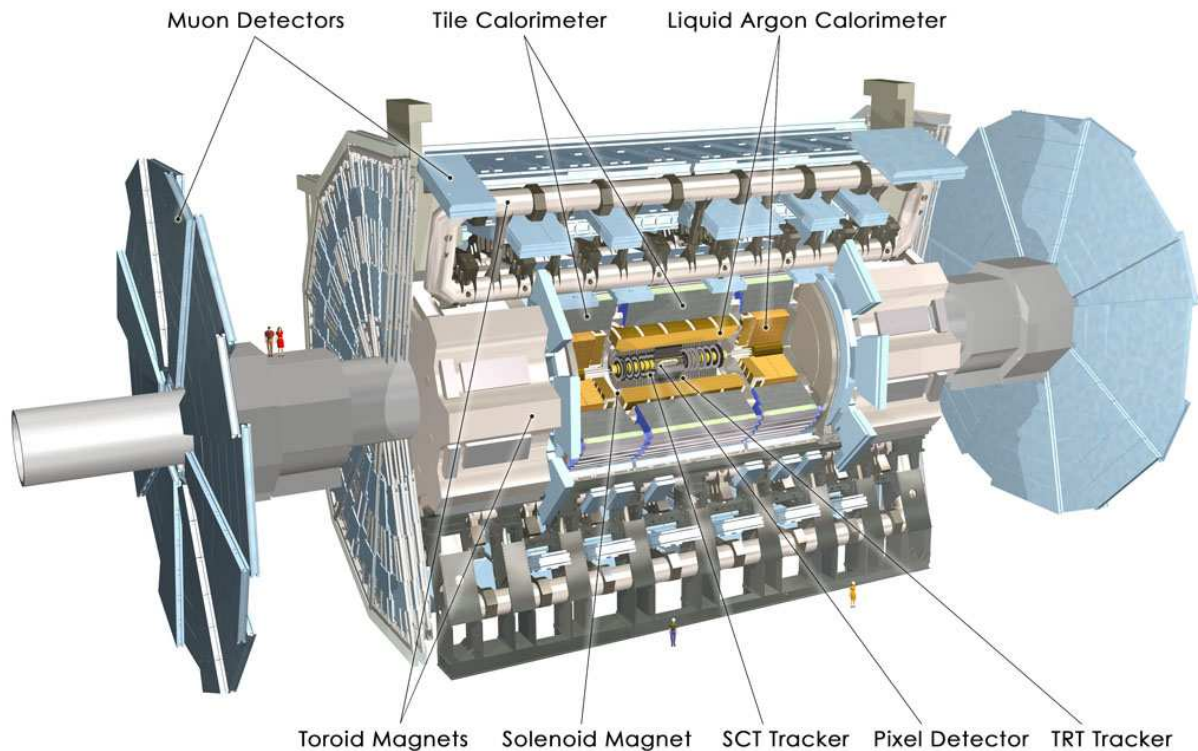


Abbildung 3.2: Die Schalenstruktur des ATLAS-Detektors, schematische Übersicht.

3.2 Der ATLAS Detektor

ATLAS ist ein Multifunktionsdetektor, der neben der Suche nach neuer Physik wie der Supersymmetrie und dem Nachweis von Higgs-Bosonen unter anderem Präzisionsmessungen von Standardmodell-Parametern wie der Top- und der W-Masse ermöglichen soll. Dazu sind eine präzise Messung von Teilchenenergien und -impulsen, fehlender Energie sowie eine zuverlässige Teilchenidentifikation essentiell. Um dies zu erreichen, wurde der 46 m lange, 22 m hohe zylinderförmige Detektor in mehreren, spezialisierten Schichten konzipiert: um die Stahlachse befinden sich Spurdetektoren, die von einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem hadronischen Kalorimeter umgeben sind, die äußerste Schicht ist ein Myonspektrometer. Dieser Aufbau ist in Abb. 4.2 skizziert. Die einzelnen Subdetektoren bestehen jeweils aus einem Zentralbereich aus konzentrischen Zylinderschichten um die Strahlachse herum und einigen als Endkappen bezeichneten, meist scheibenförmigen Abschlüssen an beiden Enden der Zylinder, die jeweils versetzt geschichtet sind, um möglichst den gesamten Bereich um den Wechselwirkungspunkt herum lückenlos abzudecken.

Da ein ausreichendes Verständnis des Detektors die Voraussetzung für jede Simulation und Analyse ist, soll die Funktionsweise der einzelnen Subdetektoren im Folgenden nach

einer kurzen Definition des Koordinatensystems genauer beschrieben werden¹¹.

Koordinaten im ATLAS-Detektor

Der Detektor ist zylinderförmig um die Strahlachse mit dem Wechselwirkungspunkt als Mittelpunkt gebaut. Die y-Achse wird nach oben definiert, die x-Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zur Mitte des LHC-Ringes in positive Richtung und die Strahlachse legt in natürlicher Weise die z-Achse fest, deren Richtung so gewählt wird, dass sich insgesamt ein Rechtssystem ergibt. Der Azimutalwinkel ϕ verläuft um die Strahlachse und wird definiert über $\tan \phi \equiv \frac{y}{x}$, der Polarwinkel θ wird zur z-Achse gemessen. Gebräuchlicher als θ ist die Pseudorapidity $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$. Der Abstand zweier Objekte wird üblicherweise in der η - ϕ -Ebene durch $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ angegeben, von Impulsen und Energien der Transversalanteile $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, da nur von diesem der Anfangszustand der Ereignisse bekannt ist (vgl. Abschnitt 2.2.3).

Außerdem wird der sogenannte transversale Stoßparameter d_0 definiert als der kleinste transversale Abstand zur Strahlachse, analog der longitudinale Stoßparameter z_0 als die z-Koordinate des kleinsten Abstandes zur Strahlachse in der r - z -Ebene ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$), in der außerdem $\cot \theta \equiv \frac{p_z}{p_T}$ als Parameter definiert ist. Die drei Letztgenannten sollen hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt werden, sie finden in vorliegender Analyse jedoch keine Verwendung.

3.2.1 Der innere Detektor

Der innerste, konzentrisch um die Strahlachse gebaute Spurdetektor besteht seinerseits aus drei Subdetektoren, die unter dem Begriff "Inner Detector" (ID) zusammengefasst werden. Er ist 7 m lang, besitzt einen Radius von 1.15 m und wird von einem Solenoidmagneten umschlossen, der den gesamten inneren Detektor mit einem Magnetfeld von 2 T parallel zur Strahlachse durchsetzt. Aus den dadurch in die x-y-Ebene gekrümmten Spuren geladener Teilchen lässt sich so zusätzlich zur Spur- und Vertexmessung der Impuls und das Vorzeichen der Ladung bestimmen, so dass in Kombination mit der Energiemessung in den Kalorimetern eine Teilchenidentifikation möglich ist.

Trotz des zur Spurrekonstruktion nötigen Bedarfs an vielen Einzelmesspunkten können nicht zu viele Schichten verwendet werden, da mehr Material im inneren Bereich zu zusätzlichen Streuungen führt, was durch Energieverlust und Ablenkung der Energie- und Winkelauflösung der Kalorimeter entgegen wirkt. Die Kosten sind ein weiterer limitierender Faktor. Das Material muss einer hohen Strahlungsbelastung über einen langen Zeitraum ohne Funktionalitätseinbußen standhalten können.

¹¹Hauptsächlich basierend auf [25, 29]

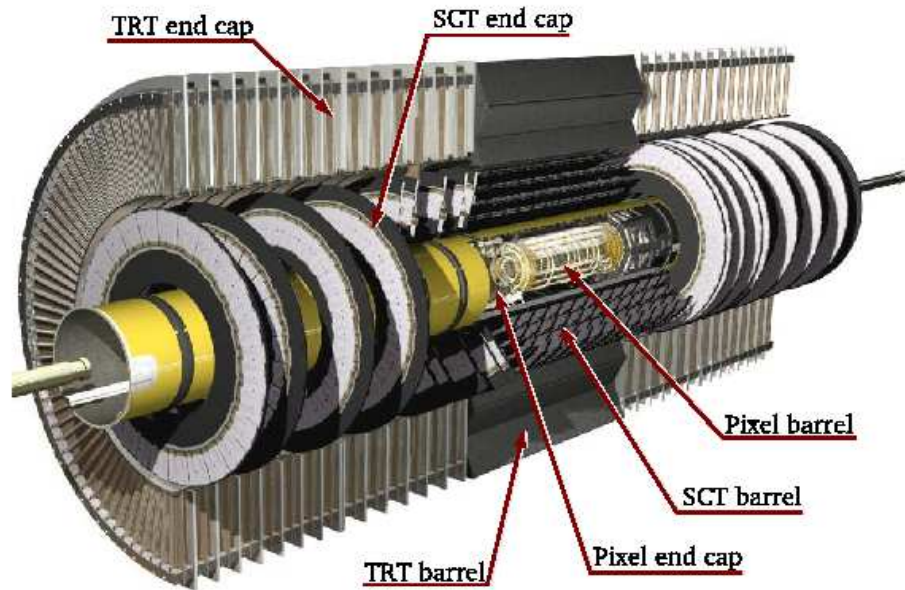


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des inneren Detektors.

Die beiden innersten Detektorschichten sind aus Silizium-Halbleiterdetektoren aufgebaut, das grundlegende Nachweisprinzip ist also das Bilden von Elektron-Loch-Paaren in p-n-dotierten Halbleitern durch die passierenden geladenen Teilchen. Die dritte und äußerste Komponente des ID ist ein Driftkammersystem. Insgesamt wird ein Bereich von $|\eta| \leq 2.5$ abgedeckt, in dem Spuren, Vertizes und Stoßparameter sehr genau vermessen werden können. Dies ist von entscheidender Bedeutung für den Nachweis, die Identifizierung und die Bestimmung der Lebensdauer kurzlebiger Teilchen; so basiert beispielsweise eine der gängigen Rekonstruktionen für hadronisch zerfallene Taus

$$\begin{aligned}\tau^\pm &\rightarrow \pi^\pm \nu_\tau + n\pi^0 \\ \tau^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \nu_\tau + n\pi^0\end{aligned}$$

auf der Zuordnung von einer bzw. drei Spuren der geladenen Pionen zu einem passenden Kalorimeter-Jet.

Der Aufbau des inneren Detektors ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt.

Silicon Pixel Detector Der innerste Teil des ID ist für Präzisionsmessungen konstruiert, um die große Spurdichte und eventuelle Sekundärvertizes direkt um den Wechselwirkungspunkt auflösen zu können. Dafür muss der Silizium-Pixel-Detektor eine sehr hohe Granularität aufweisen. Der Pixel-Detektor beginnt ca. 5 cm von der Strahlachse entfernt und besteht aus drei Zylinderschichten und jeweils drei scheibenförmigen

Endkappen auf beiden Seiten. Jedes geladene Teilchen löst darin im Durchschnitt drei Messpunkte mit einer Ortsauflösung von $r\phi \times z = 12 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$ aus.

Semiconductor Tracker (SCT) Da ein Pixel-Detektor über einen größeren Bereich zu teuer wäre, wird zu einem Silizium-Streifendetektor übergegangen, der bis zu einem Radius von ca. 56 cm reicht. Der physikalische Nachweisprozess ist derselbe wie beim Pixel-Detektor, lediglich die Konstruktion ist an die durch den größeren abzudeckenden Bereich gegebenen Bedingungen angepasst: Der SCT besteht aus Siliziumstreifen von $80 \mu\text{m}$ Breite und 12 cm Länge, die in der Barrel-Region in vier Doppelschichten parallel zur Strahlachse und in neun Endkappen in jeweils drei Ringen radial angebracht sind. Die Schichten in der Barrel-Region werden auf Kohlenstoff-Fasern montiert, die das Kühlsystem beinhalten. Um durch den Übergang von Pixeln zu Streifen die Information in der zweiten Koordinate nicht vollständig zu verlieren, werden auf den einzelnen Modulen jeweils zwei aktive Schichten entgegengesetzt und um einen kleinen Winkel verschoben angebracht.

Die Ortsauflösung beträgt $r\phi \times z = 17 \mu\text{m} \times 580 \mu\text{m}$.

Transition Radiation Tracker (TRT) Der TRT nimmt innerhalb des ID das größte Volumen ein und erstreckt sich in einem radialen Bereich zwischen 56 cm und 103 cm. Das Driftkammernsystem besteht aus gasgefüllten (70 % Xe, 27 % CO₂, 3 % O₂) Röhren von 4 mm Durchmesser und 37 cm bis 144 cm Länge, die einen goldverkleideten Wolfram-Draht als Anode enthalten und aluminiumverkleidete Wände als Kathode mit einer Potentialdifferenz von 1.5 kV. Der Abstand der Spur vom Draht wird durch die vorher in einem Teststrahl vermessene Driftgeschwindigkeit berechnet, die Richtung (rechts bzw. links von Draht) kann nur durch die Kombination mehrerer Messpunkte bestimmt werden. Zwischen den Röhren befindet sich Polypropylen, so dass hochrelativistische geladene Teilchen durch den Unterschied in den Dielektrizitätskonstanten Übergangsstrahlung (Röntgenstrahlen) produzieren. Um relativistische Teilchen wie Elektronen von nicht relativistischen wie Pionen zu unterscheiden, welche keine Röntgenstrahlen produzieren, sondern das Gas direkt ionisieren, besitzt die Ausleseelektronik zwei verschiedene Schwellenwerte und trägt so zur Teilchenidentifikation bei.

Wie die Streifen des SCTs sind die TRT-Röhren radial in den Endkappen und zylindrisch parallel zur Strahlachse angeordnet. Eine vollständig im Bereich $|\eta| < 2.5$ verlaufende Spur wird durch 36 Einzelmessungen detektiert, so dass die vergleichsweise geringe Auflösung von $170 \mu\text{m}$ senkrecht zum Draht durch die große Zahl der Messpunkte kompensiert werden kann.

Insgesamt messen die beiden inneren Siliziumdetektoren in einem Bereich bis zu ca. 50 cm radial von der Strahlachse entfernt 10 Messpunkte mit einer Auflösung von jeweils 10-

20 μm , zwischen ca. 50 cm und 100 cm misst der TRT 36 Punkte mit einer Auflösung von etwa 150 μm . Die η -Abdeckung beträgt ± 2.5 , die Impulsauflösung liegt für $|\eta| < 2$ relativ konstant bei $\sigma(\frac{1}{p_T}) = 0.4\text{TeV}^{-1}$ und sinkt danach linear mit steigendem $|\eta|$ ab (d.h. σ wächst) ([28]).

3.2.2 Das Kalorimetersystem

Der Energienachweis in den Kalorimetern erfolgt dadurch, dass die Teilchen in Absorbermaterialien Schauer ausbilden, bis sie vollständig gestoppt sind. Die Schauer werden durch aktive Materialien nachgewiesen, die beim ATLAS-Detektor aus flüssigem Argon oder Plastiksintillatoren bestehen. Im Falle hochenergetischer Elektronen und Photonen geschieht die Schauerbildung durch Bremsstrahlung und Paarbildung im elektrischen Feld der Atomkerne, im Falle hadronischer Teilchen durch die starke Wechselwirkung der Hadronen mit den Kernen. Im Allgemeinen sind hadronische Schauer sehr viel breiter als elektromagnetische und haben eine um eine Größenordnung größere longitudinale Ausdehnung.

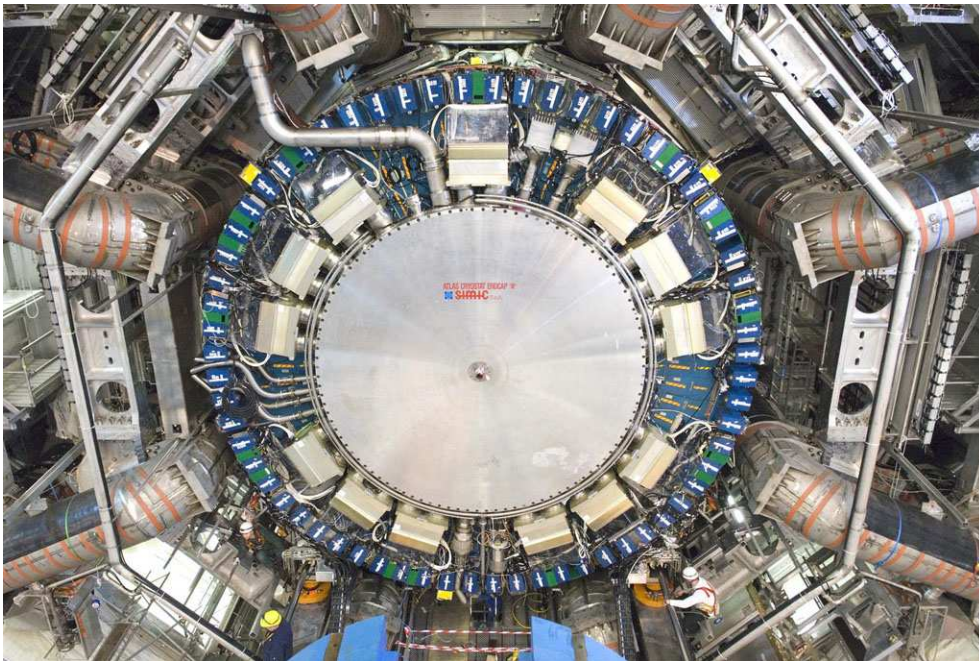
Neben der Energiemessung sollen Form und Breite der Energiedeposition zur Identifikation der Teilchen beitragen können; so zeichnen sich hadronisch zerfallende Taus beispielsweise durch die Schmalheit des entstehenden Jets aus und können dadurch von QCD-Jets unterschieden werden. Die Voraussetzung für eine Messung solcher Separationsmerkmale ist eine große Granularität des Kalorimetersystems.

Fehlende Transversalenergie ist aufgrund des entkommenden LSPs ein Hauptmerkmal R-paritatserhaltender SUSY-Modelle und bietet das wohl beste Hilfsmittel zur Unterscheidung von Standardmodell-Ereignissen. Um sie möglichst exakt bestimmen zu können, ist idealerweise ein hermetisches geschlossenes Kalorimetersystem nötig.

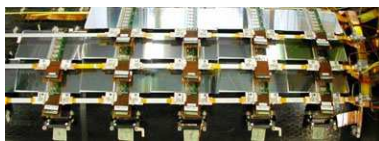
Das Kalorimetersystem besteht aus einem elektromagnetischem Kalorimeter, das die Region $|\eta| < 3.2$ abdeckt, und einem dreiteiligen hadronischen Kalorimeter, dessen Komponenten Energie in den Bereichen $|\eta| < 1.7$, $1.5 < |\eta| < 3.2$ und $3.1 < |\eta| < 4.9$ messen. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.5 zu finden.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) besteht aus Schichten von 1.5 mm bis 2.2 mm dickem Blei als Absorbermaterial und ca. 4 mm dicken Bereichen mit flüssigem Argon als aktives Nachweismaterial (LAr) und ist in einen Zentralbereich ($|\eta| < 1.5$) und zwei Endkappen ($1.5 < |\eta| < 3.2$, in Abb. 3.5 als EMEC bezeichnet) aufgeteilt. Die einzelnen Schichten sind in einer sogenannten Akkordeonstruktur aufgebaut wie in Abb. 3.4 (c) gezeigt, die sich als besonders strahlungsresistent erwiesen hat und eine symmetrische ϕ -Abdeckung gewährleistet. Die Argon-Bereiche befinden sich in einem elektrischen Feld, das die Auslese der durch die ionisierenden Schauerpartikel entstehenden Elektro-



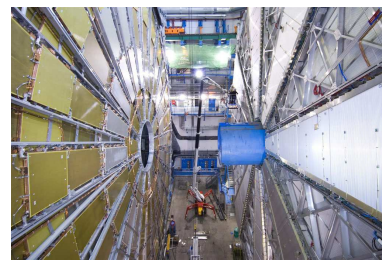
(a) Montage des Endkappenkalorimeters, Feb. 2007



(b) Siliziumstreifen des SCT



(c) Akkordeonstruktur des LAr



(d) Montage der Myon-Endkappen (MDTs), Feb. 2007

Abbildung 3.4: Realisierung des ATLAS-Detektors

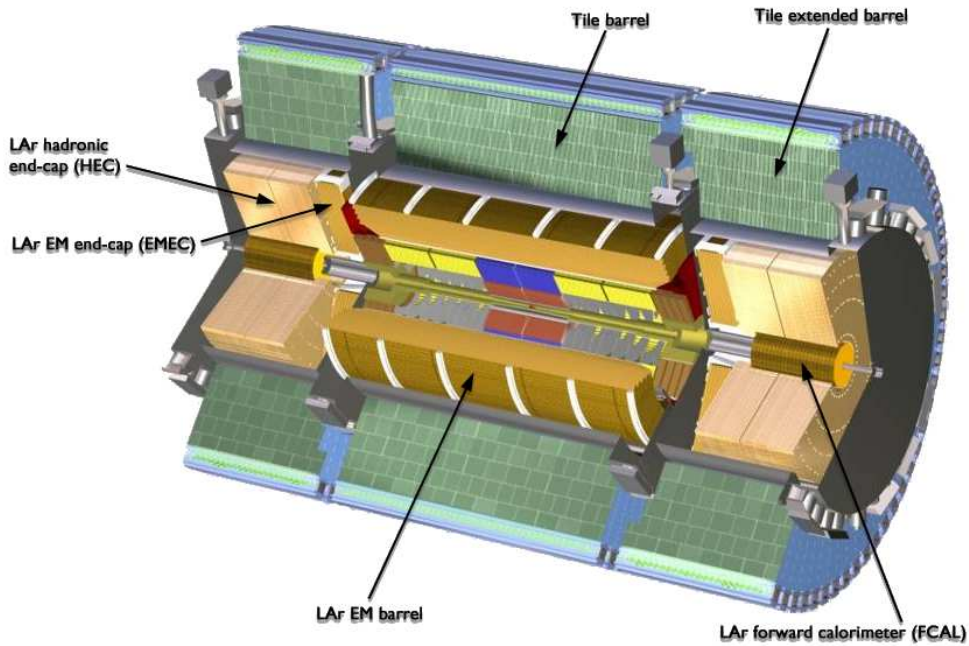


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Kalorimetersystems.

nen ermöglicht. Durch Segmentierung des Kalorimetermaterials in Schichten kann eine Richtungsmessung erfolgen und so der Ursprung des schauererzeugenden Teilchens dem entsprechenden Vertex zugeordnet werden. In der Zentralregion weist das elektromagnetische Kalorimeter drei Schichten mit einer mittleren Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ auf. Die innerste Schicht fungiert mit einer höheren Granularität als sogenannter “preshower detector”, der durch das unterschiedliche transversale Schauerprofil eine Unterscheidung von π^0 und γ ermöglicht. Elektronen werden durch die Kombination von Schauerprofil und Spur identifiziert.

Dem ECAL ist ein sogenannter “Pre-Sampler” vorgeschaltet, mit dessen Hilfe der Energieverlust durch ID, Solenoidmagnet und Kühlsystem korrigiert werden kann.

Das hadronische Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) ist konstruiert, um Energie und Richtung von Jets zu vermessen, in Kombination mit dem ECAL und dem Myondetektor die fehlenden Transversalenergie zu bestimmen und potentielle Ausläufe aus dem elektromagnetischen Kalorimeter aufzunehmen. Es ist in drei Subkalorimeter unterteilt: das hadronische Plattenkalorimeter ($|\eta| < 1.7$), das Endkappenkalorimeter ($1.5 < |\eta| < 3.2$) und das Vorwärtskalorimeter ($3.2 < |\eta| < 4.9$).

Um hochenergetische Hadronen vollständig stoppen zu können, umfasst das HCAL ins-

gesamt einen Bereich, der 11 hadronischen Wechselwirkungslängen entspricht.

Hadronic Tile Calorimeter Dieser Teil des HCAL besteht aus Schichten von 4-5 mm dicken Eisenplatten als Absorber und 3 mm dicken Plastiksintillatorplatten als aktives Material. Die Eisenschichten bringen einfallende Hadronen zum Schauern, so dass die Schauerteilchen im nachfolgenden Szintillatormaterial Licht erzeugen, das durch Photomultiplier verstärkt und in elektrische Signale umgewandelt wird.

Hadronic Endcaps (HEC) Da ein Aufbau wie im Zentralbereich der hier vorherrschenden Strahlungsbelastung nicht standhalten würde, sind die HECs aus parallelen Kupferplatten als Absorber aufgebaut, zwischen denen wie im ECAL flüssiges Argon als aktives Material fungiert.

Forward Calorimeter (FCAL) Um die nötige Hermetizität zu erlangen, reicht das FCAL bis zu 1° an die Strahlachse heran und muss daher extremen Bedingungen standhalten. Das Nachweismaterial ist auch hier flüssiges Argon und umfließt röhrenförmig die hier aus Wolfram bestehenden Absorberstangen.

3.2.3 Das Myonspektrometer

Da Myonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen und verglichen mit den Elektronen eine große Masse besitzen, können sie weder im ECAL noch im HCAL gestoppt werden, so dass eine Impulsmessung außerhalb der Kalorimeter durch ein speziell dafür konstruiertes Myonspektrometer nötig ist.

Zur Impuls- und Ladungsmessung der Myonen wird durch acht wie in Abb. 3.4(a) angeordnete supraleitende Spulen ein toroidales Magnetfeld im Bereich $|\eta| < 1$ erzeugt. Zwei kleinere Endkappenmagnete decken den Bereich $1.4 < |\eta| < 2.7$ ab, dazwischen reicht die Kombination der beiden Magnetfelder aus, um insgesamt ein flächendeckendes Feld zu gewährleisten.

Der Nachweis der Myonen erfolgt durch in mehreren Schichten symmetrisch um die Strahlachse und in den Endkappen vertikal angeordnete sogenannte “*Monitored Drift Tubes*” (MDTs) bzw. “*Cathode Strip Chambers*” (CSCs) und basiert auf Ionisation mit nachfolgender Driftzeitmessung. Zusätzlich zu diesen Nachweiskammern sind Triggerkammern (“*Resistive Plate Chambers*” (RPCs) und “*Thin Gap Chambers*” (TGCs)) eingebaut, die das detektierte Signal der richtigen Kollision zuordnen und einen Teil des Level-1-Triggers (siehe unten) bilden.

NACHWEISKAMMERN

MDTs bestehen aus Aluminiumröhren von 30 mm Durchmesser und decken den Bereich $|\eta| < 2$ ab. Sie enthalten Wolfram-Rhenium-Drähte als Anoden und werden

von einem nichtbrennbaren argonhaltigen Gasgemisch (93% Ar, 7% CO₂) unter einem Druck von 3 bar durchflossen. Die Ortsauflösung eines einzelnen Driftrohres beträgt ca. 80 μm . Wie die Bezeichnung “monitored” bereits andeutet, werden Ungenauigkeiten in der Spurmessung dadurch vermieden, dass nach Installation der Kammern mechanische Deformationen durch optische Systeme überwacht werden. Die Ausleseelektronik besitzt einen Schwellenwert, der dem fünffachen des Rauschniveaus entspricht.

CSCs werden bei großen Pseudorapiditäten ($2 < |\eta| < 2.7$) eingesetzt, da MDTs der großen Teilchendichte in diesem Bereich nicht genügen, während CSCs sowohl räumlich als auch zeitlich eine bessere Auflösung liefern. Der Abstand von Kathode und Anode entspricht hier nur etwa dem Durchmesser des Anodendrahtes von 30 μm und das Gasgemisch ist etwas anders zusammengesetzt (30% Ar, 50% CO₂, 20% CF₄) als in den MDTs. Die Koordinaten werden bestimmt durch Messung der Ladung an der segmentierten Kathode orthogonal zur Anode und an einer zweiten, zur Anode parallelen Kathode. CSCs sind durch die kleinen Abstände und die Zusammensetzung des Gasgemisches besonders insensitive auf Untergrundprozesse¹².

TRIGGERKAMMERN

RPCs sind Gasdetektoren ohne Drähte, die aus parallelen Bakelit-Platten bestehen, die von isolierenden Zwischenstücken mit schmalen, gasgefüllten Zwischenräumen getrennt werden. Die bei der Ionisation freigesetzten Elektronen werden durch ein elektrisches Feld von 4.5 kV/mm beschleunigt und verursachen Lawinen, die von kapazitiv gekoppelten Metallstreifen an beiden Seiten des Detektors ausgelesen werden.

TGCs basieren auf der gleichen Technologie wie CSCs, haben jedoch einen verglichen mit der Dicke des Anodendrahtes kleineren Abstand zwischen Kathode und Anode. Außerdem werden sie von brennbarem Gas durchflossen und sind relativ unanfällig gegenüber mechanischer Deformation.

3.2.4 Das Triggersystem

Durch die Kollisionen von Protonpaketen in einem Abstand von jeweils 25 ns entstehen ca. 1 Petabyte Daten pro Sekunde. Auslese, Speicherung und Auswertung solch einer Datenmenge ist weder möglich noch sinnvoll, da der Großteil der Ereignisse, wie bereits erwähnt,

¹²Diese bestehen vor allem aus Neutronen und Photonen mit Energien in der Größenordnung von 1 MeV, die aus sekundären Wechselwirkungen in den Kalorimetern, Abschirmungen und LHC-Maschinenbauteilen stammen.

aus relativ uninteressanten, niederenergetischen Prozessen besteht. Deshalb wird ein dreistufiges Triggersystem eingeführt, das die interessanten Ereignisse identifiziert und nur diese weiterleitet:

Der vollständig hardwarebasierte **Level-1**-Trigger nutzt Daten aus dem Myonsystem und den Kalorimetern, letztere mit einer reduzierten Granularität, um Ereignisse heraus zu filtern, die Teilchen mit einem verhältnismäßig großem Transversalimpuls enthalten. Die Ereignisrate wird in diesem ersten Schritt von 40 MHz auf 25 kHz reduziert.

In den vom Level-1-Trigger definierten interessanten Regionen (“regions-of-interest”) nutzt der **Level-2**-Trigger nun die maximale Detektorauflösung, einschließlich der Informationen aus dem ID, und verwendet schärfere p_T -Grenzen, um die Ereignisse weiter zu selektieren. Dadurch wird die Rate weiter auf 1 kHz reduziert.

In der dritten Stufe rekonstruiert der **Event Filter** die Ereignisse vollständig und dezimiert die Ereignisrate schließlich auf 100 Hz. Insgesamt wurde die Datenrate somit von 1 PB/s auf 100 MB/s eingeschränkt.

