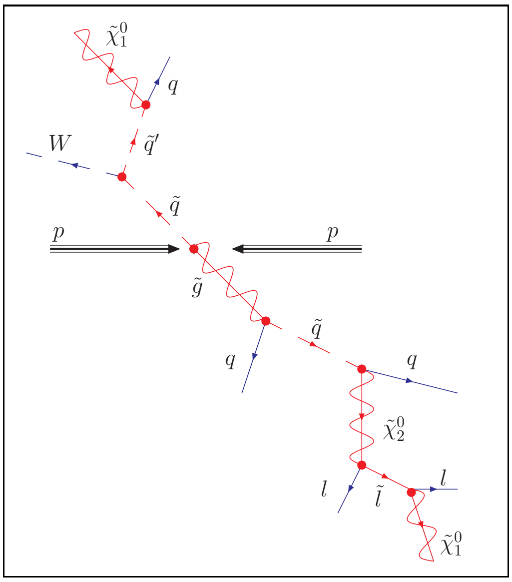
Studie zur Nachweisbarkeit von Supersymmetrie in Endzuständen mit b-Jets am ATLAS-Detektor



Diplomarbeit

vorgelegt von:

Mirjam Fehling

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs, Dr. Xavier Portell

31. Januar 2009

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
Fakultät für Mathematik und Physik

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Freiburg, den 31. Januar 2009 Mirjam Fehling

Inhaltsverzeichnis

KAPITEL 1

Einleitung

Mit dem Start des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN beginnt ein neues Kapitel der Hochenergiephysik. In Proton-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV erschließt sich ein bislang nicht beobachteter Energiebereich. Die Zielstellung ist, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik bei diesen Energien zu verifizieren und Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, auf ihre Gültigkeit und Aussagekraft hin zu überprüfen.

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die Kernbausteine der Materie und die fundamentalen Wechselwirkungen dieser Elementarteilchen. In dieser Beschreibung enthalten sind die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Ein wichtiger Bestandteil der Theorie fehlt in diesem Zusammenhang noch: die Beschreibung der Teilchenmassen. Das Standardmodell liefert mit dem Higgs-Mechanismus zwar ein theoretisches Konzept, dieses postuliert jedoch mindestens ein weiteres Teilchen − das Higgs-Boson − dessen Existenz bislang nicht nachgewiesen werden konnte. Zu den Hauptaufgaben des LHC gehört daher die Suche nach dem Higgs-Boson, dessen Entdeckung von enormer Bedeutung für die Gültigkeit des Standardmodells ist.
Das Standardmodell in seiner momentanen Form ist in der Lage, präzise Vorhersagen über die drei erwähnten Wechselwirkungen der Teilchen zu machen und es konnte bislang keine signifikante Abweichung im Experiment gemessen werden. Dem muss hinzugefügt werden, dass das Standardmodell circa 20 freie Parameter enthält, die zuvor anhand experimenteller Messdaten bestimmt werden müssen. Dies ist aus theoretischer Sicht unbefriedigend und wirft die Frage auf, ob es sich bei den Parametern um Naturkonstanten oder um Werte handelt, die durch eine grundlegendere Theorie beschrieben werden. Ein weiteres Manko des Standardmodells ist die Tatsache, dass es ihm nicht möglich ist, die Gravitation zu beschreiben und als vierte Wechselwirkung hinzuzunehmen oder die Hierarchie zwischen der elektroschwachen und der Planck-Skala, insbesondere im Hinblick auf die Stabilität der Higgs-Masse, zu erklären. Auch die Herkunft der Dunklen Materie konnte bisher im Rahmen des Standardmodells nicht geklärt werden. Diese offenen Fragen und Probleme des Standardmodells sind allesamt Hinweise darauf, dass das Standardmodell eventuell durch eine neue Theorie zu erweitern ist.
Eine theoretisch vielversprechende Erweiterung des Standardmodells ist die Supersymmetrie (SUSY). Diese postuliert eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen und ist in der Lage, einige der Probleme des Standardmodells, vor allem aber das Hierarchieproblem, auf elegante Art zu lösen. Allerdings enthält der allgemeine theoretische Ansatz über 100 zusätzliche freie Parameter. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird eine Suchstrategie untersucht, SUSY beim ATLAS-Experiment zu entdecken. Es wird ein SUSY-Szenario, das sogenannte

mSUGRA-Szenario, verwendet, bei dem der Parameterraum auf einige wenige Parameter beschränkt werden kann. In diesem Modell zerfallen die SUSY-Teilchen über Kaskaden in ein stabiles sogenanntes LSP (leichtestes supersymmetrisches Teilchen), das als Kandidat für die Dunkle Materie gilt und zu einer wichtigen Signatur der supersymmetrischen Prozesse führt: fehlende Transversalenergie. Für manche Konfigurationen der freien Parameter wird die Produktion von Teilchen der dritten Generation bevorzugt und es tritt eine erhöhte Anzahl von b-Quark-Jets in den Zerfallskaskaden auf. In dieser Arbeit werden eben solche Signaturen mit b-Jets in den Endzuständen betrachtet und umfassend untersucht. Die b-Jet Signaturen erlauben neben der Entdeckung von SUSY auch Rückschlüsse auf das zugrundeliegende Modell.

Für die Analysen werden durch Monte-Carlo-Simulationen generierte Daten verwendet. Dabei wird auch das Verhalten des Detektors simuliert. Standardmäßig wird eine sehr detaillierte Simulation durchgeführt, die allerdings sehr viel Zeit benötigt. Um größere Datensätze in einer sinnvollen Zeit zu produzieren, wurde eine schnelle Simulation, ATLFAST-II, entwickelt, die eine vereinfachte Beschreibung der Prozesse im Kalorimeter zur Grundlage hat. Ein Beitrag zur Validierung von ATLFAST-II wird geliefert, indem die Ergebnisse der SUSY-Analyse mit ATLFAST-II wiederholt und mit den Ergebnissen aus der vollen Simulation verglichen werden.

Ein wesentlicher Bestandteil der Arbeit ist die Untersuchung des Entdeckungspotentials für den verwendeten SUSY-Kanal. Für den fünfdimensionalen Parameterraum werden drei Parameter auf vorgegebenen Werten festgehalten und der verbleibende zweidimensionale Raum diskretisiert. Dieses Gitter von Punkten wird auf sein Entdeckungspotential untersucht, indem für jeden Punkt ein Signifikanzwert berechnet wird. Es lässt sich damit ein Parameterbereich markieren, für den eine Entdeckung am LHC mithilfe der hier vorgestellten Suchstrategie möglich wäre. Dies erlaubt Vergleiche mit den Ergebissen anderer SUSY-Kanäle.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Kapitel 2 beinhaltet eine theoretische Einführung in das Standardmodell und in die Supersymmetrie. Einen Schwerpunkt bildet dabei das spezielle, in dieser Arbeit verwendete, supersymmetrische Modell. Des Weiteren werden Wechselwirkungsprozesse am LHC und insbesondere die Produktion supersymmetrischer Teilchen näher betrachtet.

Kapitel 3 gibt einen Überblick über den LHC und beschreibt den ATLAS-Detektor mit seinen Komponenten. Außerdem werden die Methoden zur Simulation von Monte-Carlo-Daten und Algorithmen zur Rekonstruktion physikalischer Objekte im Detektor vorgestellt.

Kapitel 4 stellt die Strategie für die Suche nach SUSY vor. In diesem Kapitel geht es vorrangig darum, zu erläutern, welche Datensätze gewählt werden, wie die physikalischen Objekte definiert sind, wie die Ereignisse selektiert werden und welche systematischen Unsicherheiten zu berücksichtigen sind. Am Ende des Kapitels werden Ergebnisse präsentiert, die sich mit der gewählten Suchstrategie erhalten lassen.

Kapitel 5 beschreibt einen Vergleich der vollen mit der schnellen Simulation ATLFAST-II des Detektors für die in Kapitel 4 vorgestellte Suchstrategie.

Kapitel 6 beinhaltet eine Diskussion des Entdeckungspotentials für die entwickelte Suchstrategie. Anschließend wird untersucht, inwieweit sich das Entdeckungspotential durch Hinzufügen weiterer Selektionsschnitte oder Abändern der vorhandenen Selektionsschnitte verbessern lässt. Zum Vergleich wird das Entdeckungspotential mit ATLFAST-II-Datensätzen berechnet und den anderen Ergebnissen gegenübergestellt.

Kapitel 7 fasst die wesentlichen Erkenntnisse der Arbeit zusammen.

KAPITEL 2

Theorie

Die vorliegende Arbeit geht der Frage nach, ob und wie Supersymmetrie mit dem ATLAS-Detektor am LHC entdeckt werden kann. Da es sich bei Supersymmetrie um eine Erweiterung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik handelt, wird in Abschnitt 2.1 ein Überblick über das Standardmodell gegeben. Abschnitt 2.2 befasst sich mit der theoretischen Einführung in die Supersymmetrie und insbesondere wird der in dieser Arbeit verwendete Rahmen näher erläutert. In Abschnitt 2.3 wird ein Einblick in die Physik am LHC gegeben, der sich zunächst generell auf Physik bei *pp*-Kollisionen bezieht und sich dann auf SUSY-Signaturen spezialisiert.

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist der heutige Ansatz, den elementaren Aufbau der Materie und die Wechselwirkungen der Materiebestandteile zu beschreiben. Zur Formulierung des Standardmodells wird die Quantenfeldtheorie im Lagrangeformalismus genutzt. Allerdings treten in den verwendeten Lagrangedichten 19 freie Parameter auf, die nicht aus der Theorie selbst folgen, sondern im Experiment bestimmt werden müssen. Mithilfe dieser Parameter jedoch liefert das Standardmodell Vorhersagen, die im Experiment wiederum mit großem Erfolg bestätigt werden konnten.
Im folgenden Abschnitt werden zunächst die Elementarteilchen des Standardmodells vorgestellt. Die Wechselwirkungen werden im darauf folgenden Unterabschnitt zusammengefasst. Es handelt sich hierbei nur um einen kurzen Überblick, ausführlichere Beschreibungen finden sich z.B. in [1] und [2].

2.1.1 Das Teilchenspektrum

In der Teilchenphysik wird nach den elementaren Bausteinen der Materie gesucht. Elementar heißt dabei, dass sie ihrerseits keine weitere Substruktur mehr besitzen. Die Teilchen werden durch die Quantenmechanik beschrieben und haben somit bestimmte Kenngrößen, die Quantenzahlen, über die ihre Identität festgelegt ist und die zur Klassifizierung der Teilchen dienen. Zu den Quantenzahlen gehören Spin, Leptonenzahl, Farbladung, elektrische Ladung, Isospin, etc.
Eine Einteilung, die insbesondere auch sehr fundamental für Supersymmetrie ist, wird durch den Spin gegeben. Nach ihm werden Fermionen (Spin halbzahlig: $\frac{1}{2}$,$\frac{3}{2}$,$\frac{5}{2}$,...) und Bosonen (Spin ganzzahlig: 0,1,2,...) voneinander unterschieden.

Materieteilchen

Die bekannten elementaren Fermionen sind die *Leptonen* und *Quarks*, die jeweils Spin $\frac{1}{2}$ haben. Sie werden in drei sogenannte Generationen oder Familien aufgeteilt. Die erste Generation besteht im Leptonsektor aus dem Elektron e und dem Elektronneutrino ν_e und im Quarksektor aus dem Up-Quark u und dem Down-Quark d, aus denen Proton und Neutron aufgebaut sind. Fast die gesamte sichtbare Materie setzt sich aus den Teilchen der ersten Generation zusammen. Die Teilchen der zweiten und dritten Generation sind schwere Kopien der Teilchen der ersten Generation. Sie besitzen die gleichen Quantenzahlen und unterscheiden sich nur durch ihre Masse. Die Leptonen der zweiten Generation sind das Myon μ und das Myon-Neutrino ν_μ, die der dritten Generation das Tau-Lepton τ und das Tau-Neutrino ν_τ. Das Charm-Quark c und das Strange-Quark s bilden die Quarks der zweiten, das Top-Quark t und das Bottom-Quark b die Quarks der dritten Generation. Die Bezeichnung für jedes Teilchen wird auch Flavour genannt. In Tabelle 2.1 werden alle soeben aufgezählten Teilchen und ihre Ladung dargestellt.

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	el. Ladung [e]
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1: Leptonen und Quarks und ihre elektrische Ladung.

Für jedes der aufgeführten Teilchen existiert ein Antiteilchen, das inverse additive Quantenzahlen besitzt. Das obige Schema lässt sich somit mit den Antiteilchen wiederholen. Prinzipiell lassen sich weitere Generationen von Quarks und Leptonen nicht ausschließen. Anhand der Breite des Z^0-Zerfalls konnte jedoch nachgewiesen werden, dass es keine weiteren leichten Neutrinos gibt [3].

Ein wesentlicher Unterschied zwischen Quarks und Leptonen ist, dass die Quarks eine Farbladung tragen und daher an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Während Leptonen als freie Teilchen beobachtet werden können, gilt das gleiche für Quarks keineswegs. Quarks treten nach momentanem Wissen immer als Quark-Antiquark-Paare oder als Tripel auf. Theoretisch wären auch Kombinationen aus vier oder mehr Quarks denkbar, die als solche aber noch nicht zweifelsfrei identifiziert werden konnten [4]. Aus Quarks aufgebaute Teilchen werden als *Hadronen* bezeichnet. Im Gegensatz zu den Quarks, die gedrittelte Ladungen besitzen, summieren sich die Ladungen der Quarks in den Hadronen immer zu einem ganzzahligen Wert. Ein Quark-Antiquark-Paar bildet ein sogenanntes Meson. Die Kombination zweier Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen ergibt entweder ein pseudoskalares Meson (Spin 0) oder Vektor-Meson (Spin 1). Der Zusammenschluss dreier Quarks, wie Proton (uud) oder Neutron (udd), wird Baryon genannt (die Kombination dreier Antiquarks ergibt analog ein Antibaryon). Hier können die Spins der drei Quarks entweder zu Spin $\frac{1}{2}$ oder zu Spin $\frac{3}{2}$ kombinieren.