3.3 Nachweismöglichkeiten mit dem ATLAS-Detektor

Der LHC operiert in einem Energiebereich, der es ermöglichen sollte, zahlreiche SUSY-Theorien entweder zu widerlegen oder ein Signal zu entdecken. Wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt wurde, ist für den allgemeinen Nachweis die Detektion zahlreicher Jets und isolierter Leptonen sowie eine möglichst genaue Bestimmung der fehlenden Transversalenergie nötig.

Ungenauigkeiten in der Jet-Energiemessung führen zu einer falschen fehlenden Transversalenergie und falsch rekonstruierten Massen. Es wurden verschiedene Algorithmen entwickelt, um aus den einzelnen Kalorimeterzellen sogenannte “Cluster” zu formen und daraus die Energien einzelner Teilchen oder aus diesen zusammengesetzte Jets zu rekonstruieren; der hier verwendete sogenannte Cone-Algorithmus wird in Kapitel 4.2.1 im Zusammenhang mit der Detektorsimulation **ATLFAST** näher erläutert. An dieser Stelle soll nur auf die Schwierigkeit der Rekonstruktion der Detektordaten und deren Abhängigkeit von solchen Algorithmen hingewiesen werden, die sich direkt auf die Analysemöglichkeiten überträgt.

Durch das nahezu den vollständigen Polarwinkel-Bereich abdeckende Kalorimetersystem des Detektors ist prinzipiell die Voraussetzung für eine gute Messung der fehlenden Transversalenergie gegeben, jedoch müssen neben der Energieauflösung der Kalorimeter verschiedene Quellen für falsche fehlende Energie berücksichtigt werden: das Material innerhalb der Kalorimeter, Übergänge zwischen verschiedenen Kalorimeterteilen (sogenannte “cracks”), Ausfälle einzelner Kalorimeterzellen etc. Deshalb ist eine genaue Kalibration des Kalorimetersystems essentiell. Insgesamt wird für die Messung der fehlenden Transversalenergie eine Auflösung von $\sigma(p_{xy}^{miss}) = 0.46 \cdot \sqrt{\sum E_T}$ [25] erwartet¹³.

¹³Diese Erwartung stützt sich auf die volle Detektorsimulation (vgl. Kap 4.2). Beim Vergleich der Bereiche

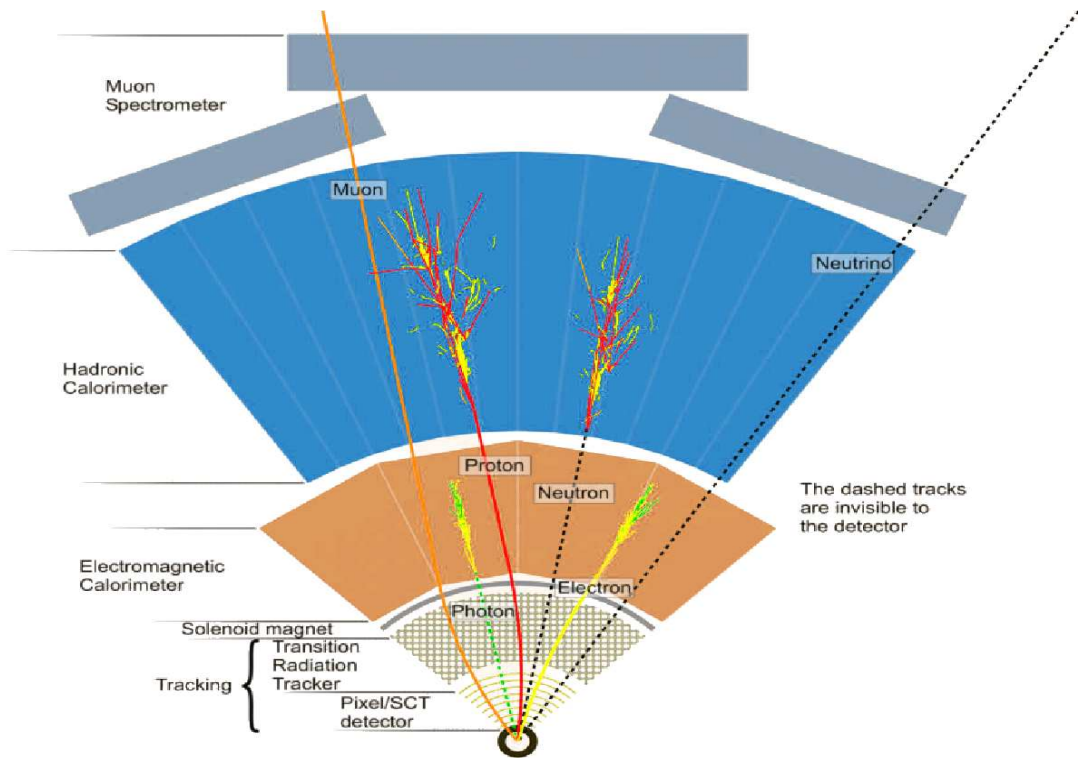


Abbildung 3.6: Signaturen verschiedener Teilchen im ATLAS-Detektor, schematische Übersicht.

Die grundlegenden Ansätze der Teilchenidentifikation durch Kombination der verschiedenen Detektorteile sind in Abb. 3.6 schematisch dargestellt. Für die Identifikation von Elektronen werden Kalorimeterzellen des ECAL mit Spuren aus dem inneren Detektor assoziiert. Elektronen können unter anderem durch das Verhältnis der angesprochenen Kalorimeterzellen im ersten Teil des HCAL zu denen des ECAL, über die Energieverteilung und durch die Breite des angesprochenen Kalorimeterbereiches von Jets unterschieden werden. Durch die verhältnismäßig große Granularität der innersten Kalorimeterschicht können Substrukturen in Jets gemessen werden, die zur korrekten Identifikation beitragen.

Photonen können durch die Analyse des Überlaufes aus dem ECAL in das HCAL und der Schauerform im ECAL von Jets unterschieden werden.

Myonen sind die einzigen geladenen Teilchen, die das Kalorimeter wieder verlassen. Aus der Kombination von innerem Detektor und Myondetektor kann auf die Herkunft von entweder dem Primärvertex oder einem der Sekundärvertices geschlossen werden.

Taus sind von den geladenen Leptonen am schwersten zu messen, da sie innerhalb des Detektors zerfallen und Neutrinos produzieren, wodurch neben dem erschwerten Nachweis die Information über Ausgangsenergie und -impuls verloren geht. Im Falle eines hadroni-

$|\eta| < 3$ und $|\eta| < 5$ wurde dabei kein Unterschied festgestellt ([25]).

schen Zerfalles (65 %) ergibt sich das Problem der Unterscheidung von QCD-Jets, bei den leptonischen Zerfällen stellt die große Zahl anderer Elektronen- und Myon-Quellen und die nötige Zuordnung derselben zum richtigen Vertex eine Herausforderung dar. Die Nachweismöglichkeiten im ATLAS-Detektor wurden mit der vollen Detektorsimulation (vgl. Kapitel 4) für den Fall $A \rightarrow \tau\tau$ mit einem hadronisch und einem leptonisch zerfallendem Tau und mit verschiedenen Massen m_A zwischen 100 GeV und 500 GeV im Vergleich mit Jets aus verschiedenen Untergrundprozessen untersucht. Dabei wurden Identifikationskriterien entwickelt, die auf der Schauerform im Kalorimeter und auf Spurinformatoren aus dem inneren Detektor basieren [44]. Im Allgemeinen ist die Leistung des Detektors bezüglich der Unterscheidung von τ -Jets und anderen Jets abhängig von p_T , η und dem genauen physikalischen Prozess; so wird beispielsweise für eine Effizienz von 20 % eine Unterdrückung falscher Jets von je nach Untergrundprozess 170 bis 1700 erreicht.

4 Simulation

Bevor die gemessenen Daten analysiert werden können, muss klar sein, was eine physikalische Theorie, wenn sie in der Natur realisiert ist, unter den gegebenen experimentellen Bedingungen im verwendeten Detektor für Signale erzeugen würde, wie sich diese Signale für andere Theorien unterscheiden und welche Anforderungen an den Versuchsaufbau und den Detektor ein erwünschter Nachweis oder eine beabsichtigte Präzisionsmessung mit sich bringt. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Simulationsprogramme entworfen, die einerseits die verschiedenen physikalischen Prozesse und die Wechselwirkung mit dem Detektor berechnen, andererseits aus den so erhaltenen Signalen das physikalische Ereignis rekonstruieren. So kann aus der Rekonstruktion bekannter Prozesse der Detektor verstanden und kalibriert werden, um dadurch erst die Voraussetzung für eine Entdeckung neuer Physik zu schaffen.

Für das ATLAS-Experiment ist dazu das Software-Framework ATHENA[32] entstanden, das fortwährend weiterentwickelt wird. Es ermöglicht, verschiedene Programmpakete für Ereignis- und Detektorsimulation, die je nach Ziel einer Analyse auf bestimmte Schwerpunkte ausgerichtet werden können, in einer Anwendung zu durchlaufen. Dies geschieht durch “Job Option Files” genannte Python-Skripte, durch die die verschiedenen Programme aufgerufen und ihre Parameter spezifiziert werden. In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Programme kurz vorgestellt.

4.1 Ereignisgeneratoren

Im ersten Simulationsschritt werden vorerst unabhängig vom Detektor die physikalischen Prozesse generiert, die bei einer Proton-Proton-Kollision ablaufen können. Dies geschieht durch Monte-Carlo-Generatoren, die alle möglichen Ereignisse in einer die jeweilige Wahrscheinlichkeit repräsentierenden Häufigkeit simulieren. Dazu werden zuerst die an der sogenannten harten Wechselwirkung teilnehmenden Partonen ausgewählt und das Matrixelement eines möglichen Feynmangraphen in niedrigster Ordnung berechnet. Die Auswahl des ablaufenden Prozesses erfolgt hierbei mit einer Wahrscheinlichkeit gemäß der Strukturfunktion bzw. des Wirkungsquerschnitts. Prozesse höherer Ordnung wie Gluon- oder Photonabstrahlungen im Anfangs- und Endzustand werden im Allgemeinen separat berücksichtigt; hierfür gibt es verschiedene Approximationen, die im Zusammenhang mit den einzelnen

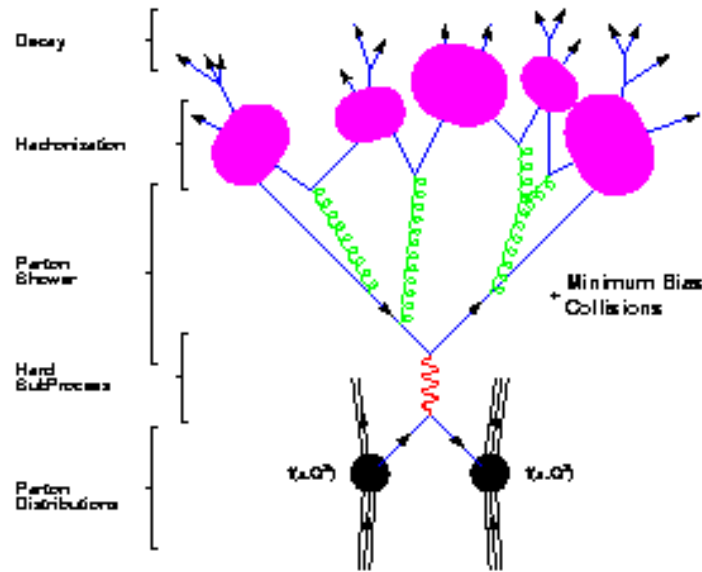


Abbildung 4.1: Abstrahlung und Hadronisierung in SHGs [35]. Die Zeitlinie verläuft von unten nach oben.

Generatoren näher erläutert werden. Danach werden Fragmentationsprozesse¹ und Zerfälle der auslaufenden Teilchen zu einem stabilen Endzustand berechnet, wobei stabil hier so zu verstehen ist, dass die Lebensdauer der Teilchen ausreicht, um den Detektor zu durchqueren². Für die Berechnung all dieser Vorgänge bieten die einzelnen Generatoren verschiedene Ansätze.

In dieser Arbeit wurden mit den Programmpaketen PYTHIA[33] und ALPGEN[34]+JIMMY erzeugte Standardmodellprozesse sowie mit HERWIG[30] generierte SUSY-Ereignisse verwendet.

4.1.1 HERWIG und PYTHIA

HERWIG und PYTHIA gehören zu den sogenannten Partonschauergeneratoren (“Showering and Hadronization Generators”, SHG’s), die den harten Prozess in führender Ordnung berechnen und dann eine iterative Abstrahlung von Quarks und Gluonen gemäß eines Partonschauermodells wie in Abb. 4.1 dargestellt durchführen:

- Prozesse höherer Ordnungen QCD werden dadurch angenähert, dass die Partonen

¹Farbladung tragende Teilchen werden zu farbneutralen zusammengesetzt.

²Myonen sind in diesem Sinne also stabil.

sich gemäß $q \rightarrow qg$ (analog für Antiquarks und Gluonen möglich) und $g \rightarrow q\bar{q}$ sequentiell aufspalten und einen Partonschauer bilden. Dies erfolgt winkelgeordnet, das heißt, dass bei jeder Abstrahlung der Winkel zwischen den beiden emittierten Partonen kleiner ist als bei der vorangegangenen (“angular-ordered shower”). Der Impulsübertrag verringert sich bei jeder Abstrahlung, so dass das Ende des Schauers durch einen Minimalimpuls festgelegt wird.

- Die Hadronisierung der im Partonschauer entstandenen Elementarteilchen, also die Gruppierung zu farbneutralen Hadronen, erfolgt gemäß phänomenologisch abgeleiteter Modelle, deren Parameter durch Anpassung an experimentelle Daten optimiert wurden.
- Die bei der Hadronisierung entstandenen kurzlebigen Resonanzen zerfallen in die beobachtbaren Teilchen.

Außerdem wird in den SHGs das sogenannte “underlying event” berücksichtigt, also die Prozesse, die zusätzlich zur harten Wechselwirkung um diese herum stattfinden und diese beeinflussen: Der nach der Extraktion der am harten Prozess teilnehmenden Partonen übrig gebliebene Rest der Protonen trägt eine Farbladung und muss daher im Hadronisierungsvorgang berücksichtigt werden. Außerdem besitzen die ausgewählten Partonen durch ihre Eigenbewegung innerhalb des Protons einen kleinen Transversalimpuls, welcher einen Rückstoß des Protonrestes verursacht. Des Weiteren müssen Wechselwirkungen anderer Protonen aus den beiden kollidierenden Paketen (“pile-up”) berücksichtigt werden.

HERWIG

HERWIG bietet eine große Auswahl an $2 \rightarrow n$ Prozessen sowohl des Standardmodells als auch verschiedener SUSY-Theorien. Für letztere berechnet das implementierte Programm ISASUGRA (ein Teil des Programmpaketes ISAJET[31]) die Massenspektren, Lebensdauern und Zerfallsraten und übergibt diese an HERWIG. Dabei sind verschiedene MSSM-Szenarien, insbesondere auch mSUGRA, aber auch R-paritätsverletzende Modelle wählbar.

Die Hadronisierung erfolgt durch das Modell der Clusterfragmentation: Nahe zusammenliegende $q\bar{q}$ -Paare werden zu farbneutralen Clustern zusammengefasst, die in die beobachtbaren Hadronen zerfallen.

PYTHIA

In PYTHIA erfolgt die Hadronisierung gemäß des sogenannten Lund-String-Modells: Es basiert auf linearem Confinement derart, dass zwischen den auseinanderlaufenden Partonen ein Farbschlauch besteht, dessen Energie mit dem Abstand der Partonen wächst, bis er

schließlich unter Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares auseinanderbricht. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Energie zur Teilchenerzeugung nicht mehr ausreicht.

4.1.2 ALPGEN

Die eben beschriebene Partonschaueremethode stellt eine Näherung dar, die nötig ist, weil die beitragenden Feynmangraphen höherer Ordnungen nicht alle berechnet werden können. Neuere Programme als die eben beschrieben können jedoch einen größeren Anteil der ablaufenden Prozesse exakt berechnen und nutzen dies in Kombination mit der Partonschaueremethode.

Um höhere Ordnungen Störungstheorie bei der Berechnung des Übergangsmatrixelementes der bei der harten Wechselwirkung stattfindenden QCD- und QED-Prozesse zu berücksichtigen, gibt es zwei Vorgehensweisen: die exakte Berechnung einer Anzahl ausgewählter Feynmangraphen oder eine Abschätzung der dominanten Beiträge aller Ordnungen. Ersteere kann entweder dadurch realisiert werden, dass alle Diagramme bis zu einer bestimmten Ordnung in α_s (α_{em}) berechnet werden, oder einfacher dadurch, dass nur die Abstrahlung reeller Teilchen berücksichtigt wird. **ALPGEN** benutzt Letzteres und bestimmt für eine definierte Auswahl von Prozessen auf Partonebene das Matrixelement auf dem sogenannten Baumniveau (“Tree Level Matrix Element”). In **ALPGEN** werden also keine Schleifenbeiträge berücksichtigt. Außerdem findet keine Hadronisierung statt, sondern einzelne Quarks und Gluonen beinhaltende Endzustände werden an ein separates, die Schauerentwicklung simulierendes Programm übergeben. Für die Simulation des “underlying event” ist standardmäßig **JIMMY** implementiert, das auf einem Modell der Mehrfachstreuung basiert [35].

Generell erzielt die Matrixelement-Berechnung im hohen p_T -Bereich bessere Ergebnisse, während die Partonschauer-Methode für niedrigen Transversalimpuls und weiche Gluonabstrahlung die bessere Näherung bietet. Der p_T -Schnitt, bei dem der Übergang von der einen zur anderen Methode erfolgt, kann frei gewählt und somit an die zu simulierenden Prozesse angepasst werden. Dabei muss auf mögliche Doppelzählungen geachtet werden: Bei der Kombination von Matrixelement und Partonschauer können Prozesse doppelt auftreten, da beispielsweise eine einfache Gluonabstrahlung im Endzustand im ersten Fall durch ein separates Matrixelement dargestellt wird, während es im zweiten Fall schon in der Schauerbildung enthalten ist. In **ALPGEN** ist ein Algorithmus implementiert, der solch eine Doppelzählung vermeidet (durch sog. “Matching”). Die umgekehrte Herangehensweise der Implementierung einer Matrixelement-Korrektur in die im vorigen Abschnitt beschriebenen Partonschauererzeuger gestaltet sich schwieriger und ist nur für wenige Einzelprozesse verfügbar, sie wird in dieser Arbeit nicht angewendet.

4.2 Detektor-Simulation

Die Ausgabe der Ereignisgeneratoren entspricht dem, was ein idealer Detektor anzeigen würde, das heißt alle Teilchen mit den dazugehörigen Viererimpulsen. Um das Signal des realen Detektors verstehen zu können, muss nun die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial und die Rekonstruktion der Ereignisse aus den entstehenden Signalen simuliert werden. Die naheliegende Herangehensweise ist natürlich, die einzelnen in Kapitel 3 beschriebenen Subdetektoren und ihren jeweiligen Einfluss auf die Teilchenbahnen und -energien separat zu betrachten und so den Weg eines Teilchens durch den Detektor detailliert zu berechnen. Dies kann mit Hilfe des Programmpaketes `GEANT4`[36] für die Detektorsimulation und anschließender Rekonstruktion durchgeführt werden und ist insbesondere dann sinnvoll, wenn Informationen über jeden einzelnen Vorgang im Detektor notwendig sind, wie dies zum Beispiel für die Identifikation von Taus der Fall ist. Der Nachteil dieser Vorgehensweise ist allerdings, dass die genaue Berechnung der Ereignisse sehr zeit- und CPU-aufwendig ist. Deshalb wurde die schnelle Simulation `ATLFAST`[37] entwickelt, die keine Berechnung der Ereignisse im Detektor durchführt, sondern dessen Wirkung im Ganzen parametrisiert. Komplizierte Vorgänge wie beispielsweise die erwähnte τ -ID, für die eigentlich die volle Detektorinformation benötigt wird, können aus Ergebnissen der vollen Simulation angenähert werden. Die benötigte Rechenzeit verkürzt sich damit um ein Vielfaches, von größenordnungsmäßig zehn Minuten für ein einziges, voll simuliertes Ereignis auf weniger als eine Sekunde pro Ereignis. Dadurch eignet sich die schnelle Simulation für Analysen, die keine genaue Kenntnis von Spur- oder Vertexinformationen benötigen, für die aber eine große Statistik wichtig ist. Dies ist in vorliegender Analyse der Fall; denn obwohl die τ -ID für den betrachteten Prozess maßgeblich ist und eine Verbesserung auf diesem Gebiet eine volle Simulation benötigt, würde dies den Rahmen dieser Arbeit übersteigen, so dass in diesem Punkt auf die bestehenden Methoden zurückgegriffen wurde. Insbesondere für eine realistische Abschätzung der Untergrundprozesse mit teilweise sehr großen Wirkungsquerschnitten ist eine Statistik erforderlich, die nur mit Hilfe der schnellen Simulation erreicht werden kann.

4.2.1 ATLFAST

Die in `ATLFAST` beinhaltete Parametrisierung der Detektorantwort und Rekonstruktion erhält ihre Rechtfertigung aus dem Vergleich mit der vollen Simulation, anhand derer ihre Leistungsfähigkeit bestimmt und die Parameter angepasst werden.

Die Vorgehensweise des Programms ist dabei folgende:

Zuerst werden als Cluster bezeichnete Basisobjekte im Kalorimeter definiert. Dafür werden die Transversalenergien aller Teilchen außer Neutrinos, Myonen und dem SUSY-LSP

in Kalorimeterzellen der Granularität $\Delta\eta \times \Delta\phi$ von 0.1×0.1 für $|\eta| < 3$ und 0.2×0.2 für $|\eta| > 3$ zusammengefasst. Die ϕ -Ablenkung geladener Teilchen mit $p_T > 0.5$ GeV durch das 2 T Magnetfeld wird parametrisiert, während der Einfluss auf solche mit weniger Transversalimpuls vernachlässigt werden kann. Kalorimeterzellen mit einer Transversalenergie von 1.5 GeV oder höher verursachen einen Scan der Umgebung im Bereich $\Delta R \leq 0.4$, wobei die Transversalenergie aller Zellen in diesem Bereich addiert wird; übersteigt die Summe einen Wert von 10 GeV, werden die Zellen als rekonstruierter Cluster klassifiziert, dessen Zentrum in der η - ϕ -Ebene aus den mit der Energie gewichteten, beitragenden Zellen errechnet wird. Diese Cluster werden dann bestimmten Objekten zugeordnet.

Isolierte Photonen, Elektronen und Myonen

Der Vierervektor eines Photons wird durch eine als gaußförmig angenommene Auflösung modifiziert, deren Parameter aus der vollen Simulation stammen. Für Photonen mit $p_T > 10$ GeV und $|\eta| < 2.5$ wird ein assoziierter rekonstruierter Cluster über das Kriterium $\Delta R_{\gamma, Cluster} < 0.1$ gesucht. Isolationskriterien sind ein Mindestabstand zu anderen Clustern und eine maximale Energie in den Kalorimeterzellen um den Photoncluster herum. Der einem Photon zugeordnete Cluster steht dann für weitere Zuordnungsversuche nicht mehr zu Verfügung.

Für Elektronen und Myonen erfolgt eine analoge Vorgehensweise: Der Impuls wird für Elektronen gaußförmig und für Myonen als Funktion von p_T , η und ϕ verwischt, ein assoziierter Cluster für das Elektron wird gesucht und Isolationskriterien wie oben angewendet. Die erforderlichen p_T - und η -Werte variieren dabei leicht.

Identifikationseffizienzen oder mögliche Fehlidentifikationen von Jets werden nicht berücksichtigt.

Jets und τ -Kandidaten

Diejenigen Kalorimetercluster, die mit keinem isolierten Objekt assoziiert sind, werden nun ebenfalls an eine gaußförmige Energieauflösung angepasst und, falls ihre Transversalenergie einen Wert von 15 GeV übersteigt, als rekonstruierte Jets gewertet. Diejenigen Jets, die b- oder c-Quarks enthalten oder aus einem hadronisch zerfallendem τ entstanden sind, sind für einige Analysen von besonderem Interesse. Deshalb wurde ein spezielles Programmpaket implementiert, das die Identifikation solcher sogenannten b-, c- und τ -Jets parametrisiert. Da in dieser Arbeit Endzustände mit Taus untersucht werden, wird nur die Parametrisierung der τ -Identifikation im nächsten Abschnitt näher erläutert. Diese wird auf als τ -Jets klassifizierte Objekte angewendet, welche bereits eine Auswahl an Taus mit bestimmten Eigenschaften darstellen. Insbesondere weiche Taus gehen bereits bei dieser Klassifizierung verloren:

Damit ein Jet in ATLFast als τ -Jet gekennzeichnet wird, müssen die Zerfallsprodukte des hadronisch zerfallenen Taus den Großteil des Transversalimpulses des rekonstruierten Jets stellen, das heißt $\frac{p_T^\tau}{p_T^{Jet}} > 0.9$, und sie müssen innerhalb des Jetkegels sein, also $\Delta R_{\tau,Jet} < 0.3$. Außerdem müssen die Zerfallsprodukte im Bereich $|\eta| < 2.5$ sein und die Summe ihrer Transversalimpulse muss eine Grenze von 10 GeV überschreiten. Diese letzte Bedingung stellt ein großes Problem für den Nachweis des betrachteten Zerfallskanals im Punkt SU1 dar, da hier wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt sehr weiche Taus erwartet werden, deren Transversalimpulse zum großen Teil weit unter dieser Grenze liegen.

Fehlende Transversalenergie

Zur Berechnung der fehlenden Transversalenergie werden die Energien derjenigen Kalorimeterzellen, die keinem Cluster zugeordnet wurden, mit einer den Jetenergien entsprechenden Parametrisierung der Messungenauigkeit verwischt und zusammen mit den Transversalimpulsen aller identifizierter Objekte aufaddiert. Der Betrag der fehlenden Energie ist dann gleich dieser Summe ($E_{T,miss} = E_{T,sum}$), während für die Komponenten $p_{x,miss} = -p_{x,sum}$ und $p_{y,miss} = -p_{y,sum}$ gilt.

Tau-ID: Atlfast B

Die Nachweismöglichkeiten für hadronisch zerfallende Taus im ATLAS-Detektor wurden mit Hilfe der vollen Simulation studiert und daraus die in Anhang A im Originalcode gegebene Parametrisierung entwickelt: für eine gewünschte, fest einstellbare Effizienz des τ -Nachweises wird die Unterdrückung von fälschlich als Taus bezeichneten Jets in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{T,Jet}$ und η -Bereich berechnet. Die Abhängigkeit der Unterdrückung r_{Jet} ³ von der Effizienz ϵ ist dabei von der Form

$$r_{Jet} = 10^{-a \cdot \hat{\epsilon} + b},$$

wobei a und b Parameter sind, die jeweils linear von $p_{T,Jet}$ abhängen, und $\hat{\epsilon}$ ist die je nach $|\eta|$ -Bereich modifizierte Effizienz. Es werden dabei drei Bereiche $|\eta| < 0.7$, $0.7 < |\eta| < 1.5$ und $1.5 < |\eta| < 2.5$ unterschieden, insgesamt stimmt diese Parametrisierung für $|\eta| < 2.5$ und einen p_T -Bereich von 15 GeV bis 150 GeV gut mit der vollen Simulation überein.

In Abb. 4.2 ist die p_T -Abhängigkeit der Jet-Unterdrückung beispielhaft für drei verschiedene Effizienzen bzw. die drei $|\eta|$ -Bereiche dargestellt.

Diese Art und Weise der Parametrisierung ist in der in ATHENA 11.0.4 implementierten ATLFast-Version realisiert, welches zum Zeitpunkt dieser Analyse die aktuellste Version war. Inzwischen wurde die Parametrisierung jedoch überarbeitet, außerdem wurde zusätzlich eine zweite, auf dem Programm Tau1P3P basierende Parametrisierung zu Verfügung gestellt (Näheres zu diesen Änderungen in Version 12 siehe Kapitel 5.4).

³Das r steht hier für *rejection*.

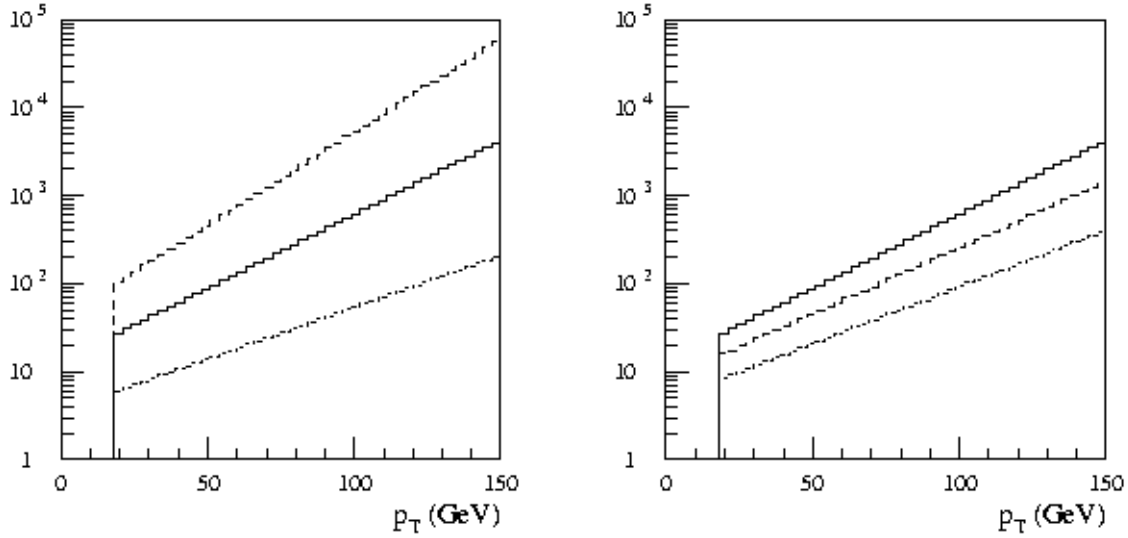


Abbildung 4.2: Parametrisierung der Unterdrückung falscher τ -Jets, aus [37].

links: im Bereich $|\eta| < 0.7$ für Effizienzen von 30 %, 50 % und 70 % (von oben nach unten)

rechts: für eine feste Effizienz von 50 % in den Bereichen $|\eta| < 0.7$, $0.7 < |\eta| < 1.5$ und $1.5 < |\eta| < 2.5$ (von oben nach unten)

Zudem ist zu beachten, dass in ATLFAST die Möglichkeit der falschen Rekonstruktion eines Elektrons als Tau nicht berücksichtigt wird. Der die Grundlage der verwendeten Parametrisierung bildende Algorithmus ist darauf spezialisiert, Taus von QCD-Jets zu unterscheiden, indem er die Struktur der Jets analysiert und unter anderem Forderungen an die maximale Jetbreite und das Verhältnis von elektromagnetischer und hadronischer Energiedeposition stellt. Diese Kriterien werden aber oft auch von Elektronen erfüllt, weshalb in der vollen Simulation ein separater Algorithmus für eine τ/e -ID angewendet wird und somit dem hierdurch entstehenden Untergrund an falschen Taus Rechnung getragen. Dies ist in ATLFAST jedoch nicht implementiert. Die Entwicklung einer entsprechenden Parametrisierung würde den Rahmen dieser Arbeit jedoch weit übersteigen, weshalb an dieser Stelle nur auf die Gefahr der Unterschätzung des geschilderten Untergrundes hingewiesen werden kann.