Die Massen der geladenen Leptonen reichen von $m_e = 0.511$ MeV/c^2 für das Elektron bis $m_\tau = (1776.84 \pm 0.17)$ MeV/c^2 [5] für das Tau-Lepton[1]. Die Neutrinos werden im Standardmodell als masselos angenommen. Zahlreiche Experimente über Neutrinooszillationen konnten jedoch nachweisen, dass nicht alle Neutrinos masselos sein können (siehe z.B. [6]), was im übrigen zu keinem prinzipiellen Problem für das Standardmodell führt. Es ist nicht

1 In dieser Arbeit wird die anglo-amerikanischen Schreibweise für Zahlen verwendet, in der ein Punkt als Dezimaltrennzeichen dient.

ganz so einfach den Quarks Massen zuzuschreiben, da sie nicht als freie Teilchen auftreten. Die „nackten“ Massen der Quarks, die auch in den Massentermen der Lagrangedichte auftauchen, lassen sich nicht trivial anhand der Hadronmassen ableiten, da diese einen großen Anteil potentieller Bindungsenergie beinhalten. Vielmehr müssen sie mithilfe theoretischer Modelle extrapoliert werden. Für die nackten Quarks ergeben sich Massen von einigen MeV/c^2 für die erste Generation. Das b-Quark hingegen hat bereits eine Masse von $4.20^{+0.17}_{-0.07}$ GeV/c^2 [5] und das t-Quark ist mit (171.2 ± 2.1) GeV/c^2 [5] das schwerste Elementarteilchen. Es zerfällt mit einer Lebensdauer von circa $4 \cdot 10^{-25}$ s allerdings so schnell, dass es keine Hadronen bilden kann und es somit weder Mesonen noch Baryonen gibt, die Top-Quarks enthalten.

Austauschteilchen

An elementaren Bosonen sind die sogenannten Austauschteilchen oder Eichbosonen bekannt. Sie tragen Spin 1 und gelten als Übermittler der elementaren Wechselwirkungen. Das Photon γ ist das Austauschteilchen für die elektromagnetische Wechselwirkung, die intermediären Vektorbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 vermitteln die schwache und das Gluon g die starke Wechselwirkung. Im Unterabschnitt 2.1.2 werden die elementaren Wechselwirkungen und die Bedeutung der Eichbosonen näher erklärt. Tabelle 2.2 listet die Austauschteilchen mit ihrer Ladung und Masse auf.

Eichboson	el. Ladung [e]	Masse [GeV/c^2]
γ	0	0
$W^{\pm}$	± 1	80.398 ± 0.025 [5]
Z^0	0	91.1876 ± 0.0021 [5]
g	0	0

Tabelle 2.2: Die Eichbosonen, ihre elektrische Ladung und Masse[2].

Higgs-Boson

Die Massen der drei Vektorbosonen $W^{\pm}$, Z^0 lassen sich erst mithilfe des Higgs-Mechanismus problemlos in die theoretische Beschreibung des Standardmodells integrieren (siehe unten). Dabei wird ein zusätzliches Feld mit Spin 0 eingeführt, das Higgs-Feld. Die Theorie ist generell nicht auf ein einzelnes Higgs-Boson beschränkt, es könnte auch mehrere geben.
Das Higgs-Boson konnte bislang noch nicht nachgewiesen werden. Seine Entdeckung ist eines der wichtigsten Ziele der Experimente am LHC. Die Higgsmasse m_h wird in einem Bereich von 114-185 GeV/c^2 erwartet. Die untere Grenze ergibt sich aus direkten Messungen der LEP-Experimente ($m_h > 114.4$ GeV/c^2, 95%-Konfidenzintervall [7]) und der Bereich wird nach oben aufgrund elektroschwacher Präzisionsmessungen beschränkt ($m_h < 185$ GeV/c^2, 95%-Konfidenzintervall [8]).

2.1.2 Die Wechselwirkungen

Im Standardmodell beschrieben sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation hat bislang keinen Eingang ins Standardmodell gefunden. Ihre Auswirkung ist jedoch bei momentanen Teilchenexperimenten gegenüber den drei anderen Wechselwirkungen zu vernachlässigen. Alle drei der erwähnten Wechselwirkungen des Standardmodells werden durch Quantenfeldtheorien beschrieben. Die einfachste und älteste

2 Das Photon und Gluon sind in der Theorie masselos und tragen keine elektrische Ladung. Im Experiment lassen sich jedoch nur obere Grenzen setzen, die in [5] nachzuschlagen sind.

Formulierung einer solchen Theorie ist die Quantenelektrodynamik (QED). Sie beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung geladener Teilchen. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die schwache Wechselwirkung lässt sich erst in einer elektroschwachen Vereinigung mit der QED geschlossen formulieren. In der von Glashow, Salam und Weinberg entwickelten Theorie, kurz GSW [9], findet auch der Higgs-Mechanismus seine Anwendung. Im Folgenden sollen die drei elementaren Wechselwirkungen ausführlicher behandelt werden.

Quantenelektrodynamik (QED)

Die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ für ein durch das Diracfeld ψ beschriebenes freies Teilchen der Masse m lautet:

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi$$

Dabei sind ∂_μ, mit $\mu = 0\ldots,3$, die partiellen Ableitung nach den Raumzeitkoordinaten und die γ^μ ($\mu = 0..3$) sind die 4×4 Diracmatrizen.
Die Lagrangedichte ist invariant unter globalen Eichtransformationen der Form $\psi \to e^{i\theta}\psi$, wobei θ ein beliebiger reeller Parameter ist. Das Grundprinzip der QED ist, auch eine Invarianz unter lokalen Eichtransformationen zu fordern. Lokal bedeutet, dass der Parameter θ von der Raumzeitkoordinate x abhängig ist, also $\psi \to e^{i\theta(x)}\psi$. Die Lagrangedichte eines freien Diracfeldes ist jedoch nicht lokal eichinvariant. Lokale Invarianz lässt sich dadurch erreichen, dass die partiellen Ableitungen ∂_μ in $\mathcal{L}$ durch kovariante Ableitungen $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$ ersetzt werden. Es muss ein neues Eichfeld A_μ eingeführt werden, das an das Diracteilchen mit Ladung q koppelt, damit $\mathcal{L}$ lokal eichinvariant ist. Dieses Eichfeld kann als das Photonfeld interpretiert werden, wenn zusätzlich ein Energieterm für das Feld hinzugefügt wird. Ein Massenterm für das Photonfeld ist nicht erlaubt, da dies die Invarianz verletzen würde. Es ergibt sich somit eine lokal eichinvariante Lagrangedichte, die die freie Lagrangedichte eines Diracfeldes, die freie Lagrangedichte eines masselosen Photonfeldes und die Kopplung des Photonfeldes an das Diracfeld beeinhaltet:

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi + q\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu},$$

mit dem Feldstärketensor des Photonfeldes $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.
Die Phasentransformationen $e^{i\theta}$ sind Elemente der Gruppe $U(1)$ der unitären 1×1 Matrizen. Daher wird die zugrundeliegende Symmetrie auch $U(1)$-Eichinvarianz genannt. Nach dem Noether-Theorem gibt es zu jeder Symmetrie eine Erhaltungsgröße, die in diesem Fall die elektrische Ladung q ist.
Dieses Grundprinzip der Forderung nach lokaler Eichsymmetrie wird auch für die Formulierung der anderen Wechselwirkungen verwendet.