5 Analyse des Prozesses

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$$

Um den Endpunkt aus der invarianten Massenverteilung bestimmen zu können, werden zuerst die relevanten Untergrundprozesse untersucht und durch geeignete Selektionsschnitte unterdrückt. Daraus wird dann das Entdeckungspotential des betrachteten mSUGRA-Prozesses in den gegebenen Parameterpunkten abgeleitet, bevor im dritten Teil dieses Kapitels schließlich eine Methode zur Bestimmung des Endpunktes der invarianten Massenverteilung entwickelt wird.

5.1 Signal- und Untergrundprozesse

In diesem Abschnitt werden einige Eigenschaften des Signals und der Untergrundprozesse auf Generator- und Detektorniveau betrachtet, die die Grundlage der im nächsten Abschnitt durchgeführten Selektion bilden.

5.1.1 Der Signalprozess

Signalereignisse beinhalten die Zerfallskette

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

und sind daher charakterisiert durch mindestens zwei Taus, fehlende Transversalenergie von den nicht detektierten Neutralinos aus den beiden Kaskaden der paarproduzierten SUSY-Teilchen sowie von den Neutrinos aus den Tauzerfällen, außerdem durch einige hochenergetische Jets aus den gesamten Zerfallskaskaden (vgl. Kapitel 2.2.3). Aufgrund der Unterscheidungsschwierigkeiten leptonisch zerfallender Taus von Leptonen aus dem Primärvertex werden nur hadronische Tauzerfälle betrachtet. Das Verzweungsverhältnis für einen hadronischen Tauzerfall beträgt 0.65: 0.5 sog. 1-prong-Zerfälle und 0.15 sog. 3-prong-Zerfälle in ein bzw. drei geladene Pionen

$$\begin{aligned} \tau^\pm &\rightarrow \pi^\pm \nu_\tau + n\pi^0 \\ \tau^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \nu_\tau + n\pi^0 . \end{aligned}$$

SUSY-Signal				
Prozess	# Ereignisse	σ_{tot} [pb]	L [fb^{-1}]	Generator
SU1	600k	7.8	77	Herwig
SU3	1.4M	19.1	73	Herwig

Tabelle 5.1: Generierte SUSY-Ereignisse, wobei $\sigma_{tot} = \sigma(pp \rightarrow X_{SUSY} + Y_{SM})$.

Für die Wahrscheinlichkeit, dass beide Taus hadronisch zerfallen, ergibt sich somit ein Wert von 0.42. Mit dem Verzweigungsverhältnis für den $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau) = 0.19$ für SU1 bzw. 0.76 für SU3, dem Verzweigungsverhältnis des $\tilde{\tau}_1$ -Zerfalls $\text{BR}(\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{\chi}_1^0) = 1$ für SU1 und SU3 und einem Produktionswirkungsquerschnitt für das $\tilde{\chi}_2^0$ $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + X)$ von 2.5 pb für SU1 bzw. 5.8 pb für SU3¹ ergibt sich insgesamt für die betrachtete Zerfallskette einschließlich des doppelten hadronischen Tauzerfalles $\sigma \times BR = 0.2$ pb für SU1 und 1.8 pb für SU3.

Der Zerfall über ein $\tilde{\tau}_2$ ist für SU3 aufgrund der Masse des Staus ausgeschlossen und für SU1 mit einem Verzweigungsverhältnis von 0.03 gegenüber dem $\tilde{\tau}_1$ -Zerfall vernachlässigbar.

Die Generierung der Signalereignisse wurde in ATHENA 11.0.42 mit HERWIG 6.5[30] durchgeführt und das Spektrum mit ISASUGRA[31] berechnet, die Detektorsimulation erfolgte mit ATLFAS[T37] (siehe jeweils Kapitel 4). Es wurden 600000 SU1-Ereignisse und 1.4 Millionen SU3-Ereignisse generiert; dies entspricht einer integrierten Luminosität von 77 fb^{-1} für SU1 bzw. 73 fb^{-1} für SU3. Die relevanten Daten sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.1.2 Untergrund

SUSY-Untergrund

Während der Standardmodell-Untergrund durch allgemeine SUSY-Schnitte weitgehend reduziert werden kann, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, gilt dies nicht für den SUSY-Untergrund. Es gibt zwei Möglichkeiten, einen Endzustand aus zwei Taus zu erhalten, der nicht dem gesuchten entspricht:

Zum einen gibt es den sogenannten kombinatorischen Untergrund, bestehend aus zwei echten Taus, von denen mindestens eines nicht aus dem gesuchten Zerfall stammt, oder aus zwei Taus aus verschiedenen $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfällen. Es gibt neben dem $\tilde{\chi}_2^0$ verschiedene Produktionsmöglichkeiten für Taus: $\tilde{\chi}_{3,4}^0$, $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$, und Higgs-Zerfälle sowie solche eines $\tilde{\tau}_1$ oder $\tilde{\tau}_2$ aus einem anderen als dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall. Außerdem gibt es noch die Möglichkeit des Dreikörperzerfalles $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp \tilde{\chi}_1^0$ über ein virtuelles Z , bei dem die maximale invariante Masse der Taus ($m(\tilde{\chi}_2^0) - m(\tilde{\chi}_1^0)$) beträgt. Werden nun beispielsweise in einem $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}^\pm$ -Ereignis insgesamt drei Taus produziert, von denen eines aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall nicht rekonstruiert wird,

¹Jeweils aus ATLFAS[T37] auf Generatorniveau extrahiert.

$\sigma \times \text{BR}$		
Zerfall	SU1	SU3
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$	1	1
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_2 \tau \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$	0.12	-
$\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\tau} \tau \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$	0.29	0.11
$\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\tau} \tau \rightarrow \tau \tau \tilde{\chi}_1^0$	0.29	0.11

Tabelle 5.2: Einige Verzweigungsverhältnisse in SU1 und SU3, normiert auf das Signal und gewichtet mit dem Produktionswirkungsquerschnitt der jeweiligen Neutralinos.

erhält man zwei Taus mit einer aussagegelosen invarianten Masse. Derartig falsch kombinierte Taus sind jedoch unkorreliert und sollten deshalb genauso oft mit dem selben Ladungsvorzeichen wie mit entgegengesetztem produziert werden. Deshalb kann auf diesen Untergrund korrigiert werden, indem die Verteilung für zwei Taus desselben Vorzeichens (SS, für “same sign”) von derjenigen der Taus mit entgegengesetztem Vorzeichen (OS, für “opposite sign”) abgezogen wird. Es wird also angenommen, dass der unkorrelierte Anteil des Untergrundes in der OS-Verteilung identisch mit der gesamten SS-Verteilung ist, also keine korrelierte SS-Produktion existiert.

Im Unterschied dazu können Ereignisse, bei denen ein $\tilde{q}_L \tilde{q}_R$ -Paar produziert wurde und beide Squarks in ein Chargino (plus Quark) zerfallen, ein korreliertes Tau-Antitau-Paar aus den beiden Chargino-Zerfällen produzieren und bilden somit einen irreduziblen Untergrund:

$$\tilde{q}_L \tilde{q}_R \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ q \tilde{\chi}_1^- \bar{q} ,$$

mit anschließenden Chargino-Zerfällen

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \tilde{\nu}_\tau \tau^\pm \\ \text{oder } \tilde{\chi}_1^\pm &\rightarrow \nu_\tau \tilde{\tau}_{1,2}^\pm \rightarrow \nu_\tau \tau^\pm \tilde{\chi}_1^0 . \end{aligned}$$

Gleiches gilt für Zerfälle

$$\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tau^\mp \nu_\tau$$

mit entsprechendem Charginozerfall, sowie die dem betrachteten $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall ähnlichen Prozesse

$$\tilde{\chi}_{3,4}^0 \rightarrow \tilde{\tau}_{1,2}^\pm \tau^\mp \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp \tilde{\chi}_1^0 .$$

Den größten Beitrag an irreduziblem Untergrund liefern dabei die Neutralino-Zerfälle, da die beiden Taus aus Chargino-Zerfällen in verschiedenen Kaskaden produziert werden,

daher einen größeren Abstand besitzen als solche aus derselben Zerfallskette und somit durch geeignete Schnitte unterdrückt werden können. Auch der erwähnte Dreikörperzerfall stellt einen irreduziblen Untergrund dar; er kann im betrachteten Parameterbereich jedoch aufgrund des vergleichsweise geringen Verzweigungsverhältnisses ($< 0.1\%$) vernachlässigt werden. Des Weiteren gibt es direkte Zerfälle in $\tau^\pm \tau^\mp$ -Paare von Higgs-Bosonen oder in SUSY-Zerfällen produzierten Z-Bosonen und $t\bar{t}$ -Paaren, aber auch diese liefern für die untersuchten Parameterpunkte einen vernachlässigbaren Beitrag.

Neben dem kombinatorischen Untergrund zeichnen sich SUSY-Ereignisse zum anderen durch eine im Vergleich zu Standardmodell-Prozessen große Zahl an Jets aus den Kaskadenzerfällen aus, die eine Quelle für falsche Taus darstellen, indem ein Jet wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben als Tau rekonstruiert wird. Solche fehlidentifizierten Jets werden im Folgenden auch einfach als Fakes bezeichnet. Die Vorzeichen mehrerer solcher falschen Taus sind aber ebenfalls unkorreliert, somit stellen aus zwei Fakes bestehende Endzustände für das betrachtete Signal einen reduzierbaren Untergrund dar, ebenso solche aus einem echten und einem falschen Tau.

Die Auswirkung des kombinatorischen Untergrundes ist in Abb.5.1 zu sehen: gezeigt sind die invarianten Massenverteilungen für die beiden Taus aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall auf Generator-Niveau (links) sowie diejenige von zwei Taus auf Detektor-Niveau (rechts). Dabei zeigen die Schaubilder auf der linken Seite jeweils gestrichelt die sichtbare invariante Masse, durchgezogen diejenige, die bei zusätzlichem Nachweis der Neutrinos zu sehen wäre. Da auf Detektor-Niveau die Herkunft der Taus nicht mehr bekannt ist, wurden hier alle Ereignisse mit genau zwei Taus von unterschiedlichem Vorzeichen ausgesucht und die invariante Masse gebildet, vorerst noch ohne Berücksichtigung von Tau-Rekonstruktionseffizienz oder Fakes. Deutlich zu sehen ist ein Ausläufer der Massenverteilung im Energiebereich oberhalb des Endpunktes beim Übergang vom Generator- zum Detektorniveau, der nicht allein durch die Ungenauigkeit der Energiemessung erklärt werden kann, sondern in erster Linie aus falsch kombinierten Taus stammt.

Außerdem ist folgender Detektoreffekt zu sehen: zusätzlich zur Auswaschung der Verteilung durch Messungenauigkeiten geht ein großer Teil der 2-Tau-Ereignisse vollständig verloren. Dies liegt vor allem an den in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Bedingungen für die vor der Anwendung der Tau-Identifikation stattfindenden Kennzeichnung von Tau-Kandidaten, die in ATLFast die Forderung nach einem Mindesttransversalimpuls der Tau-Zerfallsprodukte von 10 GeV beinhalten. Die in Abb. 5.2 gezeigten p_T -Verteilungen zeigen, dass insbesondere in SU1 ein großer Teil der Taus diese Bedingung nicht erfüllt, was nach Kapitel 2.2.3 auch den Erwartungen entspricht.

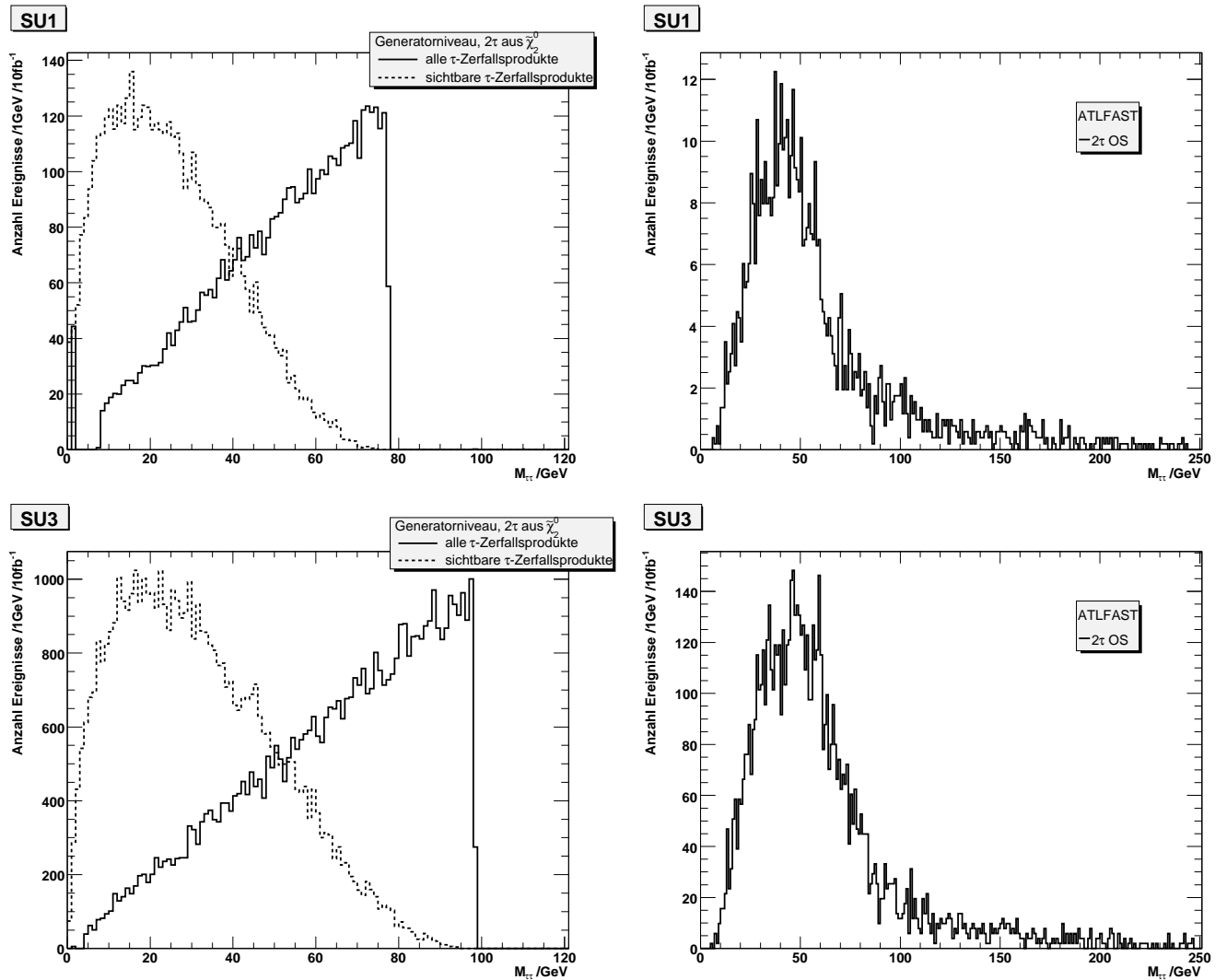


Abbildung 5.1: Invariante Masse der beiden Taus

oben: SU1, *unten:* SU3

links: Generator-Niveau, Taus aus $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall, *rechts:* ATLFAST-Niveau, 2τ OS

Erklärungen siehe Text.

Standardmodell-Untergrund

Der Untergrund zum Signal aus zwei Taus ergibt sich auch hier aus Ereignissen mit echten Taus aus anderen Zerfällen oder mit Jets, sowie solchen mit Kombinationen aus beidem. Echte Taus entstehen in Z -, W - und $t\bar{t}$ -Zerfällen, während QCD-Jets durch ihren hohen Wirkungsquerschnitt eine dominante Quelle für falsche Taus darstellen. Zusätzlich tragen hochenergetische Jets durch die Messungenauigkeit in der Energie stark zu falscher fehlender Transversalenergie bei.

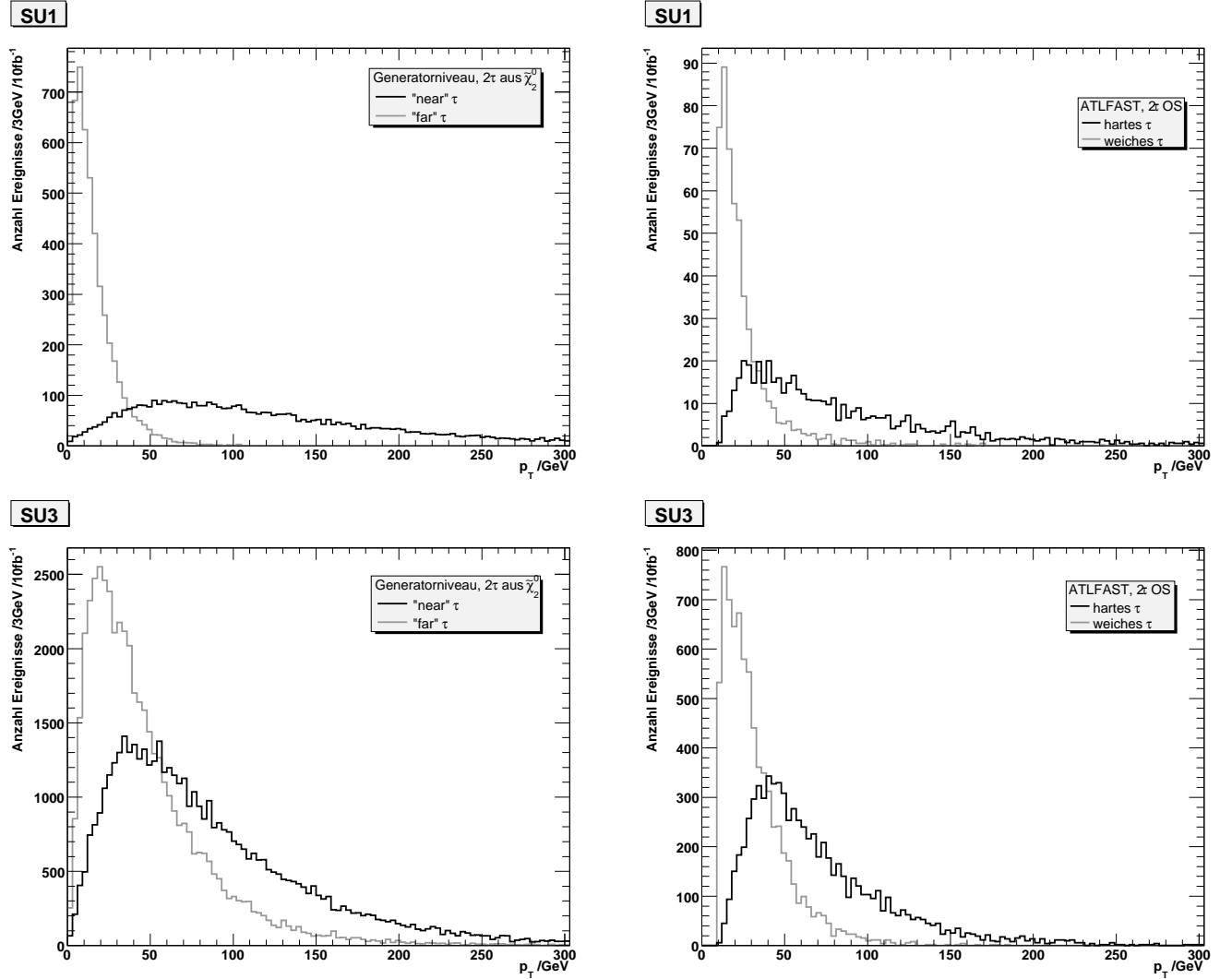


Abbildung 5.2: p_T -Verteilungen der beiden Taus

oben: SU1, **unten:** SU3

links: Generator-Niveau, Taus aus $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall, **rechts:** ATLFAST-Niveau, 2τ OS

“near” τ : aus $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau$, “far” τ : aus $\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau \tilde{\chi}_1^0$

Erklärungen siehe Text.

Die Simulationsdaten der relevanten Prozesse sind in den Tabellen 5.3 und 5.4 zusammengefasst. Die mit ALPGEN[34] in ATHENA 11.0.41 generierten Untergründe stellen eine Auswahl der offiziellen, von der *ATLAS SUSY Working Group* bereitgestellten Ereignisse dar [41]. Zusätzlich wurde ein mit PYTHIA 6.2 in ATHENA 10.0.4 generierter Datensatz von QCD-Dijets verwendet.

- $Z + Jets$:

Aus dem Zerfall $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ (BR = 0.03) kann sich ein Untergrund aus zwei echten Taus ergeben oder, falls ein oder beide Taus nicht identifiziert werden, aus einem echten Tau und einem Jet bzw. zwei Jets. Es werden außerdem die Zerfälle $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \nu_{\tau,\mu,e}\bar{\nu}_{\tau,\mu,e}$ berücksichtigt, aus denen nur der Fall zweier fake Taus plus, im Falle der Neutrinozerfälle (BR = 0.2), echter fehlender Transversalenergie entsteht. Es werden jeweils Ereignisse mit einem bis fünf zusätzlichen Jets betrachtet.

- *$t\bar{t} + Jets$:*
Hier sind die Zerfälle $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}qqqq$, $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}qq\ell\nu$, und $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu\ell\nu$ möglich². Wie beim Z-Zerfall ergibt sich also ein Untergrund aus zwei, einem oder null echten Taus mit entsprechend vielen Fakes. Es wurden Ereignisse mit null bis drei zusätzlichen Jets generiert.
- *$W + Jets$:*
Aus dem Zerfall $W^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu_\tau$ (BR = 0.11) folgt ein Untergrund aus mindestens einem Fake, dazu echte fehlende Transversalenergie in allen leptonischen Zerfällen (33%) . Es werden zwei bis fünf zusätzliche Jets berücksichtigt.
- *$Multijets$:*
Multijets sind Ereignisse bestehend aus zwei bis fünf QCD-Jets, jedoch ohne $b\bar{b}$ - und $c\bar{c}$ -Produktion aus Gluonen, da diese beim Matching in ALPGEN (siehe 4.1) versehentlich entfernt wurden. Es ergibt sich ein Untergrund aus reinen fake Taus und falscher fehlender Transversalenergie.
- *$b\bar{b} + Jets$:*
Als Ergänzung zu den Multijets wurde ein separates $b\bar{b}$ -Sample mit einem bis drei zusätzlichen Jets hinzugefügt.
- *Jn :*
Als Alternative zu den ALPGEN-Multijets wurden mit PYTHIA QCD-Dijets in acht p_T -Bereichen der am harten Prozess teilnehmenden Partonen separat generiert, um auch im hohen p_T -Bereich eine gute Statistik zu gewährleisten, soweit dies bei den für QCD-Prozesse charakteristischen hohen Wirkungsquerschnitten möglich ist. Ohne diese Aufteilung würden fast nur niederenergetische Jets mit niedrigem Transversalimpuls generiert werden, da der Wirkungsquerschnitt hierfür sehr viel größer ist als für die Produktion energiereicher Jets. Die einzelnen p_T -Bins sind in Tabelle 5.4 angegeben und in Abb. 5.3 aufgetragen; man sieht deutlich, wie an der jeweiligen Obergrenze der einzelnen p_T -Bereiche die Statistik abbricht und durch den nächsten

² $t \rightarrow Wq$ mit $q = (s, d)$ sowie $t \rightarrow \gamma q$ und $t \rightarrow Zq$ mit $q = (u, c)$ können vernachlässigt werden.

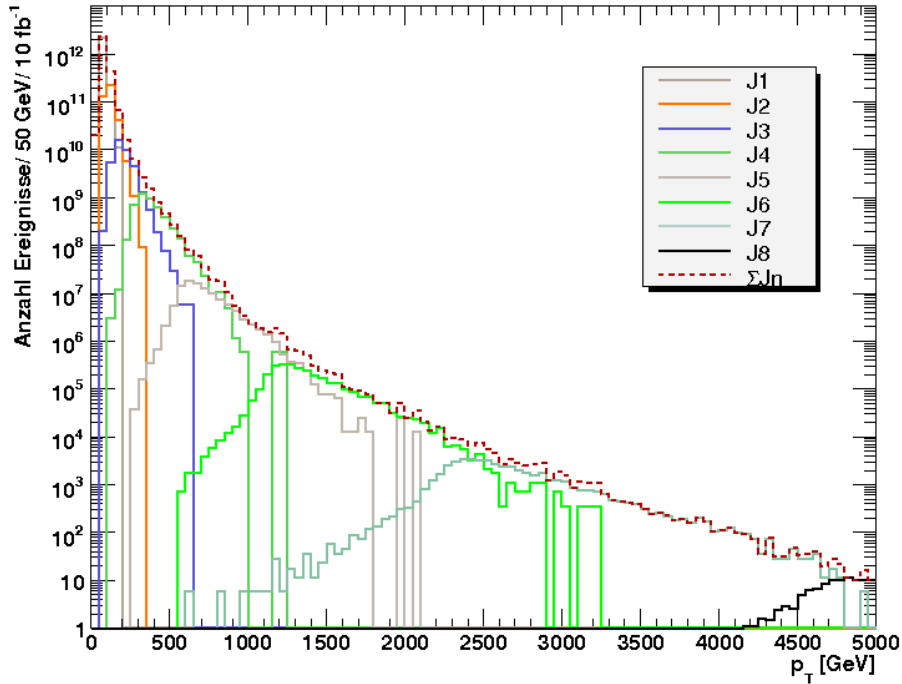


Abbildung 5.3: J_n : p_T -Verteilungen der einzelnen p_T -Bereiche.

Bereich ergänzt werden muss. Die Untergrundeigenschaften der J_n s entsprechen denen der Multijets.

Der QCD-Untergrund in Pythia und Alpgen

Im Allgemeinen wird angenommen, dass in reinen Partonschauer-Generatoren wie PYTHIA der QCD-Untergrund unterschätzt wird, während die Matrixelement-Methode bzw. die realisierbare Alternative einer Kombination aus Matrixelement und Partonschauer, wie sie ALPGEN verwendet, der Natur eher gerecht wird. Um dies zu überprüfen und insbesondere die Auswirkung der Generatormethode auf die Untergrundeigenschaften zu testen, wurden die diesbezüglich wichtigen Charakteristika der PYTHIA- und der ALPGEN-Datensätze verglichen:

In Abb. 5.4 sind die p_T -Verteilungen der vier führenden Jets, d.h. den vier Jets mit den höchsten Transversalimpulsen, jeweils für das PYTHIA-Dijet- (grün) und das ALPGEN-Multijet-Sample (blau) dargestellt, in Abb. 5.5 (a) der fehlende Transversalimpuls und in (b) die Anzahl von Jets mit $p_T > 50$ GeV. Alle Verteilungen sind auf 10 fb^{-1} normiert. Der PYTHIA-Datensatz deckt offenbar trotz einer sehr viel geringeren Anzahl simulierter

Z-, W- und $t\bar{t}$ -Untergrund				
Prozess		# Ereignisse	σ [pb]	$\int L$ [fb $^{-1}$]
Z + Jets				
$Z \rightarrow \tau\tau$	+ 1 Jet	810 K	122	6.6
	+ 2 Jets	370 K	30	12.5
	+ 3 Jets	60 K	6	10.0
	+ 4 Jets	11 K	1	10.0
	+ 5 Jets	2 K	0.3	5.0
$Z \rightarrow \mu\mu$	+ 1 Jet	135 K	122	1.1
	+ 2 Jets	75 K	30	2.5
	+ 3 Jets	60 K	6	10.0
	+ 4 Jets	12 K	1	10.0
	+ 5 Jets	2 K	0.3	5.0
$Z \rightarrow ee$	+ 1 Jet	135 K	122	1.1
	+ 2 Jets	75 K	30	2.5
	+ 3 Jets	60 K	6	10.0
	+ 4 Jets	11 K	1	10.0
	+ 5 Jets	2 K	0.3	5.0
$Z \rightarrow \nu\nu$	+ 1 Jet	120 K	703	0.2
	+ 2 Jets	105 K	168	0.6
	+ 3 Jets	67 K	34	2.0
	+ 4 Jets	90 K	6	14.9
	+ 5 Jets	45 K	2	19.9
$t\bar{t}$ + Jets				
$t\bar{t} \rightarrow bb + l\nu l\nu$	+ 0 Jets	100 K	26	3.9
	+ 1 Jet	76 K	14	5.4
	+ 2 Jets	56 K	5	11.4
	+ 3 Jets	28 K	3	11.4
$t\bar{t} \rightarrow bb + l\nu qq$	+ 0 Jets	100 K	103	1.0
	+ 1 Jet	77 K	56	1.4
	+ 2 Jets	56 K	20	2.8
	+ 3 Jets	28 K	10	2.9
$t\bar{t} \rightarrow bb + qqqq$	+ 0 Jets	100 K	102	1.0
	+ 1 Jet	76 K	56	1.4
	+ 2 Jets	56 K	20	2.8
	+ 3 Jets	28 K	10	2.9
W + Jets				
W	+ 2 Jets	4.6 M	820	5.6
	+ 3 Jets	1.2 M	156	7.5
	+ 4 Jets	170 K	30	5.6
	+ 5 Jets	45 K	9	3.0

Tabelle 5.3: Standardmodell-Untergrund: Z+Jets, W+Jets und $t\bar{t}$. Jeweils mit ALPGEN generiert.

QCD-Untergrund				
Prozess	# Ereignisse	$\sigma \times \text{BR}$	$\int L \text{ [fb}^{-1}\text{]}$	Generator
MultiJets				
2 Jets	4 M	53 μb	$6.8 \cdot 10^{-5}$	AlpGen
3 Jets	1.5 M	2.7 μb	$4.6 \cdot 10^{-4}$	AlpGen
4 Jets	280 K	0.4 μb	$7.4 \cdot 10^{-4}$	AlpGen
5 Jets	330 K	0.05 μb	$5.3 \cdot 10^{-3}$	AlpGen
$b\bar{b} + \text{Jets}$				
+ 1 Jet	900 K	33 nb	0.03	AlpGen
+ 2 Jets	350 K	8 nb	0.05	AlpGen
+ 3 Jets	250 K	1.5 nb	0.19	AlpGen
DiJets				
J1 - ($17 \text{ GeV} < p_T < 35 \text{ GeV}$)	10 K	1.4 mb	$7.3 \cdot 10^{-9}$	Pythia
J2 - ($35 \text{ GeV} < p_T < 70 \text{ GeV}$)	10 K	93 μb	$1.1 \cdot 10^{-7}$	Pythia
J3 - ($70 \text{ GeV} < p_T < 140 \text{ GeV}$)	10 K	6 μb	$1.7 \cdot 10^{-6}$	Pythia
J4 - ($140 \text{ GeV} < p_T < 280 \text{ GeV}$)	10 K	0.6 μb	$1.7 \cdot 10^{-5}$	Pythia
J5 - ($280 \text{ GeV} < p_T < 560 \text{ GeV}$)	10 K	12 nb	$7.9 \cdot 10^{-4}$	Pythia
J6 - ($560 \text{ GeV} < p_T < 1120 \text{ GeV}$)	10 K	0.4 nb	0.03	Pythia
J7 - ($1120 \text{ GeV} < p_T < 2280 \text{ GeV}$)	10 K	6 pb	1.7	Pythia
J8 - ($p_T > 2280 \text{ GeV}$)	10 K	24 fb	413	Pythia

Tabelle 5.4: Standardmodell-Untergrund: QCD-Ereignisse

Ereignisse (vgl. Tabelle 5.4) einen größeren p_T -Bereich ab, während die Multijet-Verteilung im Bereich größerer Transversalimpulse aufgrund fehlender Statistik einfach abbricht. Dies belegt deutlich den Nutzen einer p_T -aufgeteilten Simulation. Außerdem ist zu sehen, dass im Bereich vergleichbarer Statistik der Unterschied in den p_T -Verteilungen zwischen den verschiedenen Generatoren relativ gering ausfällt, die ALPGEN-Methode insgesamt aber tatsächlich etwas mehr Untergrund liefert als der Partonschauer alleine. Obwohl die totale Anzahl an Jets in der Multijet-Probe durchschnittlich deutlich größer als in der Dijet-Probe ist, schwindet dieser Unterschied, wenn man etwas härtere Jets mit mindestens 50 GeV Transversalimpuls fordert.

In Abb. 5.5 (c,d) ist außerdem die transversale Spärizität³ aufgetragen. Da nicht sofort ersichtlich ist, warum die Dijets im Schnitt symmetrischer sind als die Multijets, sind in Teil (d) die einzelnen Beiträge aufgespalten. Die Fläche wurde jeweils auf 1 normiert, um die Form der Verteilungen besser vergleichen zu können. Die rötlichen Kurven zeigen die Multijets m2-m5, die gräulichen die Dijets J1 bis J8. Man sieht, dass die Ereignisse von

³zur Definition siehe Abschnitt 5.2.

m2 bis m5 sphärischer werden, was auch der Erwartung entspricht. Außerdem werden sie von J1 bis J8 zigarrenförmiger, da die Energie der Jets ansteigt und der Winkel der Abstrahlungen sich somit weniger stark auswirkt. Da m2 und J1 aufgrund der größeren Wirkungsquerschnitte stark dominieren, ergibt sich insgesamt das in (c) gezeigte Bild.

Da SUSY-Ereignisse reich an *harten* Jets und vergleichsweise sphärisch sind, kann also erwartet werden, dass die Jns für das hier untersuchte Signal einen größeren Beitrag zum Untergrund liefern als die Multijets; dies wird in Abschnitt 5.2.1 auch bestätigt. Ohne jegliche SUSY-Selektionsschnitte ist der Beitrag der Multijets jedoch größer, wie in Abschnitt 5.1.3 anhand der Rate an falschen Taus auch zu sehen ist. Insgesamt wäre eine p_T -aufgeteilte Simulation mit ALPGEN für SUSY-Studien also am geeignetsten. Die neueste, in ATHENA 12.0.6 laufende Produktion wird solche Datensätze beinhalten.

5.1.3 Taus: Rekonstruktionseffizienz und Fakes

Die in ATLFAST angewandte Parametrisierung von Effizienz und Unterdrückung wurde bereits in Kapitel 4.2.1 beschrieben, deshalb sei an dieser Stelle nur kurz wiederholt, dass die Effizienz fest eingestellt und daraus in drei η -Bereichen die p_T -abhängige Unterdrückung berechnet wird. Der in ATHENA 11.0.4 implementierte Code enthält einen Fehler, deshalb wurde die Parametrisierung separat im Analyseprogramm durchgeführt; beide Codes sowie eine Überprüfung der Äquivalenz sind in Anhang A angegeben. Das Vorzeichen der Ladung wurde den falschen Taus zufällig mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 50% zugeordnet.

Um einen ersten Eindruck von den Auswirkungen der fake Taus zu gewinnen, ist es sinnvoll, zunächst einmal die 2τ -Ereignisse ohne irgendwelche Schnitte zu betrachten und den Anteil der Fakes zu bestimmen. Aus Gründen der einfacheren Handhabung wurde dies nach einer Vorselektion der Ereignisse von $p_{T,miss} > 80$ GeV getan. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 5.5 und 5.6 dargestellt, in denen jeweils der Anteil der 2τ -Ereignisse angegeben ist, der zwei, ein oder kein fake Tau enthält.

In Tabelle 5.5 werden für eine feste Effizienz von 50% die SUSY-Ereignisse mit dem Untergrund verglichen. Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Beiträge der Untergrundprozesse durch echte bzw. fake Taus werden dabei bestätigt, und die Unterschätzung des allgemeinen QCD-Untergrundes durch PYTHIA im Vergleich zu ALPGEN wird hier in den konkreten Zahlen deutlich. Außerdem ist zu erkennen, dass der Anteil der aus zwei echten Taus bestehenden Ereignisse so gering ist, dass allgemeine Schnitte zur Reduzierung des Standardmodelluntergrundes nicht ausreichen werden, um eine invariante Massenverteilung sinnvoll untersuchen zu können. Der durch den exponentiellen Abfall der Unterdrückung mit fallendem Transversalimpuls motivierte Versuch, die Rate der falschen Taus durch einen p_T -Schnitt auf das härtere Tau zu reduzieren, hat sich als nicht ergiebig erwiesen, sondern führt lediglich zu einer Verbesserung der Rate an echten 2τ -Ereignissen in der Größenordnung von 1%. Der Grund hierfür ist, dass ein Großteil der weichen Taus bereits

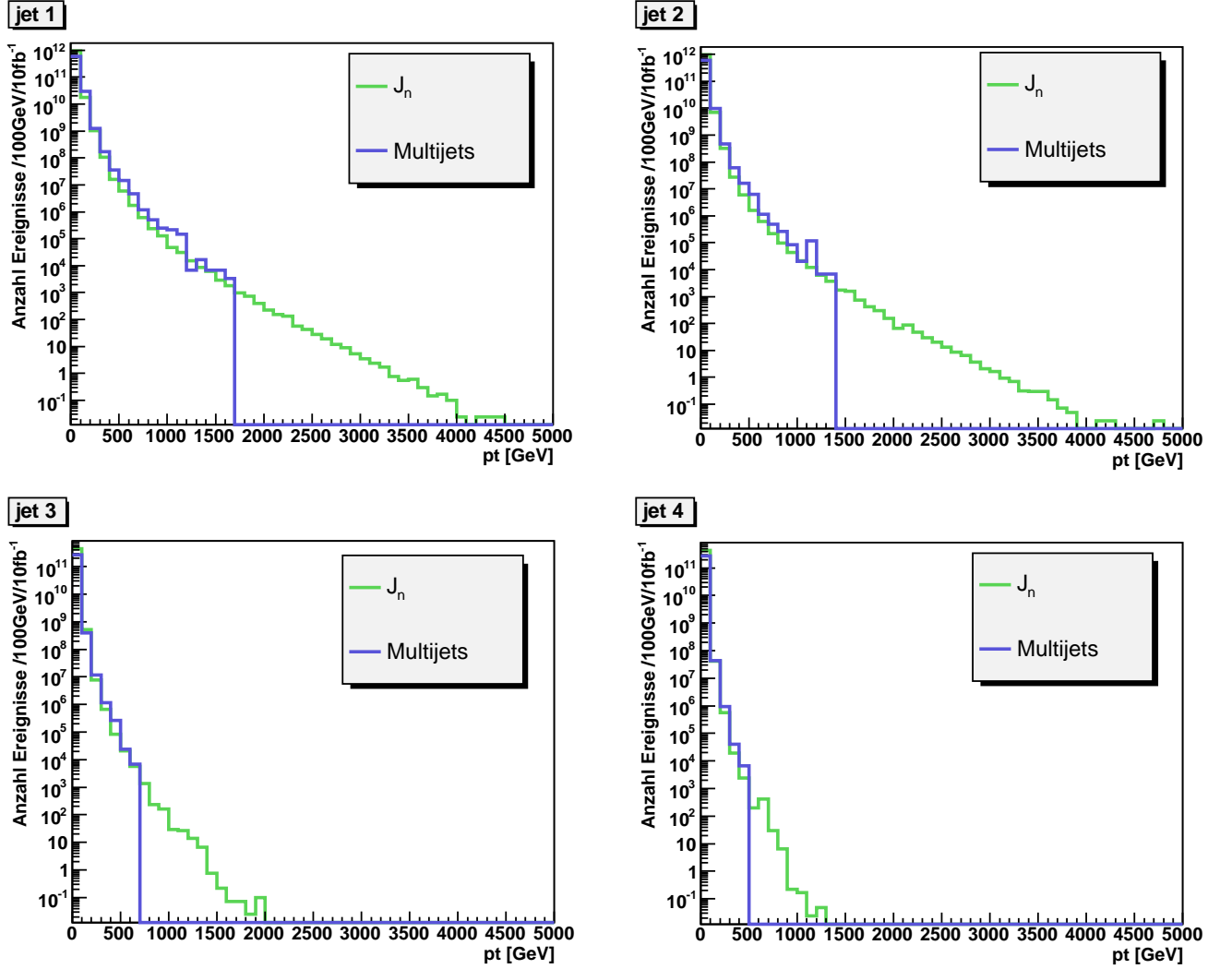


Abbildung 5.4: *Transversalimpulse der vier führenden Jets: Vergleich von Multijets (ALPGEN) und J_n (PYTHIA).*

an den Kriterien für die Festlegung der Tau-Kandidaten scheitern, die einen Mindesttransversalimpuls der sichtbaren Tau-Zerfallsprodukte von 10 GeV beinhalten. Eine erhebliche Verbesserung kann mit dieser Methode deshalb nur erzielt werden, wenn nur ein rekonstruiertes Tau mit einem größeren p_T gefordert und in dessen Umgebung nach dem zweiten Tau gesucht wird, für das die Kriterien dann gelockert werden können. Solch ein Prozedere ist jedoch nur im Rahmen der vollen Detektorsimulation möglich.

In Tabelle 5.6 wird das Signal für die Rekonstruktionseffizienzen 30%, 50% und 70% untersucht. Hier ist zu erkennen, dass mit einer 30-prozentigen Effizienz das 2τ -Signal erwartungsgemäß zwar am reinsten ist, aber sehr wenige Signalereignisse gemessen werden

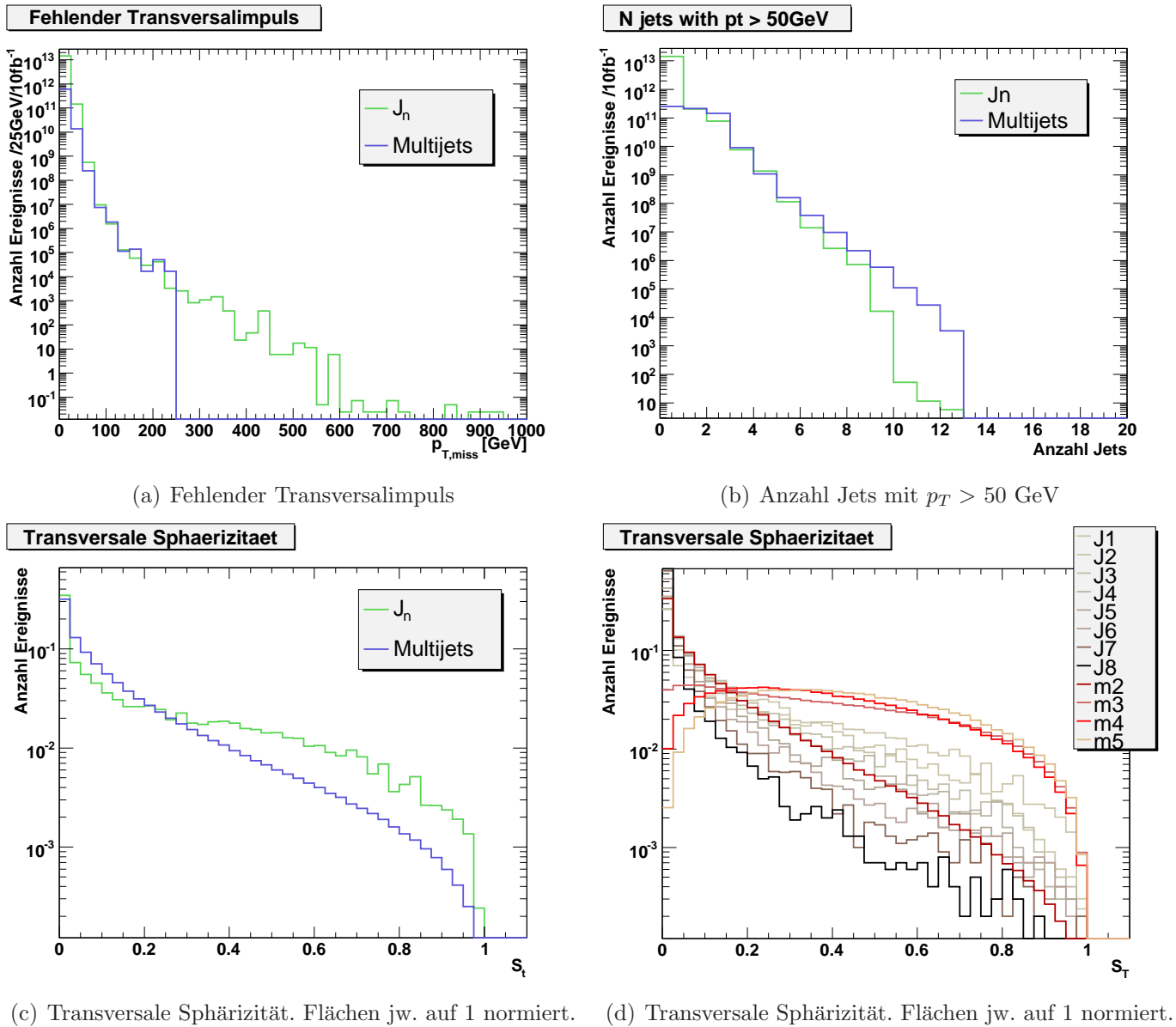


Abbildung 5.5: Vergleich von *ALPGEN* Multijets und *PYTHIA* Dijets. (a,b,c): *ALPGEN* Multijets blau, *PYTHIA* Dijets grün, (d): Multijets m2-m5 rot, Dijets J1-J8 grau-braun

können, so dass die Verteilung der invarianten Massen wohl unter den statistischen Schwankungen verloren geht und eine Bestimmung des Endpunktes mit einem akzeptablen Fehler nicht mehr möglich sein wird. Der umgekehrte Fall ist für eine Effizienz von 70% gegeben: hier ist die Statistik zwar sehr groß, das 2τ -Signal besteht jedoch zu einem großen Teil aus Fakes, was die Betrachtung einer invarianten Massenverteilung sinnlos macht.

Deshalb wurde für die weitere Analyse mit einer Effizienz von 50% gearbeitet.

2 τ -Ereignisse						
	2 echte		1 echtes + 1 fake		2 Fakes	
	10 fb ⁻¹	%	10 fb ⁻¹	%	10 fb ⁻¹	%
SU1	95	11	317	36	460	53
SU3	2438	42	2447	43	868	15
Z+Jets	1433	18	1066	13	5413	68
W+Jets	0	0	6559	47	7272	53
$t\bar{t}$ +Jets	356	3	5338	46	5931	51
$b\bar{b}$ +Jets	0	0	0	0	2644	100
Multijets	0	0	0	0	7559	100
Jn	0	0	0	0	392	100

Tabelle 5.5: Anteil von Fakes an 2 τ -Ereignissen, nach der Vorselektion ($p_{T,miss} > 80$ GeV). Die absoluten Zahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von 10 fb⁻¹.

2 τ -Ereignisse				
$\epsilon = 0.3$				
	2 echte (%)	1 echtes + 1 fake (%)	2 Fakes (%)	\sum Anzahl Ereignisse
SU1	50	44	6	143
SU3	73	23	4	1529
$\epsilon = 0.5$				
	2 echte (%)	1 echtes + 1 fake (%)	2 Fakes (%)	\sum Anzahl Ereignisse
SU1	11	36	53	873
SU3	42	43	15	5753
$\epsilon = 0.7$				
	2 echte (%)	1 echtes + 1 fake (%)	2 Fakes (%)	\sum Anzahl Ereignisse
SU1	3	20	78	6833
SU3	13	40	47	24373

Tabelle 5.6: Anteil von Fakes an 2 τ -Ereignissen, nach der Vorselektion ($p_{T,miss} > 80$ GeV). Die absoluten Zahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von 10 fb⁻¹.

5.2 Trennung von Signal und Untergrund

Um das Signal vom Untergrund unterscheiden zu können, werden im Folgenden zuerst einige charakteristische Verteilungen verglichen, die potentielle Schnittvariablen darstellen.

Die jeweiligen Größen sind in Abbildung 5.6 zusammengestellt, jeweils wieder nach der Vorselektion und für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} .

Fehlender Transversalimpuls $p_{T,miss}$:

Ein wichtiges Charakteristikum für alle R-paritätserhaltenden SUSY-Szenarien ist der fehlende Transversalimpuls, der in Abb. 5.6 (a) für die Punkte SU1 und SU3 sowie alle Untergrundprozesse aufgetragen ist. Wie erwartet ist ein deutlicher Unterschied in der Form der Verteilungen erkennbar: die Standardmodellprozesse zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei niedrigem fehlenden Transversalimpuls und einen steilen Abfall zum hohen $p_{T,miss}$ -Bereich hin, während die SUSY-Verteilungen ihren Maximalwert in den betrachteten Punkten erst bei ca. 200-400 GeV erreichen und danach verhältnismäßig langsam abfallen. Der Grund hierfür liegt hauptsächlich in den nicht detektierten LSPs; die zahlreiche Jetproduktion in SUSY-Ereignissen liefert zusätzliche Beiträge durch die Messunsicherheit in der Jetenergie und durch energiereiche Jets in Richtung von totem Detektormaterial oder insbesondere in Richtung der bekannten Schwachstellen im Übergangsbereich zwischen den verschiedenen Kalorimetern.

Jets:

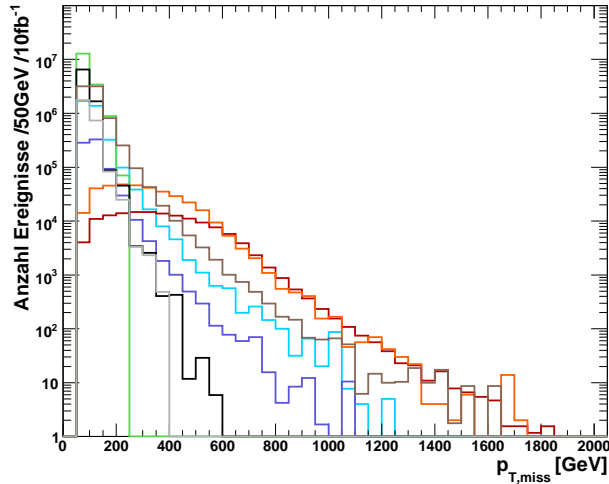
Die Jetproduktion in SUSY-Ereignissen wurde bereits begründet; es ist üblich, die vier härtesten Jets zu betrachten. Die Summe der Transversalimpulse dieser vier führenden Jets ist in Abbildung 5.6 (b) dargestellt, wobei Tau-Jets hier mitgezählt werden. Dabei wurden nur Ereignisse mit mindestens vier Jets zur Bildung der Summe herangezogen; diejenigen mit weniger Jets befinden sich bei $p_T=0$. Auch hier sind die Verteilungen von SU1 und SU3 gegenüber denen des Untergrundes zum hohen p_T -Bereich hin verschoben, der Unterschied ist jedoch bei Weitem nicht so deutlich wie beim fehlenden Transversalimpuls.

Transversale Sphärizität S_T :

Durch die langen Zerfallskaskaden nach der SUSY-Paarproduktion kann eine nahezu symmetrische Verteilung der zahlreichen Leptonen, Photonen und Jets entstehen. Als Maß für die Symmetrie eines Ereignisses wird die transversale Sphärizität

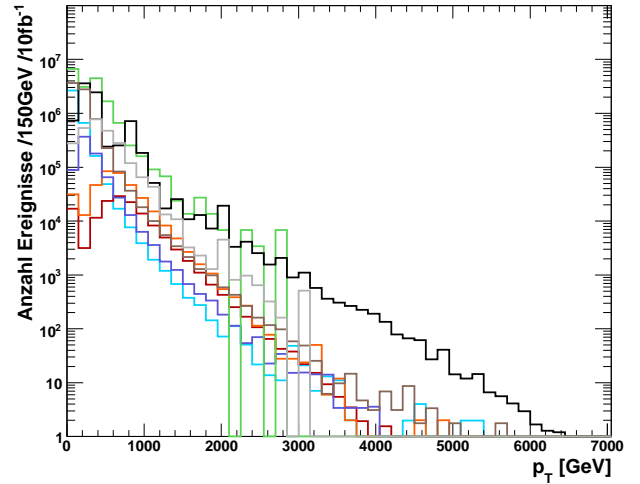
$$S_T = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (5.1)$$

Fehlender Transversalimpuls



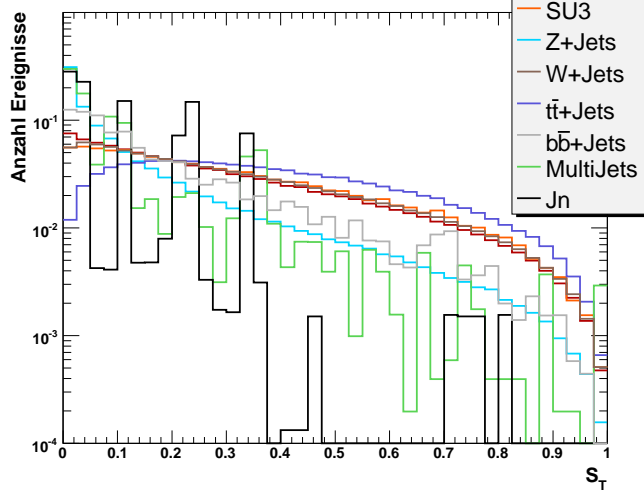
(a) Fehlender Transversalimpuls

Summe pt



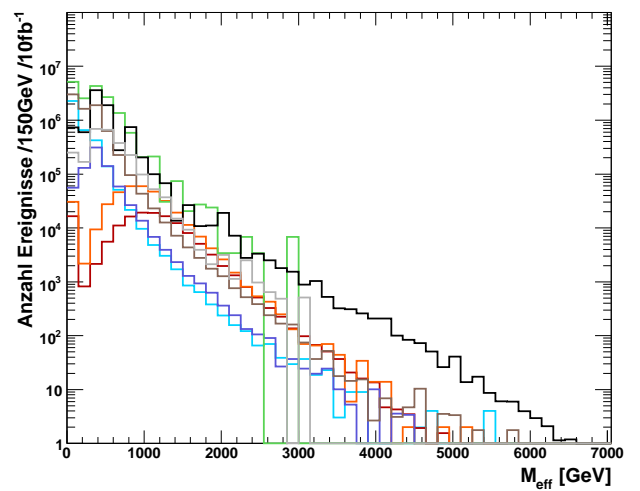
(b) Summe der Transversalimpulse der vier führenden Jets

Transversale Sphaerizitaet



(c) Transversale Sphärizität. Die Flächen sind jeweils auf 1 normiert.

Effektive Masse



(d) Effektive Masse.

Abbildung 5.6: Charakteristische Verteilungen

Nach einer Vorselektion von $p_{T,miss} > 80 \text{ GeV}$, normiert auf 10 fb^{-1} , (c) normiert auf 1.

definiert, wobei $\lambda_{1,2}$ ($\lambda_1 > \lambda_2$) die Eigenwerte der zweidimensionalen Sphärizitätsmatrix

$$\begin{pmatrix} \sum p_x^2 & \sum p_x p_y \\ \sum p_y p_x & \sum p_y^2 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

sind. Die Summe läuft jeweils über alle Elektronen, Myonen, Photonen und Jets (inklusive Tau-Jets) eines Ereignisses. Eine Sphärizität von 1 entspricht somit einem in der x-y-Projektion ideal kreissymmetrischen Ereignis, während eine Sphärizität von 0 eine langgestreckte, zigarrenförmige Verteilung, wie sie beispielsweise ein Dijet-Ereignis aufweist, darstellt.

In Abb. 5.6 (c) sind die transversalen Sphärizitätsverteilungen für den Standardmodelluntergrund und die beiden SUSY-Signale aufgetragen. Es ist üblich, zum besseren Vergleich der Form die Fläche unter den Verteilungen auf 1 zu normieren. Wie erwartet sind die SUSY-Ereignisse im Allgemeinen symmetrischer als diejenigen der Standardmodellprozesse, eine Ausnahme hiervon bilden jedoch die $t\bar{t}$ -Ereignisse: Top-Quarks zerfallen, bevor eine Hadronisierung stattfinden könnte, so dass sich aufgrund der großen Topmasse wiederum Kaskadenzerfälle mit einer großen Anzahl von Teilchen im Endzustand bilden können: der dominante Zerfallskanal $t \rightarrow Wb$ kann zu den Endzuständen $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b}$ (46%), $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bl\bar{\nu}_l\bar{b} + \bar{l}\nu_l bq\bar{q}'\bar{b}$ (44%) und $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b l' \bar{\nu}_l \bar{b}$ (10%) führen. Dazu kommen Jets aus Gluonabstrahlungen im Anfangs- und Endzustand.

Effektive Masse M_{eff} :

Eine weitere globale Ereigniseigenschaft, die üblicherweise zur Charakterisierung supersymmetrischer Ereignisse herangezogen wird, ist die effektive Masse

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^4 p_{T,i} + p_{T,miss} . \quad (5.3)$$

Dabei läuft die Summe über die Transversalimpulse der vier führenden Jets, wobei auch hier wieder Tau-Jets mitgezählt werden⁴. Die Verteilung ist in Abbildung 5.6 (d) für die verschiedenen Proben aufgetragen; sie unterscheiden sich kaum von Figur (b), da sie lediglich die Summe aus (a) und (b) darstellt und der Einfluss von (a) auf den Bereich großer Transversalimpulse gering ist. Üblicherweise wird die effektive Masse jedoch im sogenannten “0 lepton mode” betrachtet, der aus folgenden Schnitten besteht:

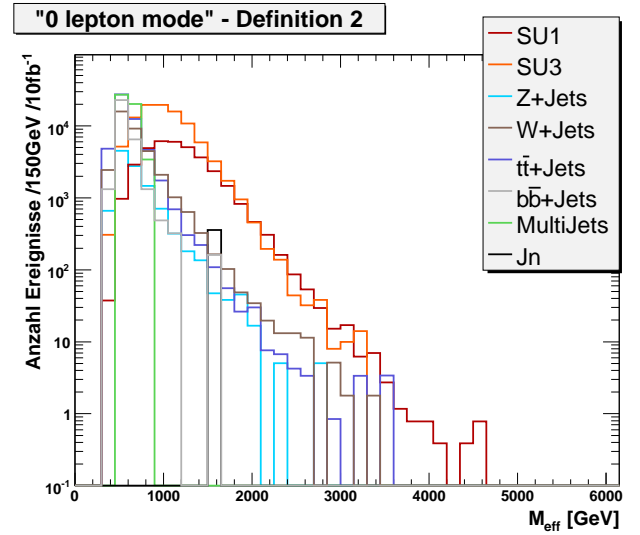
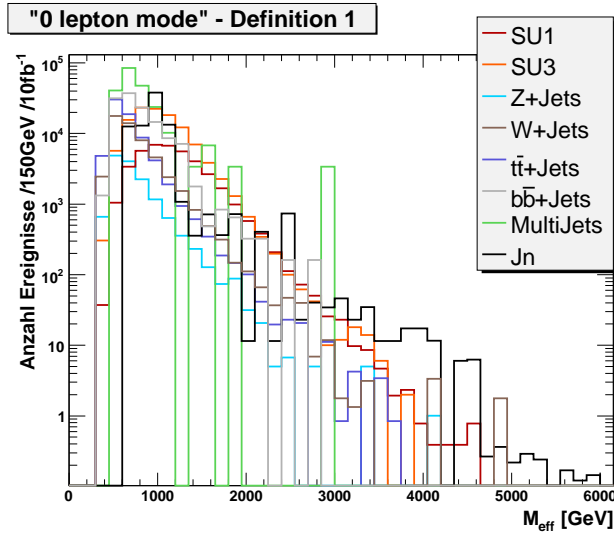
1. Lepton-Veto: Es darf kein isoliertes Elektron oder Myon mit $p_T > 10$ GeV enthalten sein.

⁴Die alternative Definition $M_{eff} = \sum_{i=1}^N p_{T,i} + p_{T,miss}$, wobei die Summe über die Transversalimpulse aller Jets läuft, findet zuweilen auch Verwendung. Da der Jet-Transversalimpuls aber schnell abnimmt und ab dem fünften Jet klein ist im Vergleich zu dem der ersten vier, unterscheiden sich die Verteilungen nur unwesentlich.

2. Mindestens 4 Jets mit $p_T > 50$ GeV.
3. Davon mindestens 1 Jet mit $p_T > 100$ GeV.
4. $S_T > 0.2$
5. Fehlende Transversalenergie: hier sind die beiden Varianten
 - a) $p_{T,miss} > 100$ GeV (z.B. in [42])
 - b) $p_{T,miss} > \max(100 \text{ GeV}, 0.2 M_{eff})$ (z.B. in [26])

verbreitet.