Die Wahrscheinlichkeit eines physikalischen Prozesses, genauer die Übergangswahrscheinlichkeit eines Anfangszustandes (z.B. zwei Teilchen mit Impulsen p_1 und p_2) in einen Endzustand, berechnet sich aus dem Integral über die Hamiltondichte des Systems. Das Ergebnis der Integration lässt sich nicht in einer geschlossenen Form angeben, und wird aus diesem Grund in eine Störungsreihe entwickelt. Jeder Summand der Störungsreihe lässt sich durch ein Feynmandiagramm grafisch darstellen. Die Diagramme bestehen aus drei Sorten elementarer Bausteine: Externe Linien geben die ein- und auslaufenden beobachtbaren Teilchen an. Interne Linien, auch Propagatoren genannt, beschreiben virtuelle Teilchen. Diese sind nicht beobachtbar und erfüllen nicht die Relation $E^2 = m^2 + p^2$ mit Energie E und Impuls p, die für reelle Teilchen gilt. An den Vertices treffen die internen und externen Linien aufeinander. Sie beschreiben daher die Wechselwirkung der Teilchen mit den Eichfeldern. Der Vertex der QED stellt die Kopplung eines geladenen Diracfeldes an das Photonfeld dar und ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

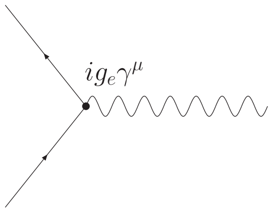


Abbildung 2.1: Vertex der QED.

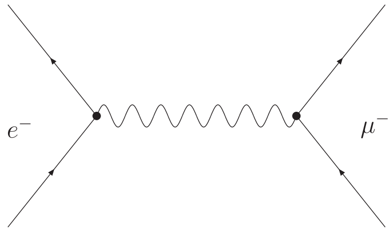


Abbildung 2.2: Elektron-Myon Streuung in führender Ordnung.

Die Übersetzung zwischen graphischer Darstellung und mathematischer Beschreibung ist durch die Feynmanregeln gegeben. Jedem graphischen Bauelement wird genau ein mathematischer Term zugeordnet (siehe z.B. Abbildung 2.1 - die Kopplungskonstante g_e des Photonfeldes an das Diracfeld ist proportional zur elektrischen Ladung q des Diracfeldes). Ein ganzes Feynmandiagramm ausgewertet ergibt somit einen Summanden der Störungsreihe und damit einen Beitrag zur Übergangswahrscheinlichkeit. Die Zeitachse ist für alle Diagramme dieser Arbeit von unten nach oben gewählt, d.h. unten werden die Teilchen im Anfangszustand aufgeführt und oben kommen die Teilchen des Endzustandes heraus.
Die Ordung eines Diagramms ist durch die Anzahl der Vertices gegeben. Da jeder Vertex einen Term proportional zum Entwicklungsparameter der Störungsreihe liefert (die Kopplungskonstante[3]), trägt das Diagramm zur entsprechenden Ordnung der Störungsreihe bei.
Theoretisch müssten alle Diagramme beliebiger Ordnung, die den physikalischen Prozess beschreiben, berücksichtigt werden. In Realität tragen Diagramme höherer Ordnungen jedoch immer weniger bei[4], so dass oft nur die niedrigste beitragende Ordnung betrachtet wird. Als Beispiel ist die Elektron-Myon Streuung in führender Ordnung in Abbildung 2.2 dargestellt.
Zwischen der oben eingeführten Lagrangedichte und den Feynmanregeln besteht eine Korrespondenz: Zu jedem Term der Lagrangedichte gehört genau eine Feynmanregel. Die Vertex-Faktoren ergeben sich beispielsweise aus den Wechselwirkungstermen der Lagrangedichte (vergleiche $q\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$ mit $ig_e\gamma^\mu$ wo $g_e \sim q$).

Quantenchromodynamik (QCD)

Die starke Wechselwirkung ist für den Zusammenhalt der Quarks in den Hadronen verantwortlich, die ihrerseits von der starken Kraft in Form der Nukleonen im Atomkern gebunden werden.
Analog zur Kopplung der QED an die elektrische Ladung findet in der QCD eine Kopplung an die Farbladung statt. Es gibt drei verschiedene Farbzustände, die in der Regel durch „rot“, „blau“ und „grün“ bezeichnet werden. Damit ergibt sich als Eichsymmetriegruppe die $SU(3)_c$ (unitäre 3×3 Matrizen mit Determinante 1)[5].

3 Die Bezeichung Kopplungskonstante ist zuweilen ein wenig irreführend, da die Kopplungskonstante in Realität energieabhängig ist. Sie wird daher auch als laufende Kopplungskonstante bezeichnet. Dies gilt generell für alle Kopplungskonstanten der drei fundamentalen Wechselwirkungen und spielt im Folgenden, beispielsweise bei der Motivation von SUSY in Abschnitt 2.2.1, eine Rolle.

4 Dies gilt nur bei hinreichend kleiner Kopplungskonstante.

5 Der Index c soll auf die Farbsymmetrie (engl. **c**olour) hinweisen.

Die Quarks (Antiquarks) tragen je eine Farbladung (Antifarbe). In der Natur werden nur farbneutrale Teilchen beobachtet, das heißt, dass sich Farbe und Antifarbe aufheben, oder dass alle drei Farben gleichermaßen vorkommen. Diese Tatsache wird als Einsperrung (engl. confinement) bezeichnet und begründet, dass Quarks nicht als freie Teilchen vorkommen. Leptonen sind farblos und nehmen an der starken Wechselwirkung nicht teil.
Austauschteilchen sind die Gluonen, welche im Gegensatz zu den ungeladenen Photonen in der QED je eine Farb- und eine Antifarbladung tragen. Bei der Kopplung eines Gluons an ein Quark kann das Quark daher von einem Farbzustand in einen anderen übergehen. Unter der Farb-$SU(3)$-Symmetrie bilden die neun möglichen Kombinationen von Farbe und Antifarbe ein Farb-Oktett und ein Farb-Singlett. Gäbe es Gluonen im Farb-Singlett Zustand, so würden sie als freie Teilchen auftreten und ein Austausch zwischen Farbsingletts (z.B. den Nukleonen) wäre möglich. Eine daraus resultierende langreichweitige Kraft mit starker Kopplung wird nicht beobachtet. Damit resultieren acht unterschiedliche Farbzustände für die Gluonen, die analog zu den Quarks nicht als freie Teilchen auftreten.
Ein weiterer Unterschied zur QED liegt darin, dass die Symmetriegruppe SU(3) nicht abelsch ist. Aus der Nichtkommutativität folgen Selbstkopplungsvertices der Gluonen.

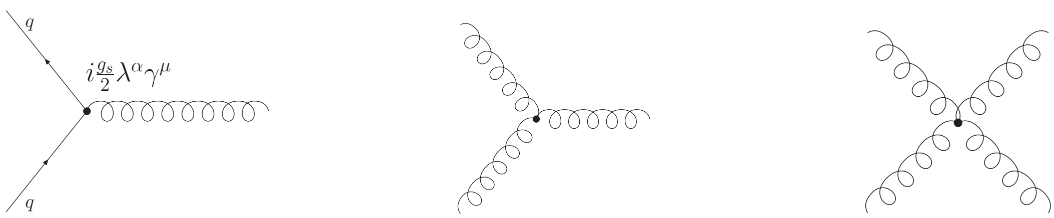
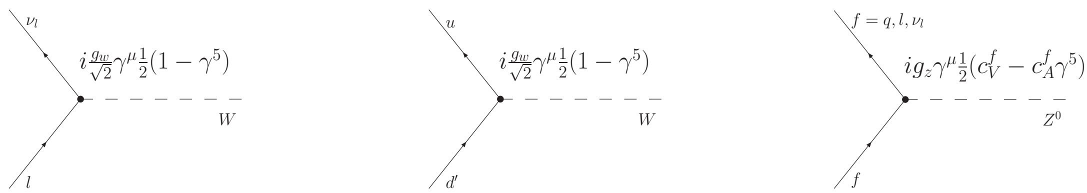


Abbildung 2.3: Vertices der QCD.

Die Vertices der QCD sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Feynmanregel für die Kopplung von Quarks an Gluonen beinhaltet neben der starken Kopplungskonstante g_s auch eine Gell-Mann Matrix λ^α mit $\alpha = 1, \ldots, 8$. Diese formen eine fundamentale Darstellung der SU(3). Am LHC werden QCD-Ereignisse in großer Zahl vorkommen. Eine detailliertere Beschreibung solcher Prozesse findet sich in Abschnitt 2.3.

Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung ist vor allem durch den β-Zerfall von Atomkernen bekannt. Austauschteilchen sind die drei Vektorbosonen $W^\pm$ und Z^0. Viele Aspekte, wie z.B. die Form der Vertexfaktoren, finden erst mit der elektroschwachen Theorie eine Erklärung. An dieser Stelle wird zunächst auf die Phänomenologie der schwachen Wechselwirkung eingegangen.



a) geladene Kopplung im Leptonsektor

b) geladene Kopplung im Quarksektor

c) neutrale Kopplung

Abbildung 2.4: Vertices der schwachen Wechselwirkung.

In Abbildung 2.4 sind die Vertices der schwachen Wechselwirkung dargestellt. Zusätzlich existieren Vertices mit Selbstkopplungen der schwachen Eichbosonen und gemischte Kopplungen mit Photonen. Die geladenen Austauschteilchen $W^{\pm}$ ändern den Flavour der an den Wechselwirkungsvertices beteiligten Teilchen. Für den Leptonsektor bedeutet dies, dass an einem Vertex ein Lepton in das zugehörige Neutrino umgewandelt wird oder umgekehrt (siehe Abbildung 2.4 a)). Im Quarksektor koppelt ein Quark der Ladung $+\frac{2}{3}$ („up"-Typ) an ein Quark der Ladung $-\frac{1}{3}$ („down"-Typ) (siehe Abbildung 2.4 b)). Ein wesentlicher Unterschied zum Leptonsektor ist, dass es keine Quark-Generationenerhaltung gibt[6]. Das heißt, dass ein „up"-Typ Quark an ein beliebiges „down"-Typ Quark koppeln kann, unabhängig davon, ob die beiden Quarks aus derselben Generation stammen. Die Masseneigenzustände der Quarks sind somit ungleich den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung. Die Mischung wird durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben[7].
Die Feynmanregeln für die Vertices der schwachen Wechselwirkung unterscheiden sich strukturell von den Vertices der anderen Wechselwirkungen durch den Faktor $(1-\gamma^5)$, mit $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Durch $\overline{\psi}\gamma^\mu\psi$ ist ein Vektor gegeben, während $\overline{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ ein Axialvektor ist und sich damit umgekehrt unter Parität transformiert. Es ergibt sich eine Vektor-Axialvektor (V-A) Struktur.
Das neutrale Austauschteilchen Z^0 koppelt an ein beliebiges Quark oder Lepton (siehe Abbildung 2.4 c)). Neutrale flavourändernde Prozesse sind theoretisch stark eingeschränkt und in niedrigster Ordnung nicht erlaubt. Daher ist das einlaufende Quark bzw. Lepton gleich dem Auslaufenden. Die Feynmanregel des Vertex hat eine ähnliche Struktur wie im geladenen Fall, jedoch tauchen zwei zusätzliche Konstanten auf: die axiale Kopplungskonstante c_A und die vektorielle Kopplungskonstante c_V.

Elektroschwache Vereinigung (GSW)

Glashow, Salam und Weinberg gelang es in [9] die schwache Wechselwirkung zusammen mit der elektromagnetischen Wechselwirkung in einer vereinheitlichen elektroschwachen Theorie zu beschreiben.
Aus den Vertexfaktoren der geladenen Vektorbosonen ergeben sich die sogenannten geladenen Ströme, wenn mit den Wellenfunktionen der ein- und auslaufenden Teilchen multipliziert wird. Für ein einlaufendes Lepton l^- und das dazugehörige auslaufende Neutrino ν_l ergibt sich der ladungserhöhende Strom:

$$J_\mu^+ = \overline{\nu}\gamma_\mu \frac{1}{2}(1-\gamma^5)u$$

Dabei werden mit $\overline{\nu}$ und u die erwähnten Lösungen der freien Diracgleichung für das Neutrino ν_l bzw das Lepton l^- bezeichnet. Diese Spinoren lassen sich in rechts- und linkshändige Teile aufspalten: $u = \frac{1}{2}(1-\gamma^5)u + \frac{1}{2}(1+\gamma^5)u \equiv u_L + u_R$. Der schwache ladungserhöhende Strom lässt sich damit schreiben als[8]:

$$J_\mu^+ = \overline{\nu}_L\gamma_\mu u_L$$

6 Dies ist nur bedingt wahr: eine Mischung im Leptonsektor wäre nicht messbar, wenn die Neutrinos masselos wären - durch Neutrinoexperimente ist jedoch bekannt, dass diese eine Masse besitzen und es auch im Leptonsektor eine Mischung gibt, siehe z.B. [10].

7 Die CKM-Matrix enthält eine komplexe Phase, woraus eine CP-Verletzung im Standardmodell resultiert.

8 Es lässt sich zeigen, dass $\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma^5) = \frac{1}{2}(1+\gamma^5)\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma^5)$ und es gilt $\overline{u}_L = \overline{u}\frac{1}{2}(1+\gamma^5)$

Es ist zu sehen, dass nur die linkshändigen Komponenten an der Kopplung beteiligt sind. Ganz allgemein lässt sich zeigen:

Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind linkshändige Teilchen oder rechtshändige Antiteilchen.