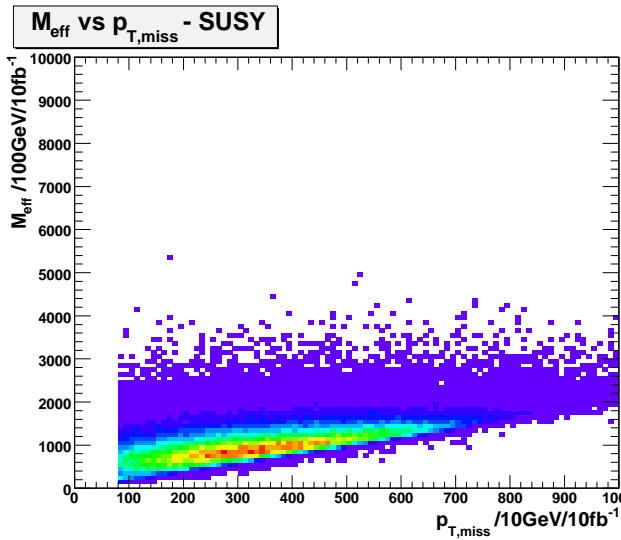
Abbildung 5.7 zeigt oben die Verteilungen für die Fälle 5a) bzw. 5b), mit ansonsten identischen Schnitten 1 bis 4. Offenbar ist die Forderung, dass härtere Jets mit einer größeren fehlenden Energie einher gehen, entscheidend für eine allgemeine Trennung von SUSY-Ereignissen und Standardmodell-Untergrund. Um das zu verstehen, ist in Abbildung 5.8 die effektive Masse gegen den fehlenden Transversalimpuls aufgetragen, und zwar jeweils die Summe einmal der Signalereignisse SU1 und SU3 in (a) und diejenige aller Untergrundprozesse in (b): im Bereich mit kleinem $p_{T,miss}$ und großem M_{eff} zeigt die Verteilung der Untergrundprozesse eine Wolke aus Ereignissen, die in den SUSY-Verteilungen vollständig fehlen und durch die Forderung 5b) weggeschnitten werden. Aus dem Vergleich von Abbildung 5.7 a) und b) ist außerdem ersichtlich, dass diese Wolke fast ausschließlich aus dem QCD-Untergrund besteht.



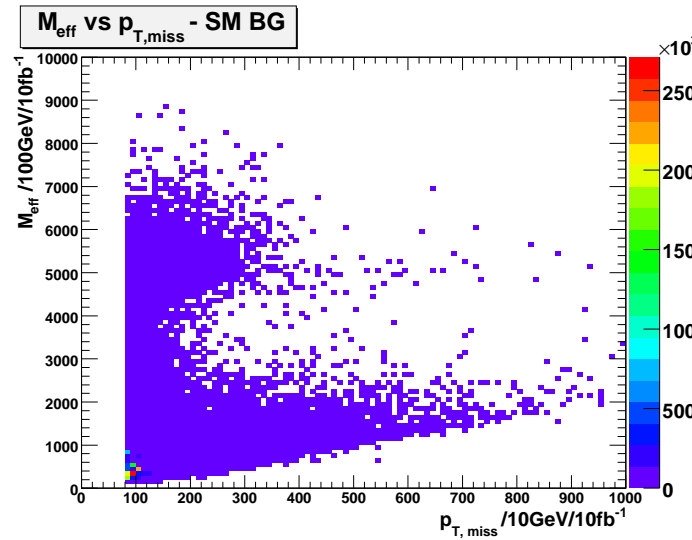
(a) Effektive Masse, "0 lepton mode"-Version mit 5a).

(b) Effektive Masse, "0 lepton mode"-Version mit 5b).

Abbildung 5.7: Effektive Masse, verschiedene Definitionen des "0 lepton mode"



(a) SUSY (SU1 + SU3)



(b) Standardmodell Untergrund (Σ Z, W, $t\bar{t}$, $b\bar{b}$, Multijets und Jn)

Abbildung 5.8: Effektive Masse gegen fehlenden Transversalimpuls

5.2.1 Optimierung der Schnitte und Entdeckungspotential

Um das Signal aus dem Untergrund zu extrahieren wird nun zuerst versucht, ein allgemeines SUSY-Signal über dem Standardmodell-Untergrund zu maximieren, bevor auf Schnitte zur Reduzierung des SUSY-Untergrundes eingegangen wird. Dazu werden sukzessiv jeweils für eine Größe die möglichen Schnittwerte variiert, während alle anderen Variablen festgehalten werden. Es wurden diejenigen Schnitte gewählt, für die die Signifikanz $s = \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Untergrund}}}$ maximal wird, wobei Signal und Untergrund hier vorerst mit SUSY-Ereignis und Standardmodelluntergrund gleichzusetzen sind.

Ausgangspunkt ist jeweils die Vorselektion von 80 GeV fehlendem Transversalimpuls plus der Forderung nach mindestens zwei Taus im Ereignis. Diese trägt zur generellen SUSY-Selektion bei, da es in SUSY-Ereignissen im Vergleich zu Standardmodellprozessen mehr Produktionsmöglichkeiten für Taus gibt und insbesondere in den betrachteten Punkten Taus gehäuft auftreten (vgl. Kapitel 3.3).

Das SUSY-Signal wurde dann bezüglich der Signifikanz durch Schnitte auf den fehlenden Transversalimpuls, die Transversalimpulse der vier führenden Jets und deren Summe, die transversale Spärizität und die effektive Masse optimiert, wobei nicht alle diese Größen einen Beitrag zur Maximierung der Signifikanz leisten konnten, was ob der teilweise starken Korrelation der einzelnen Größen auch nicht überraschend ist.

In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die Verteilungen der Schnittgrößen nach den jeweils zuvor durchgeführten Schnitten aufgetragen und der jeweilige Schnittwert eingezeichnet. Man beachte dabei den Wechsel von einer logarithmischen Skala der unter (a) aufgeführten Schaubilder zu einer linearen in den anderen Graphen.

Den Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls betreffend ist zu bemerken, dass trotz der im vorigen Abschnitt bezüglich der verschiedenen “0 lepton mode”-Schnitte angestellten Beobachtung ein Schnitt auf $p_{T,miss}$ alleine (also $p_{T,miss} > X$ GeV) im untersuchten Bereich ($p_{T,miss} > 150$ GeV) durchweg zu höheren Signifikanzen führt als Schnitte der Art $p_{T,miss} > \max(X \text{ GeV}, 0.2 M_{eff})$; der Hauptbeitrag der Wolke stammt also aus dem Bereich niedriger fehlender Transversalimpulse, so dass für diese Analyse auf einen schrägen Schnitt durch die M_{eff} - $p_{T,miss}$ -Ebene verzichtet werden kann. Ein separater Schnitt auf die effektive Masse selbst hat sich außerdem als ebenso wenig wirkungsvoll erwiesen; dasselbe gilt für Schnitte auf manche Jetimpulse und deren Summe sowie im Falle von SU3 die transversale Sphärizität.

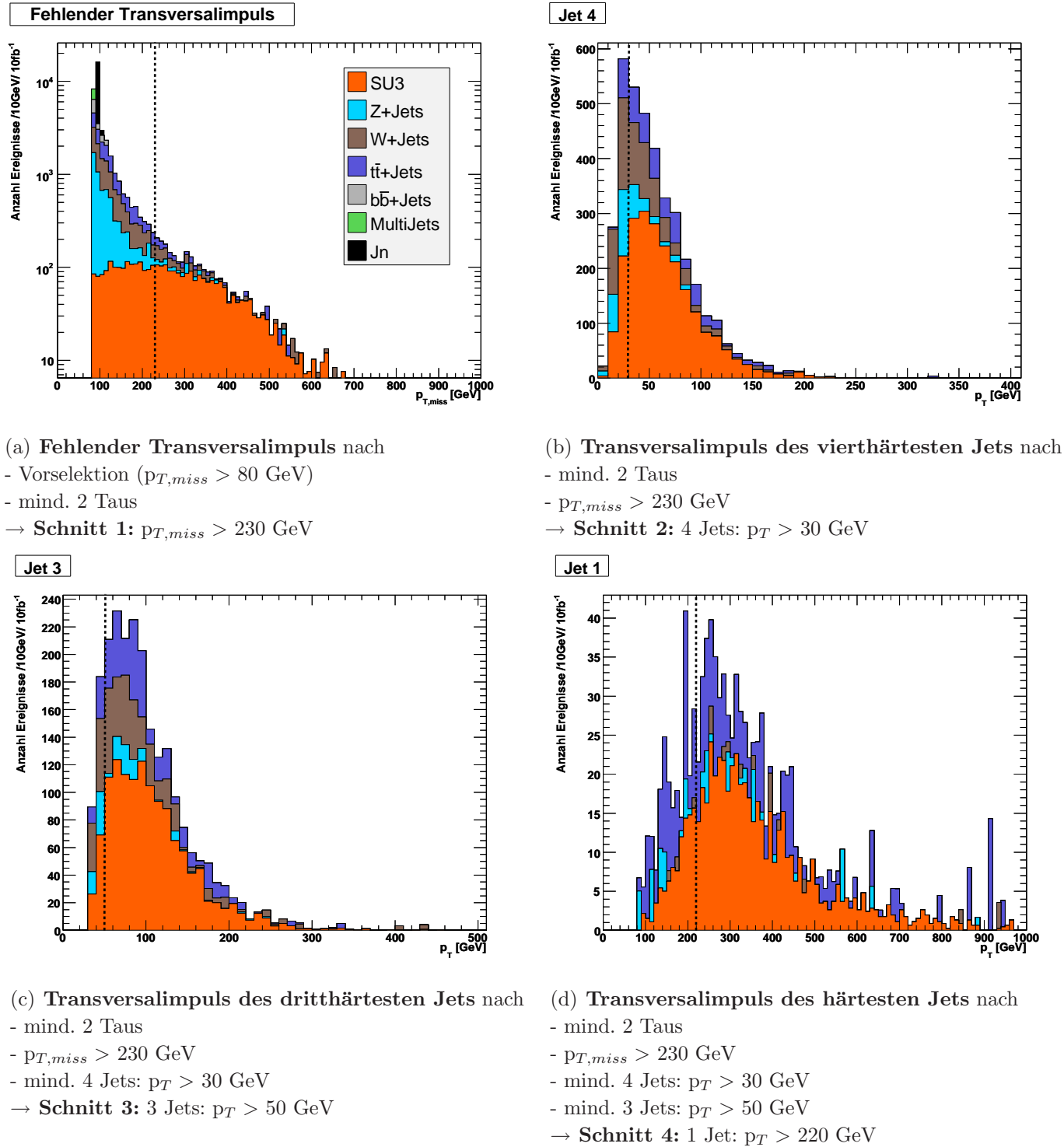
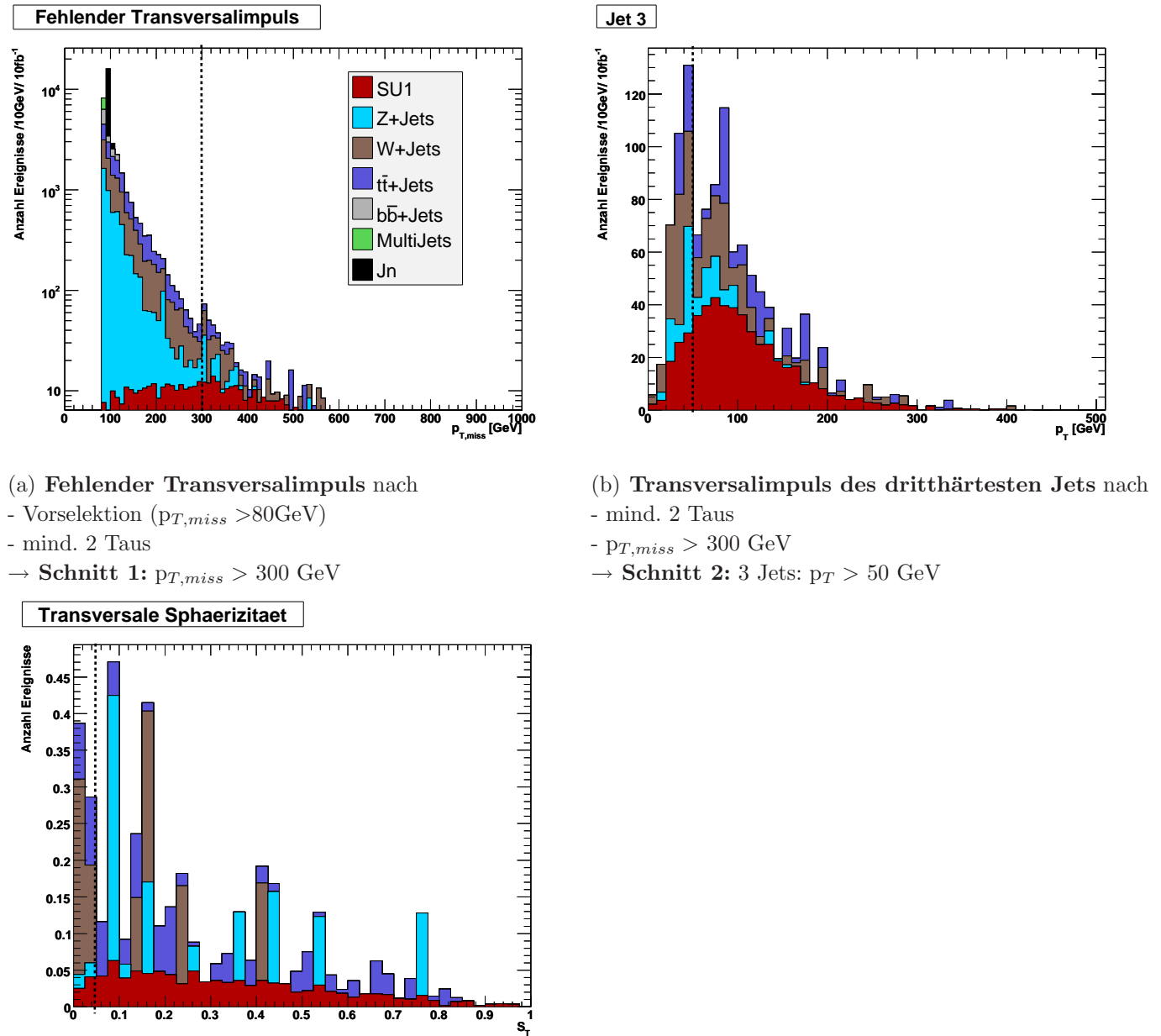


Abbildung 5.9: Die allgemeinen SUSY-Schnitte für SU3, “Cut Flow”
 Man beachte die logarithmische Skala in (a)



(a) Fehlender Transversalimpuls nach
 - Vorselektion ($p_{T,miss} > 80 \text{ GeV}$)
 - mind. 2 Taus
 → **Schnitt 1:** $p_{T,miss} > 300 \text{ GeV}$

(b) Transversalimpuls des dritthärtesten Jets nach
 - mind. 2 Taus
 - $p_{T,miss} > 300 \text{ GeV}$
 → **Schnitt 2:** 3 Jets: $p_T > 50 \text{ GeV}$

(c) Transversale Sphärizität nach
 - mind. 2 Taus
 - $p_{T,miss} > 300 \text{ GeV}$
 - mind. 3 Jets: $p_T > 50 \text{ GeV}$
 → **Schnitt 3:** $S_T > 0.05$

Abbildung 5.10: Die allgemeinen SUSY-Schnitte für SU1, “Cut Flow”
 Man beachte die logarithmische Skala in (a)

Die endgültigen Schnitte sind im Einzelnen:

SU3:

- $p_{T,miss} > 230$ GeV
- mind. 4 Jets mit $p_T > 30$ GeV
- davon mind. 3 Jets mit $p_T > 50$ GeV
- davon mind. 1 Jet mit $p_T > 220$ GeV

SU1:

- $p_{T,miss} > 300$ GeV
- mind. 4 Jets, davon mind. 3 mit $p_T > 50$ GeV
- $S_T > 0.05$ GeV

Insgesamt ergibt sich nach Anwendung dieser Schnitte eine Signifikanz von 100 ± 4 für SU3 und 23 ± 1 für SU1 bei einer integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} . Da $s \sim \sqrt{L}$ gilt, kann somit eine Entdeckung mit einer Signifikanz von 5 für integrierte Luminositäten von $25 \pm 2 \text{ pb}^{-1}$ für SU3 bzw. $470 \pm 41 \text{ pb}^{-1}$ für SU1 erwartet werden.

Die Fehler ergeben sich dabei jeweils aus den quadratisch addierten Anteilen des statistischen Fehlers und desjenigen aus der Monte-Carlo-Simulation, wobei letzterer für diejenigen Prozesse, von denen mehr als 10 fb^{-1} generiert wurden, also in diesem Fall alle außer die QCD-Prozesse, deutlich weniger ins Gewicht fällt als der Anteil des statistischen Fehlers, welcher wiederum bei den QCD-Prozessen deutlich überwiegt; zur ausführlichen Fehlerrechnung siehe Kapitel 5.3, da an dieser Stelle der etwas komplexere Fall der OS-SS-Verteilung behandelt wird. Die grundlegende Vorgehensweise hier ist dieselbe, mit den Vereinfachungen, dass alle beitragenden Fehler unkorreliert sind.

In Abb. 5.11 ist die nötige integrierte Luminosität für eine 5σ -Entdeckung mit den SU1- bzw. den SU3-Schnitten in einem Ausschnitt des mSUGRA-Parameterraumes dargestellt: Für festes $\tan\beta = 10$, $\text{sgn}\mu = +1$ und $A_0 = 0$ GeV wurde die m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene im Bereich kleiner m_0 - und $m_{\frac{1}{2}}$ -Werte untersucht, da nur in diesem Bereich ein nicht verschwindendes $\sigma \times BR$ für den betrachteten Zerfall in zwei Taus existiert (vgl. Abb. 2.3, Kap. 2.2.2). Pro Punkt wurden 10000 Ereignisse mit HERWIG simuliert, der Abstand der einzelnen Messungen beträgt jeweils 100 GeV in m_0 - und $m_{\frac{1}{2}}$ -Richtung. Die niedrigste notwendige integrierte Luminosität ist dabei 290 pb^{-1} im Punkt $m_0 = 100$ GeV, $m_{\frac{1}{2}} = 250$ GeV für die SU1-Schnitte, bei Anwendung der SU3-Schnitte 309 pb^{-1} im selben Punkt. Da die festen Parameter denjenigen des Punktes SU1 entsprechen, ist die bessere Leistung der entsprechenden Schnitte erwartungsgemäß und im gesamten untersuchten Bereich gegeben, bis auf einzelne Punkte mit geringer Statistik nach den Schnitten, welche für die Ecken im Bereich

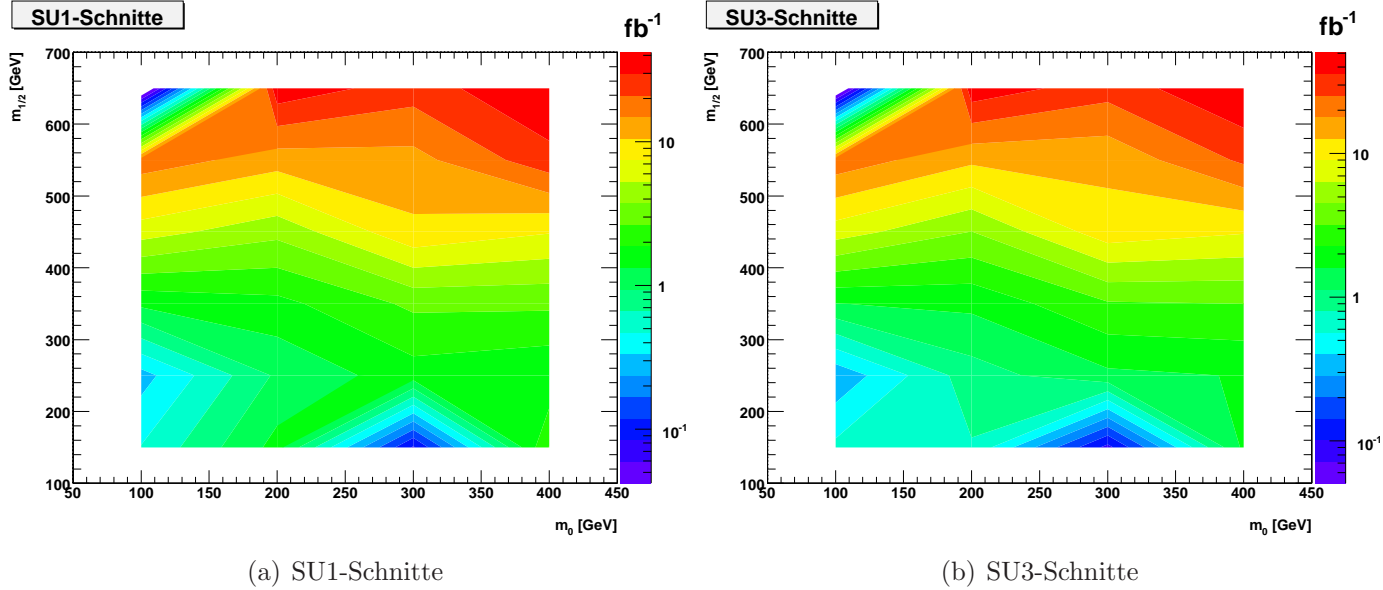


Abbildung 5.11: Für eine 5σ -Entdeckung notwendige integrierte Luminosität, in fb^{-1} .

mit kleinem $m_{\frac{1}{2}}$ und $m_0 \approx 300$ GeV in Abb. 5.11 verantwortlich sind. Die Entwicklung der Luminosität mit den Parametern ist für beide Schnittvarianten identisch.

Reduzierung des SUSY-Untergrundes

Im nächsten Schritt sollen nun Ereignisse mit zwei Taus aus dem Signal-Zerfall gegenüber solchen, die Fakes beinhalten, und gegenüber dem reduzierbaren Anteil des kombinatorischen Untergrundes angereichert werden. Dazu muss zum einen gefordert werden, dass genau⁵ zwei Taus in einem Ereignis vorhanden sind, deren Vorzeichen unterschiedlich sind. Zum anderen kann man den Abstand der Taus in der η - ϕ -Ebene untersuchen: Taus, die aus dem selben Zerfall stammen, sollten näher beieinander liegen als solche, die aus verschiedenen Kaskaden hervorgegangen sind. In Abbildung 5.12 ist für SU1 und SU3 der Abstand $\Delta R_{\tau\tau}$ für zwei Taus aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall in rot bzw. orange aufgetragen, in schwarz jeweils der Abstand zweier beliebiger Taus mit unterschiedlichem Vorzeichen. Da es sich hier um Daten auf Detektor-Niveau handelt, wurden die Signal-Taus anhand der Forderung bestimmt, dass ihre Richtung bis auf $\Delta R < 0.2$ mit einem aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall stammenden auf Generator-Niveau übereinstimmen muss. Aus der Grafik wird ersichtlich, dass die Signal-Taus tatsächlich enger beieinander liegen als solche, die Untergrund darstellen. Betrachtet man für verschiedene Schnitte auf ΔR die entsprechend undefinierte Signifikanz, also $\frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Untergrund}}}$ mit Ereignissen als Signal, die zwei Signal-Taus OS im obigen Sinne enthal-

⁵Die Selektion zweier Taus aus 3τ - oder 4τ -Ereignissen gestaltet sich schwieriger, so dass hierfür weitere Studien erforderlich sind.

Cut Flow - SU3								
	Vor- selektion	mind. 2 τ	$p_{T,miss}$ > 230GeV	4 Jets: p_T > 30GeV	3 Jets: p_T > 50GeV	1 Jet: p_T > 220GeV	2 τ OS	ΔR < 2
SU3	176 k	6 k	3406	2942	2731	2295	1374	636
Z	2.7 M	8 k	332	129	84	49	34	13
W	2.0 M	14 k	704	433	349	238	105	35
$t\bar{t}$	754 k	12 k	472	398	356	244	117	30
$b\bar{b}$	666 k	4 k	0	0	0	0	0	0
mN	5 M	4 k	0	0	0	0	0	0
Jn	8 M	13 k	0	0	0	0	0	0
s	(52)	(28)	88	95	97	100	(86)	(72)

Tabelle 5.7: Schnittentwicklung im Punkt SU3. Die absoluten Zahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} .

Abkürzungen: mN = Multijets m2-m5, s = Signifikanz

Die Signifikanz wurde aus dem ALPGEN-Untergrund berechnet, die Ersetzung von mN durch die Jn zieht keine wesentlichen Änderungen nach sich. Die eingeklammerten Werte sind die derjenigen Schnitte, die nicht die Maximierung von s zum Ziel hatten.

Cut Flow - SU1							
	Vor- selektion	mind. 2 τ	$p_{T,miss}$ > 300GeV	3 Jets: p_T > 50GeV	S_T > 0.05	2 τ OS	ΔR < 2
SU1	71 k	905	521	444	414	213	79
Z	2.7 M	8 k	117	57	55	36	11
W	2.0 M	14 k	270	166	136	74	31
$t\bar{t}$	754 k	12 k	198	150	125	57	19
$b\bar{b}$	666 k	4 k	0	0	0	0	0
mN	5 M	4 k	0	0	0	0	0
Jn	8 M	13 k	0	0	0	0	0
s	(20.8)	(4.7)	21.5	23.0	23.3	(16.5)	(10.2)

Tabelle 5.8: Schnittentwicklung im Punkt SU1. Die absoluten Zahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von 10 fb^{-1} . Abkürzungen analog zu Tabelle 5.7.

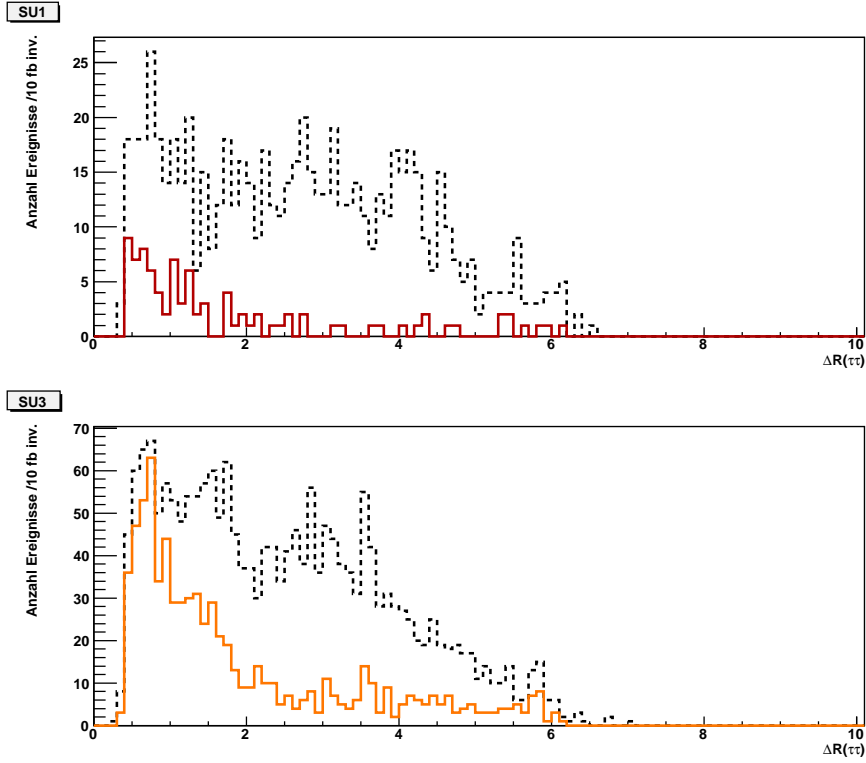


Abbildung 5.12: Abstand zweier Taus in 2τ -Ereignissen. Durchgezogene Linien: aus $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall, gestrichelt: beliebige 2τ OS

ten, und den übrigen 2τ OS Ereignissen als Untergrund, so ergibt sich für den optimalen Wert $\Delta R < 2$.

Die nun vollständigen Schnitte sind mit den sich ergebenden Signifikanzen in den Tabellen 5.7 und 5.8 zusammengefasst. Neben der Signifikanz sind Effizienz und Reinheit wichtige Größen zur Charakterisierung von Selektionsschnitten; sie sind folgendermaßen definiert:

$$\text{Effizienz} = \frac{\text{Anzahl Signalereignisse nach den Schnitten}}{\text{Anzahl Signalereignisse gesamt}} \quad (5.4)$$

$$\text{Reinheit} = \frac{\text{Signalereignisse nach den Schnitten}}{\text{Signal- + Untergrundereignisse nach den Schnitten}} \quad (5.5)$$

Die Entwicklung dieser Größen mit den einzelnen Schnitten ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Dabei wurden als Signal in Hinblick auf die Entdeckungsmöglichkeit in den betrachteten Regionen des mSUGRA-Parameterraumes *alle* SUSY-Ereignisse gerechnet, als Untergrund nur die Standardmodell-Prozesse. Alle Werte gelten für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} . Punkt 1 ist jeweils der Ausgangspunkt der Optimierung (Vorselektion

plus mind. 2 Taus), die letzten beiden Punkte sind die Forderungen nach OS und $\Delta R < 2$ zur Anreicherung der Taus aus dem $\tilde{\chi}_2^0$ -Zerfall. Die Reinheit bezieht sich dabei auf den mit ALPGEN generierten Untergrund, eine Ersetzung des QCD-Anteils durch die mit PYTHIA generierten Dijets bringt keine wesentlichen Änderungen mit sich, da dieser Teil des Untergrundes sehr schnell wegfällt. Hierzu muss aber bemerkt werden, dass die generierte Luminosität für den QCD-Untergrund weit unter derjenigen der anderen Prozesse und auch der hier dargestellten liegt, so dass der QCD-Untergrund eine große Unsicherheit birgt. Da für das betrachtete Signal dieser Untergrund jedoch ausschließlich aus unkorrelierten Fakes besteht, sollten eventuelle, die Selektion passierende QCD-Ereignisse durch die im nächsten Abschnitt durchgeführte Subtraktion OS-SS zu kontrollieren sein.