Der neutrale Strom lautet $J_\mu^{NC} = \overline{u}\gamma_\mu \frac{1}{2}(c_V - c_A\gamma^5)u$. Nur für den Fall, dass die vektorielle Kopplungskonstante c_V gleich der axialen Kopplungskonstante c_A ist, ergibt sich eine reine Kopplung an ausschließlich linkshändige Teilchen. Allgemein gibt es jedoch auch eine rechtshändige Komponente des neutralen Stromes.
Die Frage ist nun, ob sich aus den geladenen und neutralen Strömen eine Symmetriegruppe der schwachen Wechselwirkung bilden lässt. Zunächst lassen sich die geladenen Ströme in einer zweidimensionalen Form wiedergeben: $J_\mu^\pm = \overline{\chi}_L\gamma_\mu\tau_\pm\chi_L$, mit den Isospin-Dubletts $\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$ für die Leptonen bzw. $\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ für „up"-Typ-Quarks u und entsprechend der CKM-Matrix gedrehten „down"-Typ-Quarks d' und den Leiteroperatoren $\tau_\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$, wobei die τ_i die Paulimatrizen sind. Dies lässt vermuten, dass die zugrundeliegende Symmetrie eine SU(2)-Struktur (unitäre 2×2 Matrizen mit Determinante 1) besitzt, mit den drei Isospinoperatoren T^i als Generatoren. Damit ergäbe sich in einem Isospintriplett schwacher Ströme ein dritter neutraler Strom zu $J_\mu^3 = \overline{\chi}_L\gamma_\mu\tau_3\chi_L$. Der neutrale Strom würde somit ebenfalls nur an linkshändige Teilchen koppeln. Da dies nicht der Fall ist, wird der neutrale Strom J_μ^3 mithilfe der Gell-Mann-Nishijima Formel $Q = T^3 + \frac{1}{2}Y$ in zwei Ströme aufgespalten: den zur elektrischen Ladung Q gehörigen elektromagnetischen Strom $j_\mu^{em} = -\overline{u}_L\gamma_\mu u_L - \overline{u}_R\gamma_\mu u_R$ und den zur Hyperladung Y gehörigen Hyperladungsstrom $j_\mu^Y = 2j_\mu^{em} - 2J_\mu^3$.
Durch die Hyperladung wird eine $U(1)$-Symmetrie generiert. Die Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung ergibt sich damit zu

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

Da es sich hierbei um das kartesische Produkt zweier Symmetriegruppen handelt, vertauschen die Generatoren der beiden Gruppen. Damit haben alle Mitglieder eines Isospin-Multipletts die gleiche Hyperladung. Die rechtshändigen Quarks und Leptonen bilden Isospin-Singletts und die linkshändigen Teilchen derselben Generation Isospin-Dubletts.
In der GSW-Theorie wird weiter angenommen, dass ein Isospintriplett von Vektorfeldern W_μ^i an die schwachen Isospin-Triplett-Ströme J_μ^i mit der Stärke g koppelt und ein Vektorfeld B_μ an den Hyperladungsstrom j_μ^Y mit der Stärke $g'/2$. Die beiden geladenen Vektorbosonen ergeben sich durch Kombination der $W^{1,2}$: $W_\mu^\pm = \frac{1}{2}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$. Die neutralen Bosonen W_μ^3 und B_μ mischen zu einem masselosem Feld A_μ, dem Photon und zu einem massiven Feld Z_μ, dem Z^0-Boson und brechen damit die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie:

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_w + W_\mu^3 \sin\theta_w$$
$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_w + W_\mu^3 \cos\theta_w$$

Der Mischungswinkel θ_w wird Weinbergwinkel oder schwacher Mischungswinkel genannt. Der neutrale Strom ergibt sich damit zu $J_\mu^{NC} = J_\mu^3 - \sin^2\theta_w j_\mu^{em}$. Daraus lassen sich die c_A und c_V ableiten. Außerdem lässt sich zeigen, dass die beiden Kopplungskonstanten g und g' nicht unabhängig voneinander sind, sondern die Gleichung $g\sin\theta_w = g'\cos\theta_w$ erfüllen.

Higgs-Mechanismus

Die Lagrangedichte des Standardmodells erlaubt keine Massenterme für die Eichbosonen, da diese die lokale Eichinvarianz zerstören würden. Die Massenterme (in Form von $M^2 W_\mu W^\mu$) würden zu nicht renormierbaren Divergenzen führen und damit die Aussagekraft des Standardmodells zunichte machen. Den Vektorbosonen Massen zu geben, ohne dabei die Eichinvarianz zu zerstören, gelingt mit dem Higgs-Mechanismus: Es werden skalare Higgs-Felder ϕ_i eingeführt, die einen Potentialterm der Form $V = \frac{1}{2}\mu^2\phi_i^2 + \frac{1}{4}\lambda(\phi_i^2)^2$ mit $\lambda > 0$ und $\mu^2 < 0$ erzeugen. In Abbildung 2.5 ist die Form dieses Higgspotentials zu sehen. Das Potential ist nicht minimal im Ursprung, sondern hat Minima an den Stellen $\phi_i = \pm v = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Der

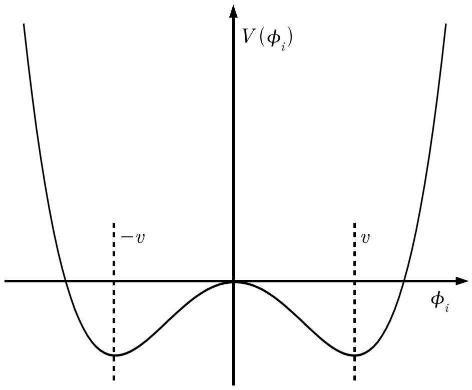


Abbildung 2.5: Das Higgspotential $V(\phi_i)$ mit Minima bei $\phi_i = \pm v$.

Grundzustand des Higgs-Feldes sollte als stabiler Zustand in einem der Minima liegen und ist daher nicht symmetrisch unter Reflexionen wie es das Potential ist. Der Umstand, dass die Lagrangedichte invariant unter der Symmetrietransformation bleibt, aber der Grundzustand des Systems nicht diese Symmetrie aufweist, wird auch als spontane Symmetriebrechung bezeichnet. Das Goldstonetheorem besagt nun, dass bei einer spontanen Symmetriebrechung masselose skalare Teilchen, die Goldstonebosonen, auftreten. Die Goldstonebosonen sind keine reellen Teilchen und tauchen bei geschickter Parametrisierung nicht in der Lagrangedichte auf. Ihre Freiheitsgrade können vielmehr als die longitudinale Polarisation der Eichbosonen interpretiert werden, so dass diese massiv sind.