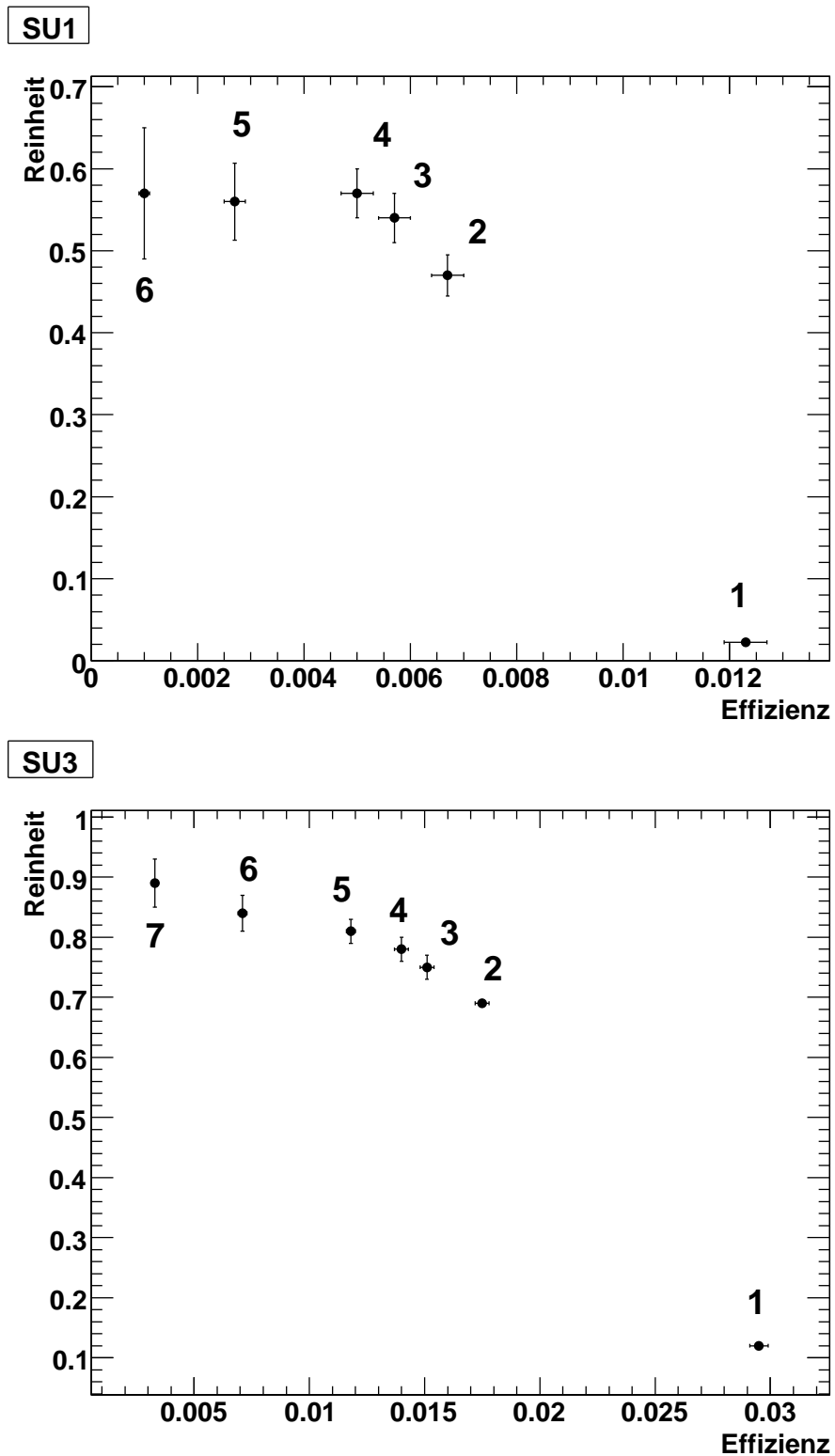


Abbildung 5.13: Effizienz gegen Reinheit: Entwicklung mit den Schnitten (Reihenfolge wie in Tabelle 5.7 bzw. 5.8)

Die Effizienzen sind auf alle Ereignisse (erwartete Anzahl bei 10 fb^{-1} , ohne jeglichen Schnitte) bezogen. Erklärung siehe Text.

5.3 Invariante Massenverteilung

Wird nach Anwendung aller Schritte nun die invariante Masse von zwei in ATLFast als Taus rekonstruierten Jets aufgetragen, ergibt sich das in Abbildung 5.14 gezeigte Bild für SU3 bzw. SU1: oben sind jeweils die Verteilungen für zwei Taus mit entgegengesetztem Vorzeichen, in der Mitte diejenigen für Taus mit gleichem Vorzeichen und unten die Differenz OS-SS aufgetragen. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die genau zwei Taus enthalten, da bei der Einbeziehung von 3τ - bzw. 4τ -Ereignissen die Bedingungen OS und $\Delta R < 2$ alleine nicht ausreichend sind, um die richtigen Taus auszuwählen, so dass eine leichte Erhöhung der Effizienz mit einer größeren Verringerung der Reinheit einher geht. Ereignisse, in denen zusätzlich zum Signal viele Jets und daher Fakes produziert werden, gehen der Analyse also verloren; dies bietet einen Ansatzpunkt für weitere Studien zur Verbesserung der Effizienz.

Folgende Effekte werden beim Vergleich der beiden Parameterpunkte deutlich:

Zum einen ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund für SU3 deutlich besser als für SU1, wie auch schon in den Tabellen 5.8 und 5.7 zu sehen war. Während die Form der (OS-SS)-Verteilung in SU3 von den verbleibenden Untergrundereignissen kaum beeinflusst wird, wird sie in SU1 von ihnen dominiert, so dass eine Bestimmung des Endpunktes anhand dieser Verteilung nicht möglich ist. Die entsprechende Verteilung in SU3 sieht dagegen vielversprechend aus.

Zum anderen ist das Verhältnis von OS zu SS in SU1 nahezu 1, was bedeutet, dass die meisten der selektierten 2τ -Ereignisse immer noch aus mindestens einem Fake oder aus falsch kombinierten Taus bestehen. Nach der theoretisch vorhergesagten Weichheit des Taus aus dem $\tilde{\tau}_1$ -Zerfall in Verbindung mit der Effizienz der Bestimmung der τ -Kandidaten in ATLFast in diesem p_T -Bereich sowie der allgemeinen Analyse der Fake-Rate entspricht dieses Ergebnis der Erwartung.

Bevor die invariante Massenverteilung weiter analysiert werden kann, müssen die Fehler der Histogrammeinträge bestimmt werden:

Ist N die Zahl der simulierten Einträge in einem Bin, so ist der Fehler der Monte-Carlo-Simulation $\sqrt{N} \cdot w$, wobei $w = \frac{10\text{fb}^{-1}}{f L_{MC}}$ das jeweilige Gewicht zur Normierung auf 10 fb^{-1} ist. Bei der Addition der verschiedenen Untergrundprozesse addieren sich die Fehler σ_i gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung quadratisch: $\sigma_{MC} = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$. Analoges gilt für die einzelnen Untergründe selbst, da sie aus mehreren Teilprozessen bestehen; zum Beispiel ergibt sich für den Fehler des aus m2-m5 bestehenden Multijet-Untergrundes $\sigma_M = \sqrt{\sum_{j=2}^5 \sigma_j^2} = \sqrt{\sum_{j=2}^5 N_{m_j} w_{m_j}^2}$. Für eine hohe simulierte Statistik kann dieser Fehler also beliebig klein werden, da $N w^2 \sim l \frac{1}{L^2} \sim \frac{1}{L}$ dann gegen Null geht.

Der statistische Fehler der OS-SS-Verteilung setzt sich aus einem Poisson- und einem Binomialanteil zusammen, die statistisch unabhängig sind und sich daher ebenfalls qua-

dratisch addieren:

$$\sigma_{stat} = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_b^2} .$$

Die Anzahl N an 2τ -Ereignissen ist poissonverteilt; schätzt man die Wahrscheinlichkeit für ein OS-Ereignis durch $\epsilon \equiv \frac{N_{OS}}{N}$ ab, folgt mit $N_{OS-SS} = \epsilon N - (1 - \epsilon)N = N(2\epsilon - 1)$ für den Poisson-Anteil des Fehlers $\sigma_p = \sqrt{N}(2\epsilon - 1)$.

Da den beiden Taus in solch einem Ereignis nur die beiden Möglichkeiten OS oder SS zur Verfügung stehen, sind die Anzahl entsprechender Ereignisse binomialverteilt, das heißt $\sigma_{b,OS} = \sqrt{N\epsilon(1 - \epsilon)} = \sqrt{N(1 - \epsilon)\epsilon} = \sigma_{b,SS}$. Für den Fehler der Differenz folgt $\sigma_b^2 = \sigma_{b,OS}^2 + \sigma_{b,SS}^2 + 2\text{cov}(\sigma_{b,OS}, \sigma_{b,SS}) = -2\sigma_{b,OS}^2$, da die OS- und die SS-Verteilung zu 100% antikorreliert sind, somit $\sigma_b = \sqrt{4\sigma_{b,OS}^2} = 2\sqrt{N\epsilon(1 - \epsilon)}$.

Es ergibt sich also für den statistischen Fehler

$$\sigma_{stat}^2 = N(2\epsilon - 1)^2 + 4(N\epsilon(1 - \epsilon)) = N .$$

Insgesamt berechnet sich der Fehler aus den unabhängigen Anteilen nach

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{MC}^2} .$$

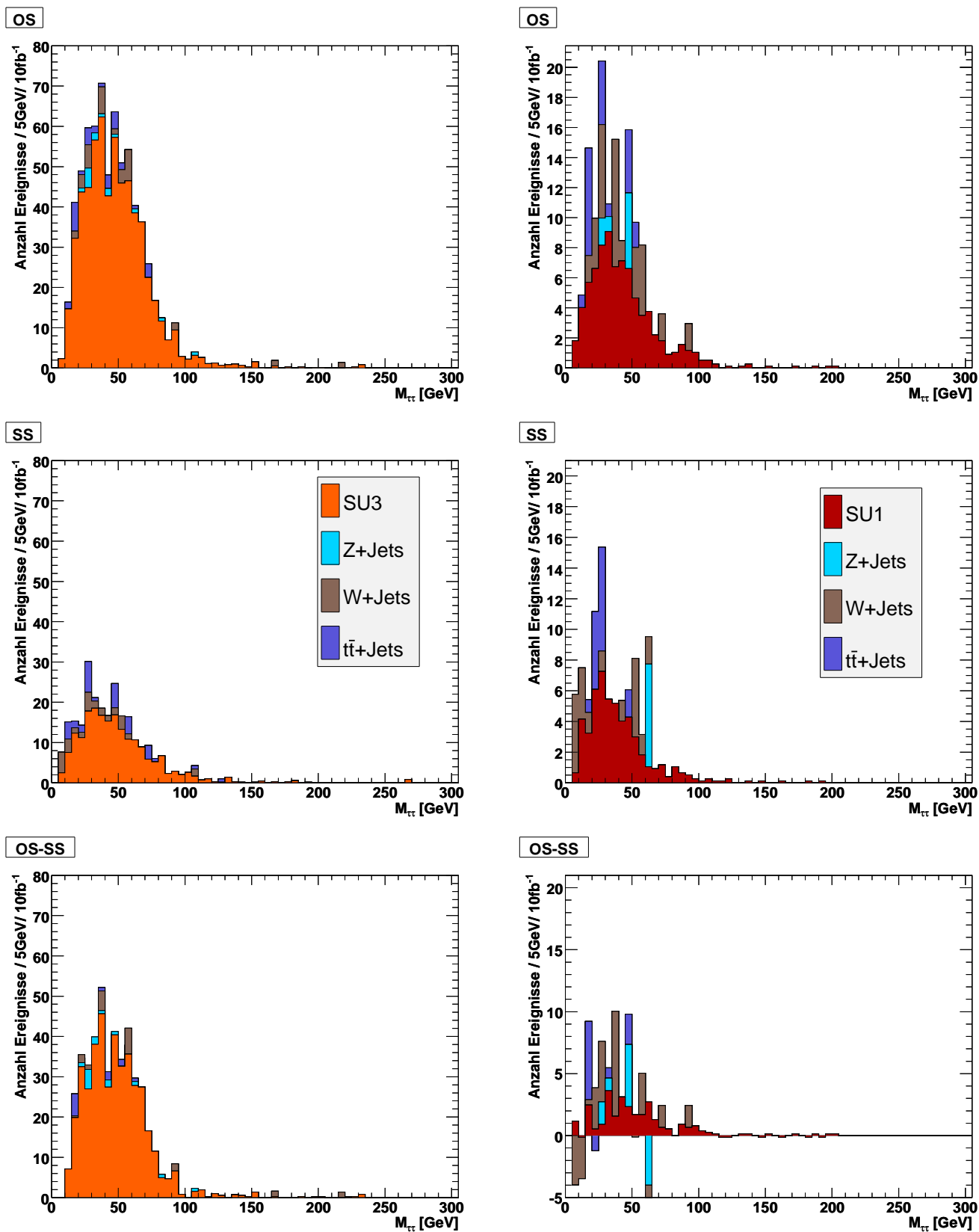
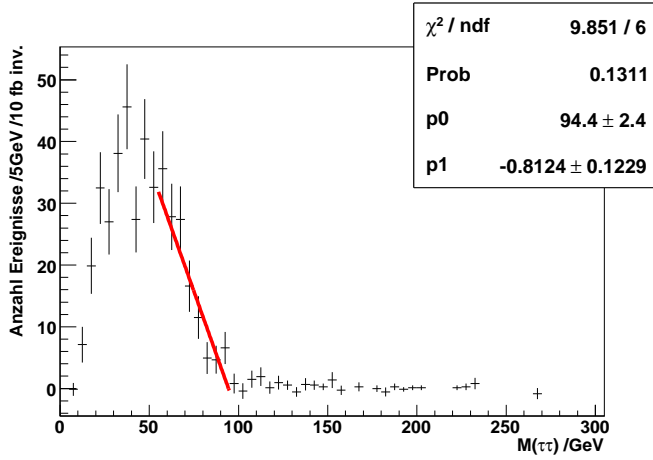
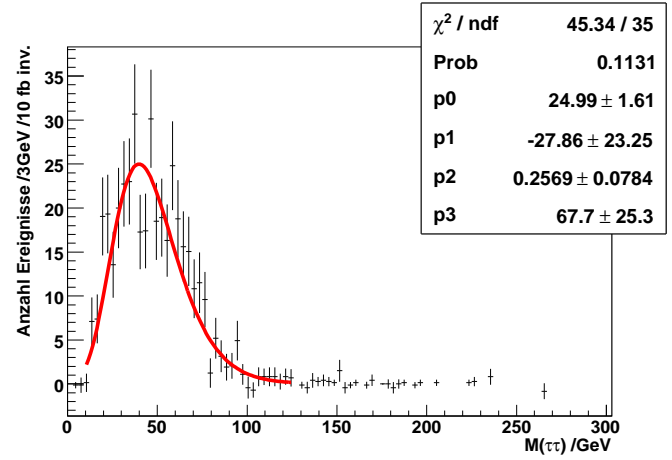


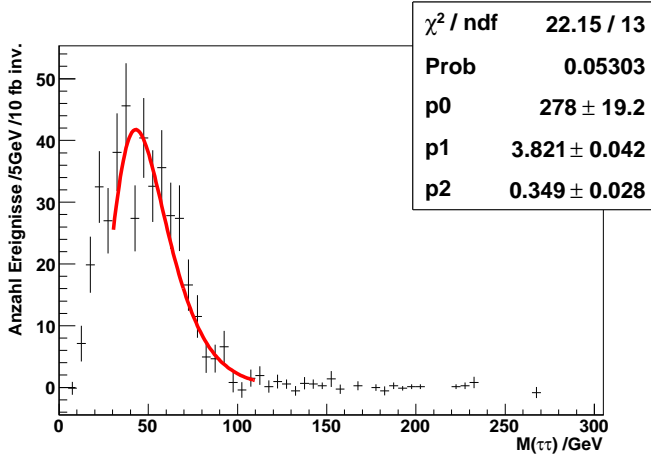
Abbildung 5.14: Invariante Massenverteilungen: links: SU3, rechts: SU1 von oben nach unten: OS, SS, OS-SS



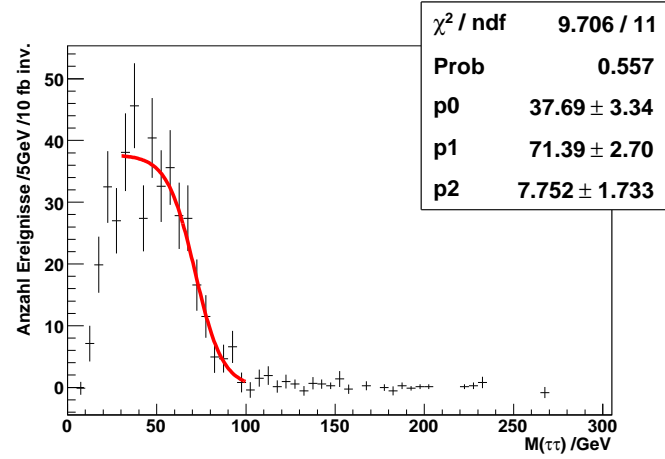
(a) Gerade



(b) Modifizierte Logarithmische Normalverteilung, aus [43].



(c) Logarithmische Normalverteilung



(d) Fermi-Funktion

Abbildung 5.15: Vergleich verschiedener Möglichkeiten, den Kurvenverlauf im Bereich der Kante zu beschreiben.

5.3.1 Bestimmung des Endpunktes

Zur Extraktion des Endpunktes aus invarianten Massenverteilungen kann man im einfachsten Fall eine Gerade durch die Flanke legen und deren Schnittpunkt mit der x-Achse bestimmen. Diese Näherung beschreibt den Verlauf an der Kante jedoch nicht hinreichend genau, so dass der Wert des Endpunktes aus einem Geraden-Fit äußerst anfällig auf die Variation der Fitparameter ist und das Ergebnis dementsprechend ungenau. In Abbildung 5.15 (a) ist solch eine Geraden-Anpassung gezeigt; die Abweichung des Kurvenverlaufs von einem linearen ist deutlich erkennbar.

Deshalb wurden verschiedene andere Hypothesen für den Kurvenverlauf an der Kante

getestet, jeweils anhand der invarianten Massenverteilung im Punkt SU3 nach Anwendung aller Schnitte und nach der Differenzbildung OS-SS:

Abb. 5.15 (b) zeigt die aus [43] entnommene Verteilung

$$f_1 = p_0 \cdot e^{-\frac{1}{2p_2^2}(\ln(\frac{x-p_1}{p_3}))^2}, \quad (5.6)$$

welche mit der in Abb. 5.15 (c) gezeigten logarithmischen Normalverteilung

$$f_2 = \frac{p_0}{x} \cdot e^{-\frac{1}{2p_2^2}(\ln(x)-p_1)^2} \quad (5.7)$$

verglichen wurde. Während diese beiden Funktionen jeweils nahezu den gesamten Kurvenverlauf beschreiben sollen, wurde zur Beschreibung der Kante auch noch die Fermi-Funktion

$$f_3 = \frac{p_0}{e^{\frac{x-p_1}{p_2}} + 1} \quad (5.8)$$

in Betracht gezogen, deren Anpassung an die Massenverteilung in Abb. 5.15 (d) dargestellt ist. Die Fits wurden jeweils in `root` mit `MINUIT` durchgeführt, die Fehler auf die Fit-Parameter wurden mit `MINOS` berechnet ([38, 39]). Die Anpassung der jeweiligen Funktion an die simulierten Daten erfolgt durch Minimierung der χ^2 -Funktion

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^N \frac{(f(x_i, \alpha) - e_i)^2}{\sigma_i^2}.$$

Hierbei bezeichnet α den Vektor der freien Parameter und σ_i die Fehler der Histogrammeinträge e_i . Eine wichtige Größe zur Einschätzung der Güte eines Fits ist der geschätzte Abstand zum Minimum *EDM* (“estimated distance to minimum”): $EDM = g^T V g$, wobei g der Gradient der anzupassenden Funktion bezüglich der freien Parameter ist und V die Kovarianzmatrix. Für einen guten Fit sollte das *EDM* kleiner als 10^{-5} sein. Außerdem sollte natürlich $\frac{\chi^2}{ndf} \approx 1$ (ndf = Anzahl der Freiheitsgrade) gelten.

Der Endpunkt kann aus den untersuchten Funktionen zwar nicht direkt abgeleitet werden, bei einer Verschiebung des Endpunktes durch Variation der SUSY-Massen sollte der Wendepunkt der Verteilung sich jedoch gleichermaßen ändern, so dass nach einer entsprechenden Eichung die Lage des Endpunktes aus dem Wendepunkt bestimmt werden kann. Deshalb wurden beim Test der in Frage kommenden Fitfunktionen insbesondere auf Stabilität der Lage des Wendepunktes unter Variation der Ausgangsparameter Fitbereich, Binning und Anfangswerte geachtet.

Funktion (5.6) beschreibt den Kurvenverlauf dabei insgesamt etwas besser als (5.7), was auch am χ^2 der Fits zu sehen ist. Die Fitparameter sind jedoch sehr viel anfälliger auf Variation des Fitbereiches und des Binnings, zudem ergeben sich bei Verminderung der

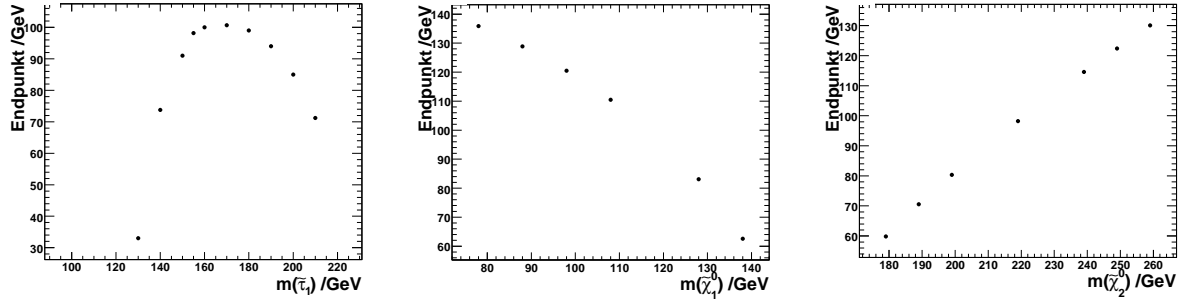


Abbildung 5.16: Abhängigkeit des Endpunktes von der $\tilde{\tau}_1$ - (links), der $\tilde{\chi}_1^0$ (mitte) bzw. der $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse (rechts) bei ansonsten jeweils festen Parametern in SU3.

Statistik Konvergenzprobleme, so dass Funktion (5.7) insgesamt besser geeignet ist, die Flanke der Verteilung unabhängig von nichtphysikalischen Einflüssen zu beschreiben. Eine eventuelle systematische Verschiebung durch die weniger optimale Gesamtform wird durch die Eichung wegfallen und ist deshalb tolerierbar.

Die Fermi-Funktion erweist sich bei ausreichender Statistik noch etwas robuster gegenüber einer Änderung der Ausgangsparameter als die logarithmische Normalverteilung, bei etwas weniger Statistik ergeben sich aber auch hier massive Konvergenzprobleme, da bei Vorhandensein eines geringeren Datensatzes die Flanke alleine für einen Fit nicht immer ausreicht, sondern die gesamte Verteilung betrachtet werden muss. Die Anwendbarkeit bei geringer Statistik ist jedoch nicht nur für ein frühes Ergebnis nach möglichst geringer Laufzeit des LHCs von Bedeutung, sondern insbesondere auch für eine Übertragbarkeit der Methode auf andere Punkte des Parameterraumes, die geringere Wirkungsquerschnitte und Verzweungsverhältnisse für den betrachteten Prozess aufweisen können und für die die für SU3 optimierten Schnitten wahrscheinlich eine geringere Effizienz aufweisen werden. Daher eignet sich Funktion (5.7) insgesamt am besten zur Bestimmung des Endpunktes der Verteilung aus dem mit Hilfe eines Fits gemessenen Wendepunkt.

Die theoretischen Endpunkte in Abhängigkeit der $\tilde{\tau}_1$ -Masse und zum Vergleich auch in Abhängigkeit der $\tilde{\chi}_1^0$ - und der $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse sind in Abb. 5.16 dargestellt, der Verlauf des Wendepunktes ist jeweils analog. Da die Masse des Staus in der Formel der invarianten Masse

$$m_{\tau\tau} = \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_{\tilde{\tau}}^2)(m_{\tilde{\tau}}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}{m_{\tilde{\tau}}^2} \cdot (1 - \cos \theta)}$$

in Form der (quadratischen) Massendifferenzen zu den Neutralinomassen eingeht, verringert sich die invariante Masse jeweils, je näher die $\tilde{\tau}_1$ -Masse an eine der Neutralinomassen heranrückt. Die Abhängigkeit von den Neutralinomassen ist dagegen einförmiger, da diese jeweils nur einfach in die Formel eingehen.

Wendepunkte		
Probe		Fit
$m(\tilde{\tau}_1)$ [GeV]	$m_{\tau\tau}^{max}$ [GeV] (theoret.)	x_{WP} [GeV]
210	50	47 ± 19
200	71	77 ± 15
190	85	83 ± 11
160	101	93 ± 13
140	91	74 ± 8
130	74	61 ± 7

Tabelle 5.9: Gemessene Wendepunkte für die verschiedenen $\tilde{\tau}_1$ -Massen.

Um die Abhängigkeit des Wendepunktes vom Endpunkt zu testen und die Eichung festzulegen, wurde für SU3 unter Beibehaltung aller übrigen Größen die $\tilde{\tau}_1$ -Masse variiert und jeweils eine Anpassung der Funktion (5.7) an die entstehenden Verteilungen der invarianten Masse der Taus durchgeführt. Der Untergrund wurde jeweils mitberücksichtigt, um eine eventuelle Veränderung der Form der Verteilung in die Eichung mit einzubeziehen. Da eine separate Simulation des Standardmodell-Untergrundes für jeden einzelnen Punkt der Eichung nicht durchführbar ist, mussten jeweils dieselben Proben verwendet werden.

Für die Wendepunkte x_{WP} der Funktion f_2 erhält man durch Nullsetzen der zweiten Ableitung nach x :

$$\begin{aligned}
 x_{WP} &= e^{\frac{1}{2}p_2^2(3 \pm \sqrt{1 + \frac{4}{p_2^2}}) + p_1} \\
 \Rightarrow \sigma_{x_{WP}}^2 &= \sigma_{p_1}^2 \left(\frac{\partial x_{WP}}{\partial p_1} \right)^2 + \sigma_{p_2}^2 \left(\frac{\partial x_{WP}}{\partial p_2} \right)^2 + 2\text{cov}(p_1, p_2) \left(\frac{\partial x_{WP}}{\partial p_1} \right) \left(\frac{\partial x_{WP}}{\partial p_2} \right), \\
 \text{mit } \left(\frac{\partial x_{WP}}{\partial p_1} \right) &= x_{WP} \\
 \text{und } \left(\frac{\partial x_{WP}}{\partial p_2} \right) &= x_{WP} \cdot \left(-3p_2 + \sqrt{p_2^2 + 4} - \frac{2}{\sqrt{p_2^2 + 4}} \right).
 \end{aligned}$$

Hier ist nur der zweite Wendepunkt von Interesse, also ist jeweils das +-Zeichen zu wählen. Die Kovarianz der Parameter p_1 und p_2 wird direkt von MINUIT berechnet. In Tabelle 5.9 sind die Ergebnisse für die verschiedenen Proben angegeben, für nähere Informationen über alle relevanten Größen siehe Tabelle B.1 im Anhang B.

Es wurde bei allen Proben ein äquivalenter Fitbereich gewählt, so dass eine zusätzliche Systematik wie die Verschiebung des Wendepunktes beim Fit der rechten Flanke alleine im Vergleich zum Fit der gesamten Funktion durch die Eichung ausgeglichen wird. Dabei wurde das Maximum der Kurven jeweils mit berücksichtigt, um eine Anwendbarkeit der

Methode auf kleinere Statistiken zu gewährleisten; die linke Flanke wurde jedoch nicht mit einbezogen, da der Kurvenverlauf hier sehr steil ist und von einigen wenigen, sehr weichen Taus bestimmt wird, die knapp über der Nachweisgrenze liegen und daher große Unsicherheiten mit sich bringen.

Die Fits der einzelnen Proben sind in Abb. 5.17 dargestellt, die daraus resultierende Eichgerade in Abb. 5.18. Für einen gemessenen Wendepunkt y kann damit der Endpunkt x aus

$$x = \frac{y - a}{b}$$

bestimmt werden, wobei b wieder die Steigung der Geraden und a der y -Achsenabschnitt ist. Bei einem Fehler σ_y auf die Messung des Wendepunktes beträgt der Fehler auf den Endpunkt dann

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &= \sigma_y^2 \left(\frac{\partial x}{\partial y} \right)^2 + \sigma_a^2 \left(\frac{\partial x}{\partial a} \right)^2 + \sigma_b^2 \left(\frac{\partial x}{\partial b} \right)^2 + 2\text{cov}(a, b) \frac{\partial x}{\partial a} \frac{\partial x}{\partial b} \\ &= \sigma_y^2 \left(\frac{1}{b^2} \right) + \sigma_a^2 \left(\frac{1}{b^2} \right) + \sigma_b^2 \left(\frac{y - a}{b^2} \right)^2 + 2\text{cov}(a, b) \left(-\frac{1}{b} \right) \left(-\frac{y - a}{b^2} \right). \end{aligned}$$

Die Methode wurde außerdem für Variationen der $\tilde{\chi}_2^0$ - und der $\tilde{\chi}_1^0$ -Masse durchgeführt; die entstehenden Eichgeraden sind ebenfalls in Abb. 5.18 dargestellt, die einzelnen Fits sind in Anhang B zu finden. Insgesamt ergibt sich folgende Geradengleichung:

$$y = (0.71 \pm 0.09) x + (13 \pm 9) \text{ GeV},$$

wobei y den Wendepunkt und x den Endpunkt darstellt. Die Kovarianz zwischen Achsenabschnitt und Steigung beträgt $\text{cov}(a, b) = -0.797$.

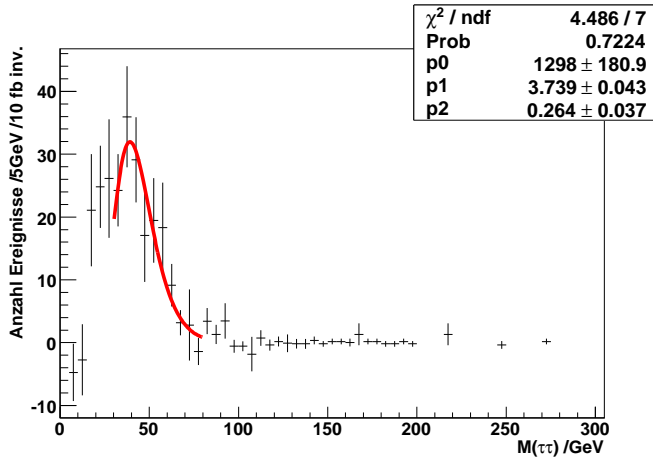
Bestimmt man nun den Wendepunkt aus der in Abb. 5.19(a) gezeigten Verteilung von SU3 plus allen Untergrundprozessen, ergibt sich für den Wendepunkt (81 ± 7) GeV, und mit der Eichung der Endpunkt (96 ± 10) GeV. Das mit dieser Methode erlangte Ergebnis stimmt also innerhalb einer Standardabweichung mit dem theoretisch erwarteten Wert von 98 GeV überein.

Um eine Aussage darüber machen zu können, mit welcher Genauigkeit der Endpunkt mit dieser Methode für 10 fb^{-1} bestimmt werden kann, muss die Verteilung ohne den Fehler aus der Monte-Carlo-Simulation mit den rein statistisch erwarteten Fehlern untersucht werden; dann ergibt die Messung den Endpunkt (97 ± 9) GeV. Der systematische Fehler durch die Kurvenanpassung kann aus der Änderung des Ergebnisses mit Variation des Fitbereiches und des Binnings abgeschätzt werden: die Standardabweichungen wurden dafür getrennt für die Änderung des Binnings und des Fitbereiches berechnet und quadratisch addiert, da sie für diese Abschätzung näherungsweise als unkorreliert betrachtet werden können. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler von 6 GeV. Ein zusätzlicher Anteil systematischen Fehlers aus der Kalibrierung der Tau-Energie sollte gegen diesen Fehler vernachlässigbar sein, ein indirekt durch den Einfluss der Kalibrierung auf die Schnitte

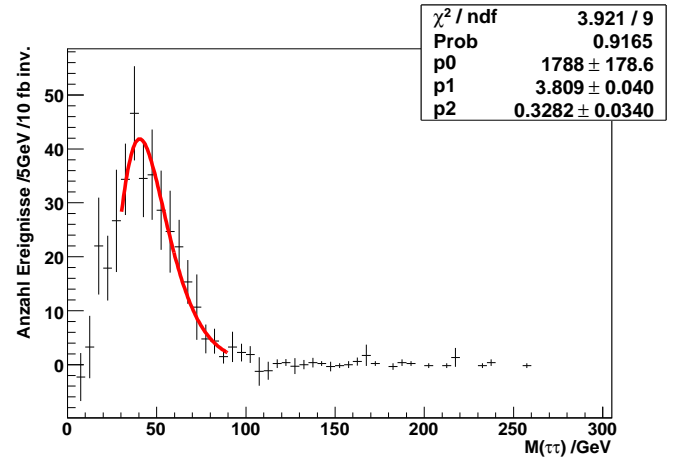
und die Rate an falschen Taus verursachter systematischer Fehler ist jedoch schwer abzuschätzen und müsste durch eine separate Studie ermittelt werden; zumindest der durch die Änderung der Fake-Rate verursachte sollte aber durch die OS-SS-Subtraktion wenig ins Gewicht fallen.

Mit der gezeigten Methode kann der Endpunkt der invarianten Massenverteilung also im gegebenen Parameterbereich (SU3) und für eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} insgesamt mit $(97 \pm 9^{stat} \pm 6^{syst}) \text{ GeV}$ bis auf eine Unsicherheit von 11% genau bestimmt werden.

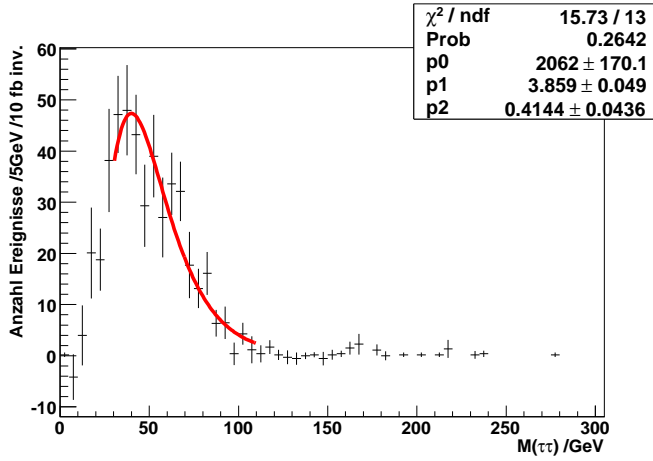
5 Analyse des Prozesses $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$



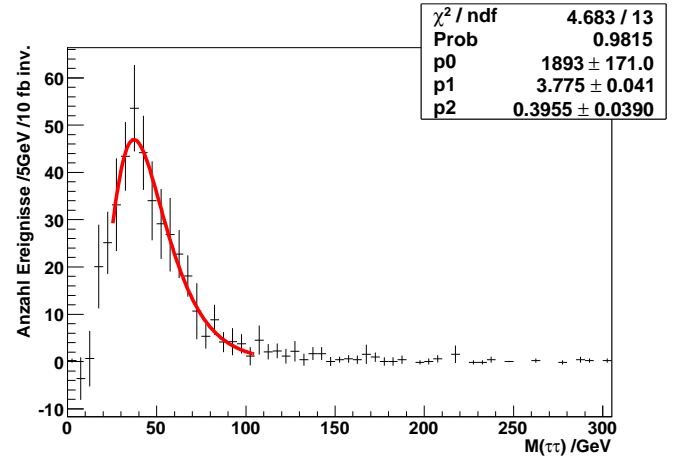
(a) $m(\tilde{\tau}_1) = 130 \text{ GeV}$



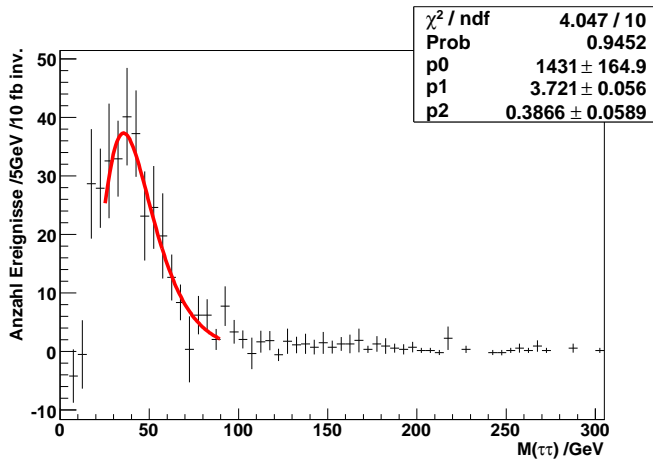
(b) $m(\tilde{\tau}_1) = 140 \text{ GeV}$



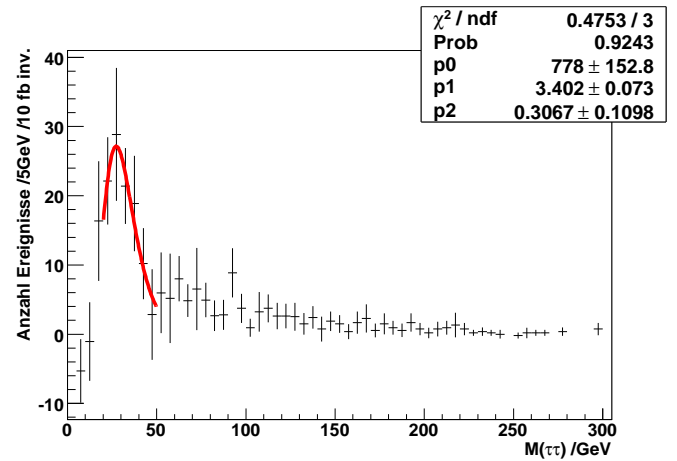
(c) $m(\tilde{\tau}_1) = 160 \text{ GeV}$



(d) $m(\tilde{\tau}_1) = 190 \text{ GeV}$

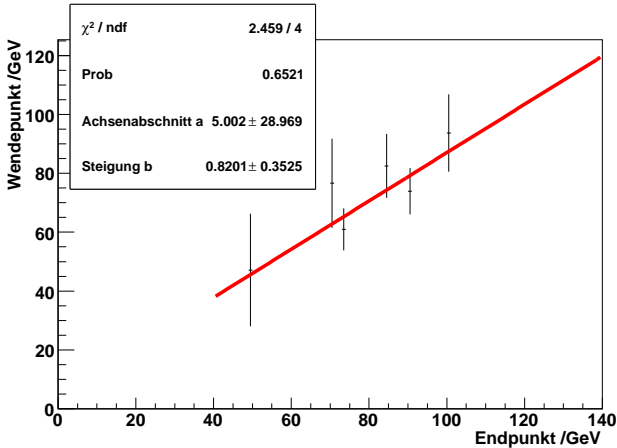


(e) $m(\tilde{\tau}_1) = 200 \text{ GeV}$

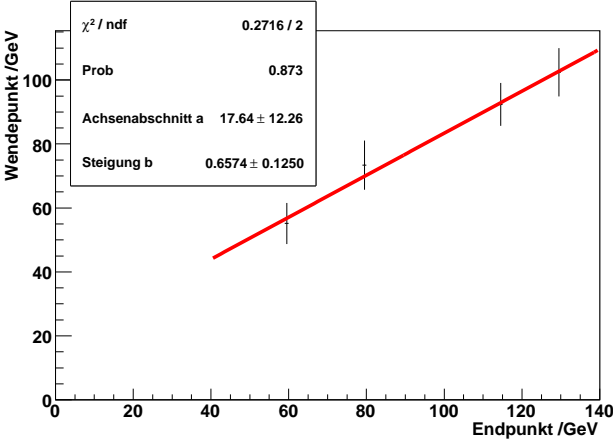


(f) $m(\tilde{\tau}_1) = 210 \text{ GeV}$

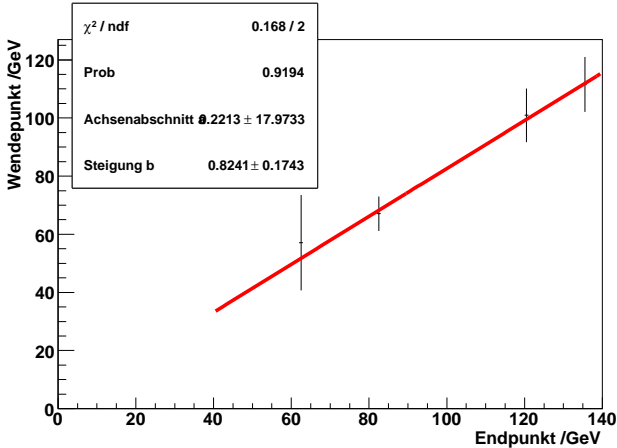
Abbildung 5.17: Fits für verschiedene $\tilde{\tau}_1$ -Massen.



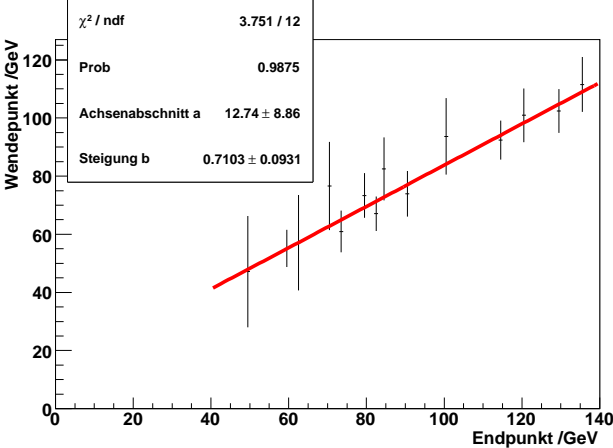
(a) Variation der $\tilde{\tau}_1$ -Masse



(b) Variation der $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse

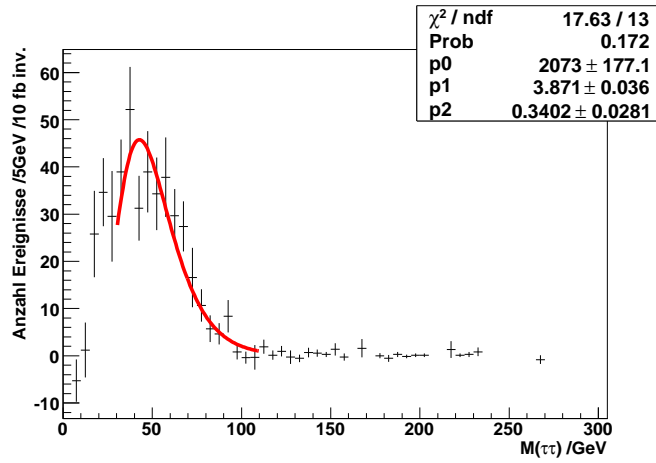


(c) Variation der $\tilde{\chi}_1^0$ -Masse

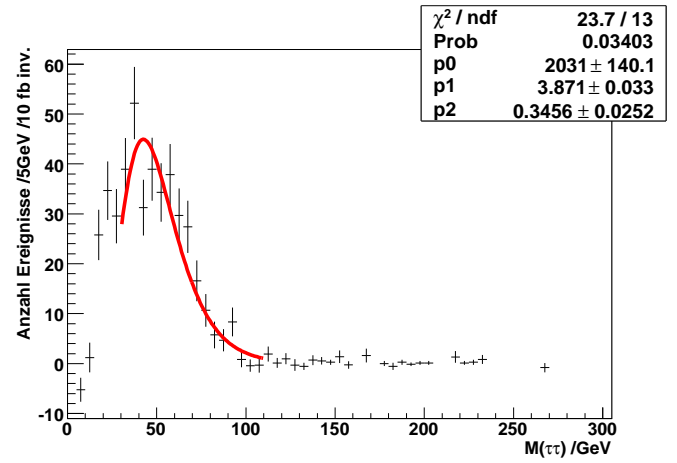


(d) Eichgerade aus allen Punkten von (a), (b) und (c)

Abbildung 5.18: Eichgeraden



(a) SU3 + Untergrund, statistischer Fehler + Fehler aus der Monte-Carlo-Simulation



(b) SU3 + Untergrund, statistischer Fehler

Abbildung 5.19: Fit zur Bestimmung des Wendepunktes aus der für SU3 erwarteten Messung, einschließlich aller Untergrundprozesse.

5.4 Verbesserungs- und Erweiterungsmöglichkeiten der Analyse

Neben der Einbeziehung von systematischen Unsicherheiten gibt es eine Reihe von Ausbaumöglichkeiten dieser Analyse, auf die im Folgenden kurz hingewiesen werden soll:

Rekonstruktion von Taus

Da die Analyse auf ein Signal bestehend aus Taus und fehlender Transversalenergie aufbaut, ist eine gute Rekonstruktion von Taus ausschlaggebend für das Ergebnis. Deshalb könnte es lohnend sein, die Möglichkeiten der vollen Detektorsimulation zu nutzen und eine differenziertere Methodik zu entwickeln, um beispielsweise die Rekonstruktionseffizienz der weichen Taus in einem 2τ -Signal dadurch zu erhöhen, dass nur das härtere Tau in ähnlicher Weise wie hier rekonstruiert und das weichere dann in dessen Umgebung gesucht wird, so dass für das zweite Tau weichere Kriterien, beispielsweise rein auf Spurinformatoren basierend, angewandt werden können. Allerdings bringt dieser Ansatz wie jeder auf der vollen Simulation basierende das Problem geringer Statistik mit sich.

Eine Alternative könnte auch die inzwischen verbesserte ATLFAST-Rekonstruktion darstellen:

Wie in Kapitel 4.2.1 bereits kurz erwähnt, wurde die Parametrisierung in ATLFAST für die ATHENA-Version 12 neu überarbeitet, außerdem wurde eine zusätzliche Parametrisierung des spurbasierten Algorithmus Tau1P3P[45] implementiert.

Die Änderungen des clusterbasierten Ansatzes sind im Einzelnen [40]:

- Für die Kennzeichnung als τ -Jet wurde das Kriterium $\frac{p_T^\tau}{p_T^{Jet}} > 0.9$ aus Version 11 ersetzt durch $\frac{p_T^\tau}{p_T^{Jet}} > (1 - 2\frac{\sigma(p_T^{Jet})}{p_T^{Jet}})$, wobei $\sigma(p_T^{Jet})$ die erwartete Energieauflösung für die hadronische Energie des τ -Kandidaten ist. Da die Kennzeichnung als τ nach der Verschmierung der Energie erfolgt, war die Bedingung von Version 11 zu restriktiv; durch die Änderung konnte die Effizienz z.B. für Taus mit $p_T = 30$ GeV um 20 % erhöht werden.
- Die Kalibrierung der Jetenergie wurde für τ -Jets ausgeschaltet, denn sie korrigiert den Fehler durch die sog. “out-of-cone”-Energie, die durch den festgelegten Jetradius entsteht. Da die τ -Jets aber als so schmal angenommen werden können, dass sich die gesamten Zerfallsprodukte tatsächlich innerhalb dieses Radius befinden, wurde dadurch die τ -Energie systematisch überschätzt.
- Die Parametrisierung von TauRec wurde komplett neu gestaltet: die Unterdrückung wird für Projektionen auf p_T und η getrennt berechnet und anschließend multipliziert, wobei die p_T - und η -Abhängigkeit als unabhängig voneinander angenommen wird.

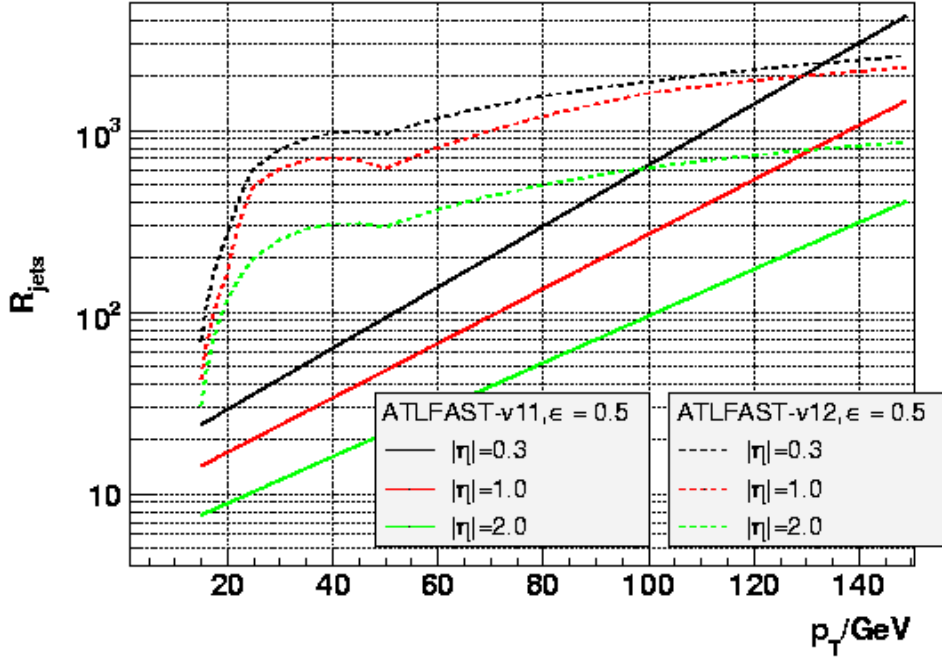


Abbildung 5.20: p_T -Abhängigkeit der Unterdrückung in ATLFast Versionen 11 (durchgezogene Linien) und 12 (gestrichelte Linien), aus [40].

Zusätzlich wird im Bereich kleiner Transversalimpulse eine “Anschalt-Kurve” angewandt, die Unterschiede zwischen der vollen und der schnellen Simulation berücksichtigt.

Dadurch ergibt sich die in Abb. 5.20 gezeigte Änderung der Unterdrückung, welche aus $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen bestimmt wurde und nur die Unterschiede der Rekonstruktion beinhaltet, nicht diejenigen aus der Kennzeichnung der Tau-Kandidaten, da diese Prozessabhängig sind. In Version 12 ist die Unterdrückung bei gleicher Effizienz im Bereich niedriger Transversalimpulse größer als in Version 11, es sind also weniger Fakes zu erwarten, als die in dieser Arbeit verwendeten Parametrisierung vorhergesagt. Außerdem führen die veränderten Bedingungen für Tau-Kandidaten zu höheren Effizienzen, so dass insgesamt ein klareres Signal erwartet werden kann, als es für diese Analyse vorlag.

Der spurbasierte Ansatz benutzt dieselben Kriterien für Tau-Kandidaten wie der clusterbasierte, d.h. die beiden erstgenannten Punkte gelten auch hier und die Rekonstruktionseffizienz steigt entsprechend. Die Parametrisierung basiert auf der Zuordnung von ATLFast-Jets bezüglich η und Φ zu Jets aus dem selben, voll simulierten Ereignis, welche die Bedingungen des spurbasierten Algorithmus erfüllen. Kandidaten mit einer Spur bzw.

drei Spuren werden dabei separat betrachtet, und in p_T -Bereichen der ATLFAST-Jets werden die Unterdrückung und die Effizienz berechnet. Die Unterdrückung ergibt sich dabei aus dem inversen des Verhältnisses der akzeptierten falschen Kandidaten zu allen in ATLFAST nicht als Tau-Kandidaten bestimmten Jets. Die Effizienz ist das Verhältnis von rekonstruierten Taus der vollen Simulation, die einem ATLFAST-Kandidaten zugeordnet wurden, zu allen ATLFAST-Kandidaten.

Diese Herangehensweise ist in erster Linie dadurch motiviert, den ATLFAST-Code im Kern nicht zu ändern, wodurch sich einige Einschränkungen ergeben, deren Darstellung in diesem Zusammenhang zu weit führen würden. In jedem Fall ist die in Version 12 implementierte Fassung als eine erste Herangehensweise für die Parametrisierung des spurbasierten Algorithmus zu betrachten, der generell für weiche Taus höhere Effizienzen als der clusterbasierte Ansatz liefert, im Bereich hoher Transversalimpulse jedoch etwas schlechter abschneidet.

Sonstiges

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die realistische Einschätzung des Untergrundes und das damit einhergehende Problem ausreichender Statistik für QCD-Prozesse. Insbesondere für die Bestimmung des Entdeckungspotentials wäre eine Erweiterung des betrachteten QCD-Datensatzes daher wünschenswert. Für die Signalanalyse stellen QCD-Prozesse durch die Unkorreliertheit der fake Taus jedoch glücklicherweise einen reduzierbaren Untergrund dar.

Die Effizienz der Signalselektion ließe sich außerdem durch Hinzunahme von Ereignissen mit mehr als zwei Taus erhöhen; um die damit einhergehenden Einbußen bezüglich der Reinheit verhindern zu können, wären jedoch noch weitere Studien erforderlich.

Schließlich sollten die außerhalb von mSUGRA möglichen Erweiterungen des Standardmodells im Hinblick auf die Produktionsmöglichkeiten von Signalen ähnlich dem hier untersuchten geprüft und Kriterien zur Unterscheidung aufgestellt werden.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden auf der Basis des theoretischen Modells mSUGRA für zwei Punkte des erlaubten Parameterraumes, SU1 aus der Koannihilationsregion und SU3 aus der Hauptregion, Selektionsschnitte zur Entdeckung im Zerfallskanal $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tau \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \tau$ entwickelt und deren Leistung in einigen anderen Parameterpunkten des erlaubten Bereiches getestet. Des Weiteren wurde die Messbarkeit des Endpunktes der invarianten Massenverteilung der beiden Taus in SU1 und SU3 untersucht und für SU3 eine Methode für dessen Bestimmung entwickelt.

Die Schnitte zur Unterdrückung des Standardmodell-Untergrundes führen für 10fb^{-1} zu Signifikanzen von 100 ± 4 in SU3 bzw. 23 ± 1 in SU1. Dies entspricht einer für eine 5σ -Entdeckung nötigen Luminosität von $(25 \pm 2) \text{pb}^{-1}$ für SU3 bzw. $(470 \pm 41) \text{pb}^{-1}$ für SU1.

Im Punkt SU1 reicht das Verhältnis von Signal zu Untergrund nicht aus, um die invariante Massenverteilung der Taus untersuchen zu können. Für den Punkt SU3 konnte jedoch gezeigt werden, dass der Endpunkt der Verteilung aus dem leichter zu messenden Wendepunkt x_{WP} über den linearen Zusammenhang $(0.71 \pm 0.09) x_{WP} + (13 \pm 9) \text{GeV}$ bestimmt werden kann.

Für die Messung des Wendepunktes hat sich die Anpassung einer logarithmischen Normalfunktion als am geeignetsten erwiesen.

Der Endpunkt der invarianten Massenverteilung der beiden Taus aus dem betrachteten Zerfall kann mit dieser Methode für eine integrierte Luminosität von 10fb^{-1} im mSUGRA-Parameterbereich SU3 unter Berücksichtigung aller beitragender Untergrundprozesse mit einer Genauigkeit von 11% bestimmt werden, wobei 10% der Unsicherheit statistischer Natur sind.

A Tau-Rekonstruktionseffizienz und Fakes in Atlfast

Der Originalcode in der ATHENA-Version 11.0.4x enthält folgenden Fehler: die als Fakes bestimmten Jets werden nicht als solche herausgeschrieben. Der Code (aus der Datei AtlfastB.cxx) lautet:

```
StatusCode AtlfastB::atlfTau(double epsitau){
    MsgStream log( messageService(), name() );
    StatusCode sc;
    for(m_it=m_Jets.begin();m_it<m_Jets.end();++m_it){
        double randnum;
        double etajet=(*m_it)->eta();
        double ptjet=(*m_it)->pT();
        int pdgid=(*m_it)->pdg_id();
        randnum=m_pRandFlatGenerator->shoot(m_pRandomEngine);
        int iflag=0;
        if(abs(pdgid)==15){
if(randnum<epsitau){
            (*m_it)->setTauTag(pdgid);
            log << MSG::DEBUG << "setTauTag(" << pdgid << "), pT = " << (*m_it)->pT() <<
                endreq;
}else{
            (*m_it)->setLightTag();
            log << MSG::DEBUG << "setLightTag(), pT = " << (*m_it)->pT() << endreq;
}
        } else if(abs(etajet)<=2.5){
double rjet;
//Tau tag it computes the rjet tau rejection value
sc=tautag(ptjet,etajet,epsitau*100,rjet,iflag);
if((iflag==0)&&(randnum<(1./rjet))){
            (*m_it)->setTauTag(pdgid);
            log << MSG::DEBUG << "setTauTag(" << pdgid << "), pT = " << (*m_it)->pT() <<
```

```

        endreq;
    }
    }
    }
    return StatusCode::SUCCESS;
}

StatusCode AtlfastB::tautag(double pt,
double eta,
double efftau,
double &rjet, int &iflag){
    //It computes the corresponding jet rejection rjet
    //inputs: pt and eta of cluster, efftau-> eff(in \%) for tau identification
    MsgStream log( messageService(), name() );
    iflag=0;
    double ptInGeV = pt/GeV;
    if((ptInGeV<15.)||(ptInGeV>150.)){
        log << MSG::DEBUG<<"Tau pt value out of range (15<pt<150 GeV): pt= "<<ptInGeV
        <<" GeV No tau tagging efficiencies will be applied"<<endreq;
        iflag=1;
    }
    if(abs(eta)>2.5){
        log << MSG::DEBUG<<"Tau eta value out of range (eta<2.5): eta= "<<eta<<" No
        tau tagging efficiencies will be applied"<<endreq;
        iflag=1;
    }
    //eta dependence
    double eff=efftau;
    double coefe1;
    double coefe3;
    double coef1;
    double coef2;
    if(abs(eta)<0.7){
        coefe1=1.35-0.0035*efftau;
        eff=efftau/coefe1;
    }
    if(abs(eta)>1.5){
        coefe3=0.70+0.0030*efftau;
        eff=efftau/coefe3;
    }
}

```

```

}
if(eff>100){
  log << MSG::WARNING<<"Tau efficiency value > 100 ! eff= "<<eff<<endreq;
  iflag=1;
}
coef1=0.027+0.00024*ptInGeV;
coef2=2.28+0.027*ptInGeV;
rjet=pow(10,(-coef1*eff+coef2));
//log << MSG::DEBUG<<"Tau rejection value computed in tautag= "<<rjet<<endreq;
return StatusCode::SUCCESS;
}

```

An der relevanten Stelle müsste anstatt

```
(*m_it)->setTauTag(pdgid);
```

zur Klassifizierung der Jets als Taus

```
(*m_it)->setTauTag(15);
```

stehen, wobei dann alle Fakes dasselbe Ladungsvorzeichen hätten.

Um die mit diesem Code produzierten Ereignisse der offiziellen Produktion trotzdem nutzen zu können, wurde im Analysecode, ausgehend von ATLFAST, eine analoge Vorgehensweise in C++ verfasst. Das Programmpaket `AtlfastB` wurde also nicht benutzt, sondern durch folgenden Code kopiert:

```

// Atlfast B Imitation:
Int_t Nf=0, Nt=0;
queue<Int_t> fakes;
queue<Int_t> taus;
Float_t efftau=50; //eff in \%
Float_t rjet;
Float_t eff=efftau;

for (Int_t k=0; k<NJET; k++){
  Int_t iflag=0;
  Float_t ptjet=sqrt(PXJET[k]*PXJET[k]+PYJET[k]*PYJET[k]);
  if (TMath::Abs(KFJET[k])==15){
    Double_t randnum=gRandom->Uniform(0,1);
    if (randnum<(eff/100.)){
taus.push(k);

```

```

Nt+=1;
NtInsg+=1;
    }
    else ;
    }
    else if (TMath::Abs(KFJET[k])!=15){
        Float_t Eta=TMath::Abs(eta(PXJET[k],PYJET[k],PZJET[k]));
        if(Eta<=2.5 && ptjet>=(15*GeV) && ptjet<=(150*GeV)){
if (Eta<0.7){
    Float_t coefe1=1.35-0.0035*efftau;
    eff=efftau/coefe1;
}
else if (Eta>1.5){
    Float_t coefe3=0.70+0.0030*efftau;
    eff=efftau/coefe3;
}
if (eff>100) {
    cout<<"Fehler?! eff>100\%"<<endl;
    iflag=1;
}
Float_t coef1=0.027+0.00024*(ptjet/GeV);
Float_t coef2=2.28+0.027*(ptjet/GeV);
rjet=pow(10,(-coef1*eff+coef2));

Double_t randnumX=gRandom->Uniform(0,1);
if ((iflag==0) && (randnumX<(1./rjet))){
    fakes.push(k);
    Nf+=1;
    NfInsg+=1;
}

    }
}
}

```

Die echten, mit der gegebenen Effizienz rekonstruierten Taus und die Fakes werden also in getrennte Queues ausgegeben, so dass sie in der weiteren Analyse entweder gemischt oder separat studiert werden können.