Um den drei Vektorbosonen der elektroschwachen Theorie Masse zu geben, muss eine Lagrangedichte für das Higgs-Feld hinzugefügt werden, die die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie respektiert:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = |(i\partial_\mu - g\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi|^2 - V(\phi)$$

mit einem Potential $V(\phi)$ der oben erwähnten Form. Es werden vier reale skalare Felder ϕ_i eingeführt, die zu den $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Multipletts gehören. Sie werden typischerweise in einem Isospindublett mit $Y = 1$ angeordnet:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Der Grundzustand wird zu $\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ gewählt[9]. Wird dieser Grundzustand in die Lagrangedichte eingesetzt, so ergibt sich ein Term proportional zu $W_\mu^+ W^{-\mu}$, der damit als Massenterm mit $M_w = \frac{1}{2}vg$ für die $W^\pm$ interpretiert werden kann. Ein weiterer Term hat die folgende Gestalt:

$$\frac{1}{8}v^2(W_\mu^3, B_\mu)\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}$$

Durch eine Basistransformation zu den Feldern Z_μ und A_μ wird die Massenmatrix diagonalisiert. Für das Photon ergibt sich wie gewünscht $M_A = 0$ und das Z^0-Boson erhält die Masse $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$.
Auch die Massen der Leptonen und Quarks lassen sich mit diesem Higgs-Dublett erzeugen. Um die Massen für die „Up“-Typ Quarks zu erzeugen, müssen Terme mit dem komplex konjugierten Feld ϕ^* in die Lagrangedichte eingefügt werden. Die Massen ergeben sich proportional zu $\frac{v}{\sqrt{2}}$, lassen sich jedoch nicht vorhersagen, da die Proportionalitätskonstanten beliebige Werte haben können.
Das Higgs-Feld $h(x)$ selbst ergibt sich als eine Fluktuation um den Vakuumszustand:

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Es bleibt damit als einziges der ursprünglich vier skalaren Felder übrig. Die anderen bilden die Goldstonebosonen und lassen sich wegeichen um den drei Vektorbosonen Massen zu geben. Das Higgs-Boson ist elektrisch neutral und hat eine Masse von $m_h = v\sqrt{2\lambda}$.
Wird das Higgs-Dublett in obiger Form in die Lagrangedichte eingesetzt, so ergeben sich Kopplungen der Vektorbosonen, des Photons, der Quarks und Leptonen an das Higgs-Boson. In Abbildung 2.6 sind beispielhaft die trilinearen Vertices für die Kopplung an das Elektron und an das W-Boson (für das W-Boson existiert zusätzlich ein quadrilinearer Kopplungsterm) zu sehen. Bei der Kopplung an die Leptonen und Quarks, ändert sich die Händigkeit des betreffenden Fermions (also wird z.B. ein rechtshändiges Elektron in ein linkshändiges umgewandelt wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist).

Abbildung 2.6: Trilineare Kopplung des Higgs-Bosons an das W-Boson und das Elektron.

Zusammenfassung des Standardmodells

Insgesamt ergibt sich für das Standardmodell die Symmetriegruppe

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y.$$

9 Diese Wahl entspricht der unitären Eichung (siehe [11]).

Die Lagrangedichte beinhaltet:

- kinetische Terme für alle Austausch- und Materieteilchen
- Wechselwirkungen der Materieteilchen mit den Austauschteilchen
- Selbstwechselwirkungen der Eichbosonen
- Massen der Eichbosonen, Materieteilchen und des Higgs-Bosons
- Kopplungen der Eichbosonen und Materieteilchen an das Higgs-Boson
- Selbstwechselwirkung des Higgs-Bosons

In ihr tauchen 19 freie Parameter in Form von Massen, Kopplungskonstanten, Mischungswinkeln, etc. auf, die im Experiment bestimmt werden müssen. Diese Tatsache ist aus theoretischer Sicht unbefriedigend und es wird versucht das Standardmodell als Niederenergiefall in eine übergeordnete Theorie einzubetten. Es existiert eine Reihe weiterer Probleme bzw. offener Fragen für das Standardmodell in oben dargestellter Form. Diese werden in Abschnitt 2.2.1 zur Motivation von Supersymmetrie aufgeführt.

2.2 Supersymmetrie

Die Supersymmetrie (SUSY) stellt eine mögliche Erweiterung des Standardmodells dar, in der eine Symmetrie zwischen bosonischen und fermionischen Zuständen postuliert wird. Obwohl die experimentellen Daten recht gut durch das Standardmodell wiedergegeben werden, so gibt es vor allem aus theoretischer Sicht einige offene Fragen bzw. Probleme, die sich mithilfe einer solchen Erweiterung lösen ließen. Auf diese Probleme wird im folgenden Unterabschnitt eingegangen. In Unterabschnitt 2.2.2 gibt es eine kurze Einführung in die Supersymmetrie an sich, gefolgt von speziellen Modellen der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells in 2.2.3 und minimaler Supergravitation in 2.2.4. Für die SUSY-Signaturen dieser Arbeit spielt die Massenmischung von SUSY-Teilchen in der dritten Generation eine Rolle, worauf in Unterabschnitt 2.2.5 eingegangen wird. Experimentelle Ausschlussgrenzen von SUSY durch andere Experimente werden in 2.2.6 zusammengefasst.

2.2.1 Motivation

Supersymmetrie wird als Erweiterung des Standardmodells konstruiert, d.h. es enthält das Standardmodell vollständig und kann daher ebenso alle bisherigen Messdaten der Teilchenphysik beschreiben. Die Hauptmotivation für SUSY liegt in der natürlichen Lösung des Hierarchieproblems, welches im Folgenden erläutert wird. Es gibt jedoch auch einige weitere Aspekte die hier aufgeführt werden sollen. Eines der Probleme des Standardmodells, die große Anzahl freier Parameter, lässt sich jedoch nicht durch Supersymmetrie beheben. Im Gegenteil, es wird generell eine sehr große Anzahl neuer freier Parameter hinzugefügt, die sich nur mit weiteren Annahmen auf eine überschaubare Menge reduzieren lassen.

Hierarchieproblem

Die Masse des Higgs-Bosons im Standardmodell wird in Konsistenz mit den elektroschwachen Daten bei $m_h \sim \mathcal{O}(100\ \mathrm{GeV}/c^2)$ erwartet. Da das Higgs-Boson ein skalares Teilchen ist, gibt es keine Symmetrie im Standardmodell, die verbieten würde, dass es Beiträge zu seiner Masse aus Strahlungskorrekturen erhält[10]. Die Masse sollte sich daher aus der „nackten“ Higgsmasse $m_{h,N}$ und seinen Strahlungskorrekturen Δm_h zusammensetzen:

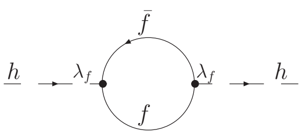
$$m_h^2 = m_{h,N}^2 + \Delta m_h^2$$

Die Strahlungskorrekturen ergeben sich aus Schleifen-Diagrammen mit den Materieteilchen, den $SU(2) \times U(1)$ Eichbosonen als auch mit dem Higgs-Boson selbst und sind quadratisch divergent. Ein fermionisches Schleifen-Diagramm ist in Abbildung 2.7 a) gezeigt und hat den Beitrag

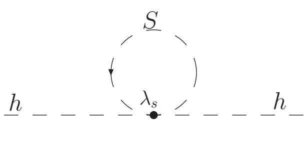
$$\Delta m_{h,\text{fermion}}^2 = \frac{\lambda_F^2}{8\pi^2}\left[-\Lambda^2 + 3m_f^2 \ln(\Lambda/m_f) + \ldots\right],$$

wobei λ_F die Kopplung des Fermions an das Higgs-Feld und m_f die Masse des Fermions bezeichnet. Durch Λ ist eine Skala gegeben, bei der neue Physik für ein Abschneiden der Schleifen-Integration sorgt, womit es nicht zur Divergenz kommt. Spätestens bei der Planck-Skala ($\Lambda = M_P$) sollte dies der Fall sein, da ab hier die Gravitation eine entscheidene Rolle spielt[11]. Die Planck-Skala liegt mit $M_P \sim 10^{19}$ GeV/c^2 circa 17 Größenordnungen über der elektroschwachen Skala.
Der wichtigste Beitrag durch die Strahlungskorrekturen ist durch das Top-Quark aufgrund seiner hohen Masse und damit starken Kopplung an das Higgs-Boson gegeben. Es folgen die Schleifen-Diagramme mit den Eichbosonen und dann die mit dem Higgs-Boson. Bosonische Schleifenkorrekturen ergeben Beiträge mit umgekehrten Vorzeichen, sie sind jedoch lange nicht groß genug, um den Beitrag der Top-Schleife aufzuheben.