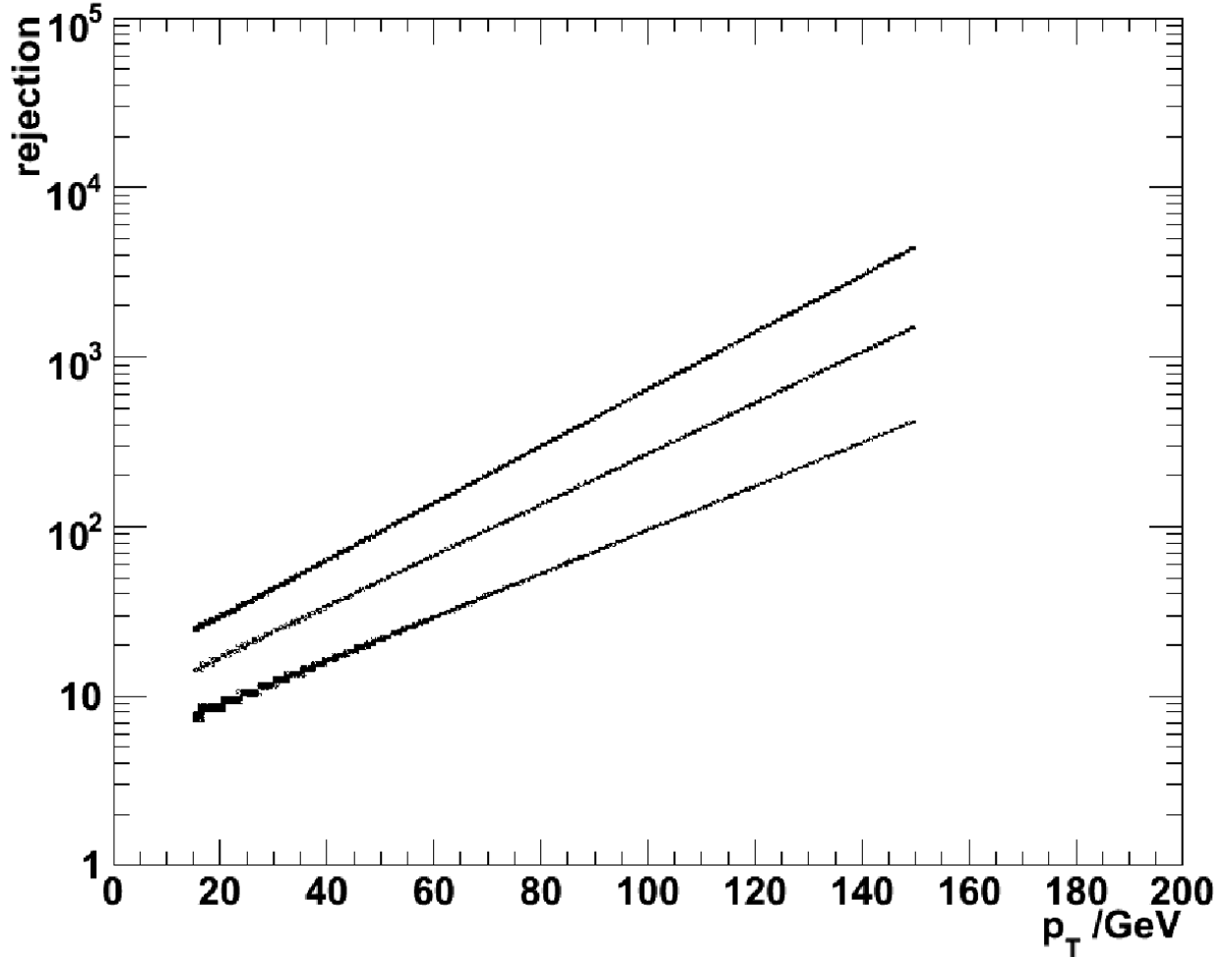


Abbildung A.1: p_T -Abhängigkeit der Unterdrückung für eine Effizienz von 0.5, am Beispiel von SU3. Deutlich zu sehen sind die drei η -Bereiche: $|\eta| < 0.7$ (oben), $0.7 < |\eta| < 1.5$ (mitte) und $1.5 < |\eta| < 2.5$ (unten).

Das Ladungsvorzeichen der Fakes wird in der weiteren Analyse zufällig zugeordnet.

Um die Richtigkeit dieser Übersetzung des Original-Codes in das C++-Programm zu überprüfen, wurde die Unterdrückung für SU3 bei einer Effizienz von 50 % explizit aufgetragen; der Vergleich von Abb. A.1 mit Abb. 4.2 aus Kapitel 4.2.1, dem offiziellen Schaubild aus [37], zeigt, dass die beiden Codes in der Tat ein identisches Ergebnis für die Unterdrückung liefern.

B Variation der $\tilde{\tau}_1$, $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse zur Bestimmung der Eichung

Die $\tilde{\tau}_1$ -Masse beträgt in der ISAWIG-Ausgabedatei im Punkt SU3 149.9 GeV. Sie wurde zur Festlegung der Eichung zwischen 130 GeV und 210 GeV variiert und aus sechs Messpunkten wurde die Eichgerade bestimmt. Die $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse beträgt im Punkt SU3 218.6 GeV und wurde um jw. ± 20 GeV und ± 40 GeV variiert, die $\tilde{\chi}_1^0$ -Masse (117.9 GeV) wurde um -40 GeV, ± 20 GeV und +10 GeV variiert. Pro Probe wurden 1 Million Ereignisse mit HERWIG generiert, bis auf zwei ($m(\tilde{\chi}_2^0)=178.6$ GeV und $m(\tilde{\chi}_1^0)=77.9$ GeV) mit jeweils 700K Ereignissen.

Die zur Festlegung der Eichgeraden in diesen Punkten durchgeführten Fits sind in folgenden Tabellen und Abbildungen zusammengefasst:

Variation der $\tilde{\tau}_1$ -Masse								
Probe: $m(\tilde{\tau}_1)$ [GeV]	Fit-Bereich [GeV]	Güte des Fits		Parameter				Wendepunkt [GeV]
		EDM	$\frac{\chi^2}{ndf}$	p_0	p_1	p_2	$\text{cov}(p_1, p_2)$	
210	20-50	$2 \cdot 10^{-8}$	$\frac{0.4753}{3}$	778 ± 152.8	3.402 ± 0.073	0.3067 ± 0.1098	0.000072	47.2 ± 19.1
200	25-90	$3 \cdot 10^{-8}$	$\frac{4.047}{10}$	1431 ± 164.9	3.721 ± 0.056	0.3866 ± 0.0589	-0.0018414	76.6 ± 15.2
190	25-105	$2 \cdot 10^{-9}$	$\frac{4.683}{13}$	1893 ± 171.0	3.775 ± 0.041	0.3955 ± 0.0390	-0.000857348	82.5 ± 10.8
160	30-110	$5 \cdot 10^{-8}$	$\frac{15.73}{13}$	2062 ± 170.1	3.859 ± 0.049	0.4144 ± 0.0436	-0.00140195	93.7 ± 13.2
140	30-90	$3 \cdot 10^{-11}$	$\frac{3.921}{9}$	1788 ± 178.6	3.809 ± 0.040	0.3282 ± 0.0340	-0.000801807	73.9 ± 7.9
130	30-80	$4 \cdot 10^{-6}$	$\frac{4.486}{7}$	1298 ± 180.9	3.739 ± 0.043	0.264 ± 0.037	-0.000732897	60.9 ± 7.2

Tabelle B.1:

Variation der $\tilde{\chi}_2^0$ - Masse								
Probe: $m(\tilde{\chi}_2^0)$ [GeV]	Bereich [GeV]	Güte des Fits		Parameter				Wendepunkt [GeV]
		EDM	$\frac{\chi^2}{ndf}$	p_0	p_1	p_2	$\text{cov}(p_1, p_2)$	
178.6	20-85	$1 \cdot 10^{-11}$	$\frac{9.243}{10}$	1695 ± 163.6	3.473 ± 0.045	0.3491 ± 0.0356	-0.000804323	55.2 ± 6.4
198.6	25-110	$5 \cdot 10^{-9}$	$\frac{6.559}{14}$	2198 ± 183.5	3.717 ± 0.039	0.3684 ± 0.0335	-0.000841327	73.4 ± 7.7
238.6	35-130	$2 \cdot 10^{-8}$	$\frac{10.53}{16}$	2168 ± 171.1	4.019 ± 0.037	0.3343 ± 0.0251	-0.00061495	92.3 ± 6.8
258.6	40-135	$1 \cdot 10^{-9}$	$\frac{11.41}{16}$	1911 ± 159.1	4.151 ± 0.038	0.3201 ± 0.0256	-0.00065426	102.4 ± 7.5

Tabelle B.2: Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen

Variation der $\tilde{\chi}_1^0$ - Masse								
Probe: $m(\tilde{\chi}_1^0)$ [GeV]	Fit-Bereich [GeV]	Güte des Fits		Parameter				Wendepunkt [GeV]
		EDM	$\frac{\chi^2}{ndf}$	p_0	p_1	p_2	$\text{cov}(p_1, p_2)$	
77.9	40-145	$5 \cdot 10^{-9}$	$\frac{6.436}{18}$	2587 ± 178.0	4.156 ± 0.034	0.359 ± 0.027	-0.000558478	111.5 ± 9.4
97.9	40-140	$4 \cdot 10^{-10}$	$\frac{9.577}{17}$	2373 ± 183.5	4.091 ± 0.039	0.3425 ± 0.0308	-0.000824645	100.9 ± 9.3
127.9	35-95	$6 \cdot 10^{-11}$	$\frac{6.499}{9}$	1964 ± 205.8	3.842 ± 0.044	0.2601 ± 0.0322	-0.000985697	67.1 ± 6.0
137.9	25-80	$2 \cdot 10^{-11}$	$\frac{2.866}{8}$	994.7 ± 149.4	3.548 ± 0.122	0.3294 ± 0.0927	-0.0065015	57.1 ± 16.4

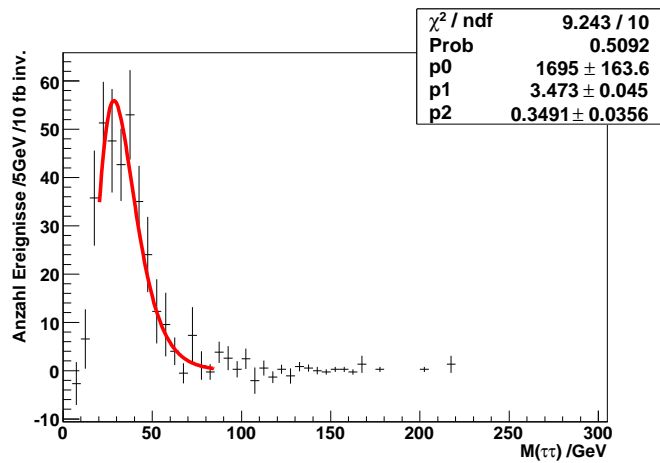
Tabelle B.3: Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen

Wendepunkte - $\tilde{\chi}_2^0$		
Probe		Fit
$m(\tilde{\chi}_2^0)$ [GeV]	$m_{\tau\tau}^{max}$ [GeV]	x_{WP} [GeV]
178.6	60	55 ± 6
198.6	80	73 ± 8
238.6	115	92 ± 7
258.6	130	102 ± 8

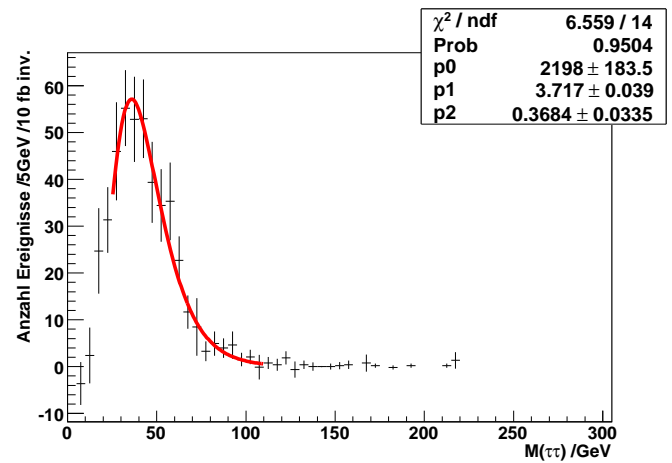
Tabelle B.4: Gemessene Wendepunkte für die verschiedenen $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen.

Wendepunkte - $\tilde{\chi}_1^0$		
Probe		Fit
$m(\tilde{\chi}_1^0)$ [GeV]	$m_{\tau\tau}^{max}$ [GeV]	x_{WP} [GeV]
77.9	136	112 ± 9
97.9	121	101 ± 9
127.9	83	67 ± 6
137.9	63	57 ± 16

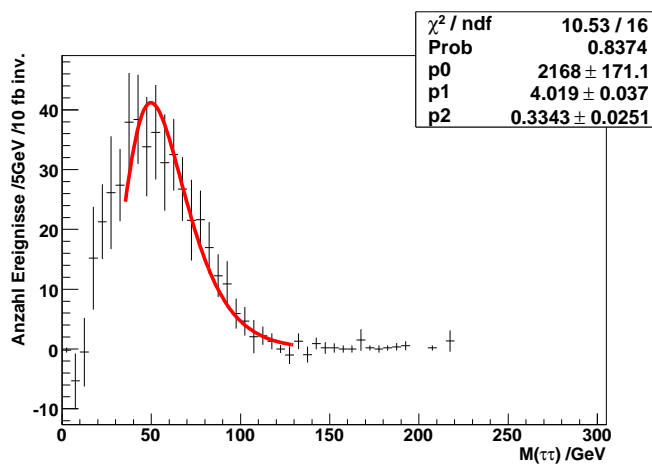
Tabelle B.5: Gemessene Wendepunkte für die verschiedenen $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen.



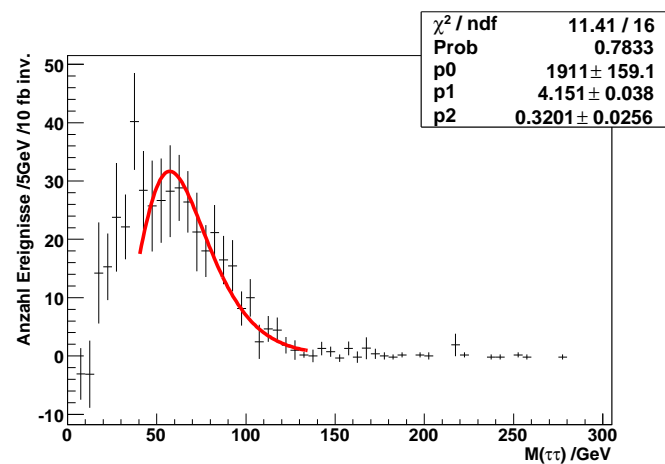
(a) $m(\tilde{\chi}_2^0) = 178.6 \text{ GeV}$



(b) $m(\tilde{\chi}_2^0) = 198.6 \text{ GeV}$

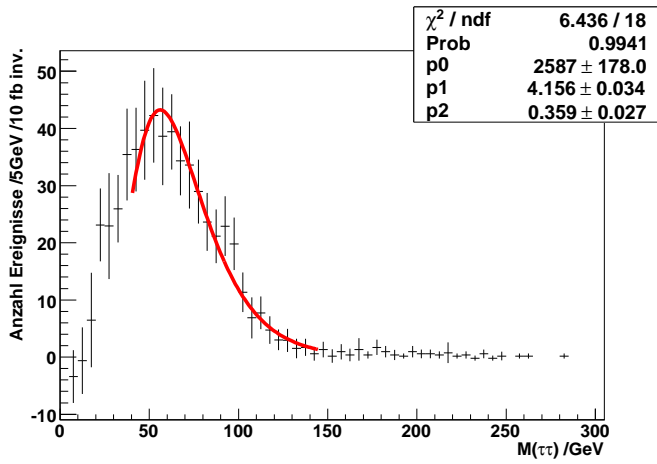


(c) $m(\tilde{\chi}_2^0) = 238.6 \text{ GeV (SU3)}$

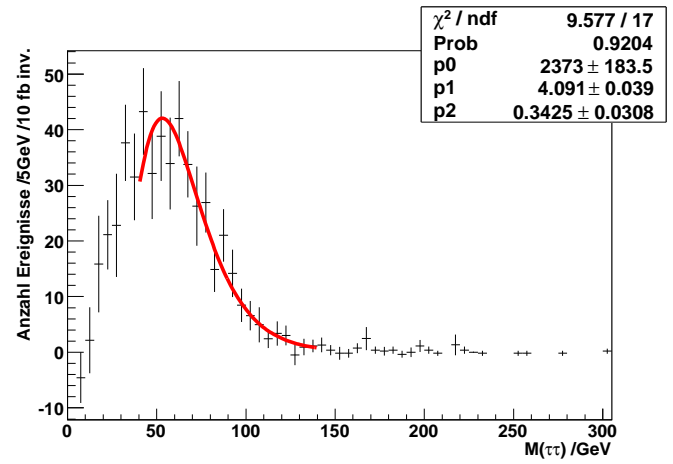


(d) $m(\tilde{\chi}_2^0) = 258.6 \text{ GeV}$

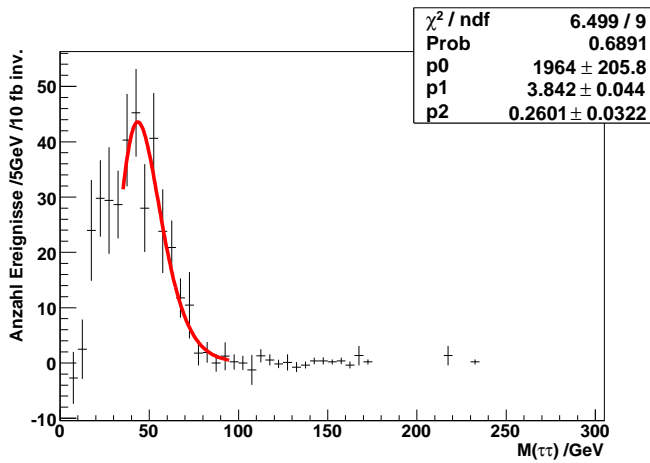
Abbildung B.1: Fits für verschiedene $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen.



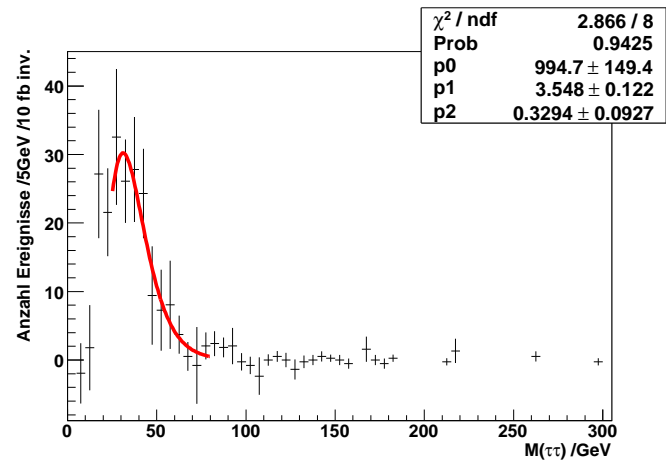
(a) $m(\tilde{\chi}_1^0) = 77.9 \text{ GeV}$



(b) $m(\tilde{\chi}_1^0) = 97.9 \text{ GeV}$



(c) $m(\tilde{\chi}_1^0) = 127.9 \text{ GeV (SU3)}$



(d) $m(\tilde{\chi}_1^0) = 137.9 \text{ GeV}$

Abbildung B.2: Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen

C Abschätzung des systematischen Fehlers der Kurvenanpassung

Der systematische Fehler der Kurvenanpassung wurde durch Variation des Binnings und des Fitbereiches bestimmt, wobei für einen optimalen Fit eine Binbreite von 5 GeV und ein Bereich der invarianten Masse von 30 GeV bis 110 GeV angenommen wurde:

Binning		
Binbreite [GeV]	Wendepunkt [GeV]	Endpunkt [GeV]
2	77 ± 5	91 ± 8
3	80 ± 6	94 ± 9
4	80 ± 6	95 ± 9
6	81 ± 7	96 ± 10
7	81 ± 6	96 ± 9
9	83 ± 7	99 ± 10

Tabelle C.1: Einfluss der Binbreite auf das Ergebnis der Kurvenanpassung.

Fitbereich		
Fitbereich [GeV]	Wendepunkt [GeV]	Endpunkt [GeV]
20-110	86 ± 7	104 ± 10
40-110	78 ± 5	92 ± 8
30-100	86 ± 9	103 ± 13
30-120	82 ± 6	97 ± 10
30-140	82 ± 6	97 ± 9

Tabelle C.2: Einfluss des Fitbereiches auf das Ergebnis der Kurvenanpassung.

Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group: *Particle Physics Booklet*, Institute of Physics publishing (2006).
- [2] D. Griffiths: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag (1996).
- [3] Francis Halzen, Alan D. Martin: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley (1984).
- [4] G. Abbiendi, et al. (the ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration and the OPAL Collaboration, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches): *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, hep-ex/0306033v1 (2003).
- [5] <http://www.physlink.com/news/Images/2004NobelFig4.gif>.
- [6] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, Gia Dvali: *The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter*, hep-ph/9803315v1 (1998).
- [7] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, T. Gregoire, E. Katz, A.E. Nelson, J.G. Wacker: *The Minimal Moose for a Little Higgs*, hep-ph/0206020v2 (2002).
- [8] Leonard Susskind: *Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the weinberg salam theory*, SLAC-PUB-2142 (1978).
- [9] Ian J. A. Aitchison: *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, hep-ph/0505105v1 (2005).
- [10] Howard E. Haber: *Low-Energy Supersymmetry and its Phenomenology*, hep-ph/0103095v1 (2001).
- [11] Stephen P. Martin: *A Supersymmetry Primer*, hep-ph/9709356 v3 (1999).
- [12] Edward W. Kolb, Michael S. Turner: *The Early Universe*, Westview Press (1990).
- [13] NASA Press Release: *New Three Year Results on the Oldest Light in the Universe*, http://map.gsfc.nasa.gov/m_mm.html.

- [14] Else Lytken: *Prospects for Slepton Searches with ATLAS*, PHD thesis, Niels Bohr Institute (2003).
- [15] Philip Bechtle: *SUSY Higgs Boson Searches at LEP and SUSY Parameter Measurements at TESLA*, PhD thesis, Hamburg University (2004).
- [16] Alan Barr: *Studies of supersymmetry models for the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider*, University of Cambridge (2002).
- [17] Manuel Drees: *An Introduction to Supersymmetry*, hep-ph/9611409 v1 (1996).
- [18] Howard Baer, Xerxes Tata, *Weak Scale Supersymmetry*, Cambridge University Press (2006).
- [19] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt, P. Nath: *Locally Supersymmetric Grand Unification*, Phys. Rev. Lett. 49, 970 - 974 (1982).
- [20] R. Arnowitt, B. Dutta: *SUSY Dark Matter: Closing the Parameter Space*, hep-ph/0210339 v1 (2002).
- [21] I. Hinchcliffe, P. Richardson: *Supersymmetric Models and Collider Signatures*, hep-ph/0106212 v1 (2001).
- [22] U. de Sanctis (für die ATLAS Collaboration): *Supersymmetry searches with ATLAS detector at LHC*, ATL-PHYS-CONF-2007-001.
- [23] B. K. Gjelsten: *Mass determination of supersymmetric particles in ATLAS*, PHD thesis, University of Oslo (2005).
- [24] ATLAS Collaboration: *LHC Design Report*
<http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [25] ATLAS Collaboration: *ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Volume 1*, ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14 (1999).
- [26] ATLAS Collaboration: *ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Volume 2*, ATLAS TDR 15, CERN/LHCC 99-15 (1999).
- [27] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance, Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-40 (1997).
- [28] ATLAS Collaboration, *Inner Detector, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-16 (1997).

-
- [29] ATLAS Collaboration, Entwurf des *ATLAS Technical Paper* (geplante Fertigstellung: 10/2007)
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlasTechnicalPaper>.
- [30] G. Corcella, Ian G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, B. R. Webber: *HERWIG 6.5, An event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*
http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/hw65_manual.htm.
- [31] Frank E. Paige, Serban D. Protopopescu, H. Baer, X. Tata: *ISAJET 7.71, A Monte Carlo Event Generator for pp, p̄p and e⁺e⁻ Reactions*
http://service-spi.web.cern.ch/service-spi/app/releases/GENSER/GENSER_1_0_0/src/isajet/7_71/doc/isajet.ps.
- [32] *Athena: User Guide and Tutorial*
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/OO/architecture/General/Tech.Doc/Manual/2.0.0-DRAFT/AthenaUserGuide.pdf>.
- [33] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna: *Pythia 6.2, Physics and Manual*, hep-ph/0108264 (2002).
- [34] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A.D. Polosa: *Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, hep-ph/0206293 (2003).
- [35] M.A. Dobbs, S. Frixione, E. Laenen, K. Tollefson, H. Baer, E. Boos, B. Cox, R. Engel, W. Giele, J. Huston, S. Ilyin, B. Kersevan, F. Krauss, Y. Kurihara, L. Lonnblad, F. Maltoni, M. Mangano, S. Odaka, P. Richardson, A. Ryd, T. Sjostrand, P. Skands, Z. Was, B.R. Webber, D. Zeppenfeld: *Les Houches Guidebook to Monte Carlo Generators for Hadron Collider Physics*, arXiv:hep-ph/0403045 v2 (2004).
- [36] *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)
(<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/pdfdir/geant.pdf>).
- [37] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli: *ATLFAST 2.0, a fast simulation package for ATLAS*, ATLAS internal note, ATL-PHYS-98-131 (1998).
- [38] *ROOT, An Object-Oriented Analysis Framework, User's Guide v5.14*
<http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>.
- [39] F. James: *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual, Version 94.1*,
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.

- [40] The ATLFAST Validation Task Force: *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST*, ATL-COM-PHYS-2007-012 (2007).
- [41] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlFastProduction>.
- [42] T. Sasaki, S. Asai, N. Kanaya, J. Tanaka: *SUSY BG Estimation using ME information*, Vortrag im SUSY WG Meeting vom 28.09.2005.
- [43] D. J. Mangeol, U. Goerlach: *Search for $\tilde{\chi}_2^0$ decays to $\tilde{\tau}\tau$ and SUSY mass spectrum measurement using $di\text{-}\tau$ final states.*, CMS NOTE 2006/096 (2006).
- [44] Michael Heldmann, Donatella Cavalli: *An Improved τ -Identification for the ATLAS Experiment*, ATL-PHYS-PUB-2006-008.
- [45] E. Richter-Was, L. Janyst and T. Szymocha: *The tau1P3P algorithm : implementation in Athena and performance with CSC data samples*, ATL-COM-PHYS-2006-029 (2006).

Tabellenverzeichnis

2.1	Eichbosonen des Standardmodells	8
2.2	Fermionen des Standardmodells	8
2.3	Fermionen des Standardmodells: Quantenzahlen	11
2.4	Teilchenspektrum des MSSM	20
2.5	SU1, SU3: mSUGRA-Parameter	30
2.6	SU1, SU3: Massen	30
2.7	SU1, SU3: Verzweigungsverhältnisse	31
5.1	Simulation der SUSY-Ereignisse	58
5.2	Verzweigungsverhältnisse in SU1 und SU3	59
5.3	Simulation des Standardmodell-Untergrundes: Z+Jets, W+Jets und $t\bar{t}$	65
5.4	Simulation des Standardmodell-Untergrundes: QCD-Jets	66
5.5	Anteil fake Taus an 2τ -Ereignissen	70
5.6	Anteil fake Taus an 2τ -Ereignissen: verschiedene Rekonstruktionseffizienzen	70
5.7	Selektionsschnitte: SU3	81
5.8	Selektionsschnitte: SU1	81
5.9	Wendepunkte für verschiedene $\tilde{\tau}_1$ -Massen	91
B.1	Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\tau}_1$ -Massen	110
B.2	Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen	111
B.3	Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen	112
B.4	Wendepunkte für verschiedene $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen	113
B.5	Wendepunkte für verschiedene $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen	113
C.1	Sytematik: Binbreite	117
C.2	Sytematik: Fitbereich	117

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verlauf der Kopplungskonstanten	13
2.2	Schleifenkorrekturen zur Higgs-Masse	14
2.3	mSUGRA-Parameterraum: BR, σ , Δm ($\tan\beta=10$)	27
2.4	mSUGRA-Parameterraum: BR, σ ($\tan\beta=30,50$)	28
3.1	Die Vorbeschleunigerkette des LHC	34
3.2	Die Schalenstruktur des ATLAS-Detektors	36
3.3	Der innere Detektor	38
3.4	Der ATLAS-Detektor	41
3.5	Schematische Darstellung des Kalorimetersystems.	42
3.6	Signaturen im ATLAS-Detektor	46
4.1	Modell der Partonschauererzeugern	50
4.2	Unterdrückung falscher Taus in ATLFAST	56
5.1	Invariante Masse auf Generator- und Detektorniveau	61
5.2	p_T -Verteilungen	62
5.3	p_T -Bereiche der J_n	64
5.4	Pythia vs. Alpgen: p_T	68
5.5	Pythia vs. Alpgen: $p_{T,miss}$, S_T	69
5.6	Charakteristische Verteilungen: Grundlage der Selektionsschnitte	72
5.7	Effektive Masse, 0 lepton mode	75
5.8	Effektive Masse gegen fehlenden Transversalimpuls	75
5.9	Selektionsschnitte: SU3	77
5.10	Selektionsschnitte: SU1	78
5.11	mSUGRA-Parameterraum: Luminosität für 5σ -Entdeckung	80
5.12	Abstand der Signaltaus in der η - Φ -Ebene	82
5.13	Effizienz gegen Reinheit: Entwicklung mit den Schnitten	84
5.14	Invariante Massenverteilungen nach den Selektionsschnitten	87
5.15	Test verschiedener Kurvenanpassungen an die Kante der Verteilung	88
5.16	Theoretische Abhängigkeit des Endpunktes von der $\tilde{\tau}_1$ -, der $\tilde{\chi}_1^0$ bzw. der $\tilde{\chi}_2^0$ -Masse	90
5.17	Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\tau}_1$ -Massen	94

5.18	Eichgeraden	95
5.19	Wendepunktmessung	96
5.20	ATLFAST Version 12	98
A.1	Äquivalenz des Codes zu Fake-Unterdrückung	107
B.1	Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_2^0$ -Massen	114
B.2	Fits zur Eichung: verschiedene $\tilde{\chi}_1^0$ -Massen	115

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit eigenständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Carolin Zender, Bonn den 14.06.2007