Eine kleine Higgsmasse von $m_h \sim \mathcal{O}(100$ GeV/$c^2)$ ließe sich durch eine Einstellung der



a) Fermion Schleife



b) Skalare Schleife

Abbildung 2.7: Strahlungskorrekturen für die Higgsmasse.

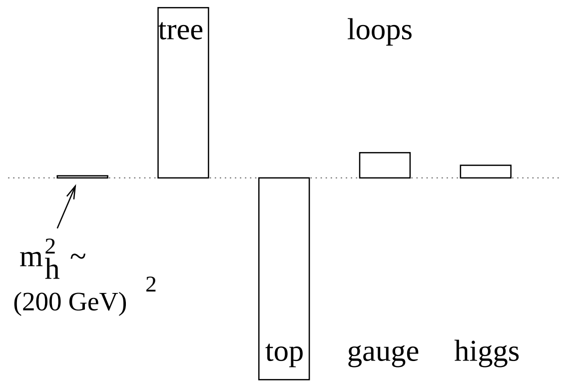


Abbildung 2.8: Beiträge zur Higgsmasse bei der Skala $\Lambda = 10$ TeV/c^2 aus [12]. Durch *tree* ist der Beitrag der „nackten“ Higgsmasse gekennzeichnet.

„nackten“ Higgsmasse $m_{h,N}$ erreichen, so dass $m_{h,N}^2 \simeq -\Delta m_h^2$. Allerdings müsste sein Wert im Bereich der Planck-Skala auf 10^{-34} Größenordnungen genau eingestellt werden (Feintuning-Problem). Wird davon ausgegangen, dass das Standardmodell schon bei 10 TeV/c^2 seine

10 Für Fermionen ist dies aufgrund der chiralen Symmetrie nicht möglich.
11 Die Planck-Skala definiert sich gerade über die Eigenschaft, dass die Gravitation in ihrer Stärke die Größenordnung der anderen Wechselwirkungen erreicht. Um einen Schätzwert für die Planck-Skala zu erhalten, wird die von der Energie erzeugte Gravitationskraft, wie sie sich aus der Allgemeinen Relativitätstheorie berechnet, mit der Stärke der anderen Wechselwirkungen verglichen.

Gültigkeit verliert, so ergeben sich die Beiträge wie in Abbildung 2.8 bei einer Higgsmasse von 200 GeV/c^2. Theoretisch ist die genaue Feineinstellung möglich, jedoch erscheint sie sehr unnatürlich.
In der Supersymmetrie lassen sich die quadratischen Divergenzen der Fermion-Schleifendiagramme durch solche mit skalaren Teilchen, wie in Abbildung 2.7 b) dargestellt, aufheben:

$$\Delta m^2_{h,\mathrm{skalar}} = \frac{\lambda_S}{16\pi^2}\left[\Lambda^2 - 2m_S^2 \ln(\Lambda/m_S) + \ldots\right]$$

Es wird für jedes Fermion des Standardmodells ein supersymmetrisches Boson und für jedes Boson ein supersymmetrisches Fermion hinzugefügt, das jeweils den Beitrag des Standardmodell-Teilchens aufhebt. Die Aufhebung ist perfekt, falls die SUSY-Partnerteilchen exakt die gleiche Masse wie die Standardmodell-Teilchen haben. Da keine SUSY-Teilchen bei Standardmodell-Massen entdeckt wurden, muss es sich um eine gebrochene Symmetrie handeln. Die Aufhebung gelingt auch im Falle der gebrochenen Symmetrie, die supersymmetrischen Bosonen dürfen dann allerdings nicht zu große Massen haben ($m_s \sim \mathcal{O}(100$ GeV/$c^2 - 1$ TeV/c^2)).

Gravitation
Die Gravitation wird auf kosmischen Maßstäben sehr gut durch Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie beschrieben, lässt sich jedoch nicht ins Standardmodell einbetten, da die Formulierung im Rahmen einer Quantenfeldtheorie nicht konsistent möglich ist: Sie würde die Renormierbarkeit zerstören und ließe sich zudem nicht ohne weiteres aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz erhalten. Die Gravitation hat zwar bei momentanen Teilchenexperimenten eine vernachlässigbare Auswirkung, spätestens ab der Planck-Skala $M_P \sim 10^{19}$ GeV/c^2 sollte sie jedoch eine entscheidende Rolle spielen.
Durch Forderung nach Eichinvarianz unter lokalen Supersymmetrie-Transformationen wird automatisch ein Graviton-Feld eingeführt (siehe Unterabschnitt 2.2.4). Allerdings muss das Ganze in eine übergeordnete Theorie (z.B. Superstringtheorie) eingebettet werden, damit die Theorie renormierbar bleibt.

Vereinheitlichung bei hohen Energien
Möglicherweise lassen sich die Wechselwirkungen des Standardmodells bei hohen Energien in einer vereinheitlichten Theorie (engl.: grand unified theory, GUT) beschreiben. Die vereinheitlichte Theorie lässt sich durch eine höhere Symmetriegruppe, wie z.B. die SO(10) (orthogonale 10×10 Matrizen mit Determinante 1), beschreiben und wird bei kleinen Energien in die Symmetriegruppen des Standardmodells gebrochen. Eine Folge der Vereinheitlichung wäre unter anderem, dass sich die drei Kopplungskonstanten der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung zu einer Kopplungskonstante vereinheitlichen lassen. Die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten im Standardmodell ist in Abbildung 2.9 zu sehen (α_1 ist die $U(1)_Y$-, α_2 die $SU(2)_L$- und α_3 die $SU(3)_c$-Kopplungskonstante). Es ist zu erkennen, dass sie zu hohen Energien zwar aufeinander zulaufen, sich jedoch nicht in einem Punkt treffen.
Supersymmetrische Theorien lassen es zu, dass sich die Kopplungskonstanten in einem Punkt bei $\sim 10^{16}$ GeV treffen, wie auch in Abbildung 2.9 zu sehen ist.

Dunkle Materie
Nur ein sehr geringer Anteil der Energie des Universums setzt sich aus sichtbarer Materie zusammen, die durch das Standardmodell beschrieben wird (circa 4% baryonischer Anteil). Der Rest wird durch sogenannte Dunkle Energie und Dunkle Materie beschrieben. Dunkle Energie lässt sich nur teilweise durch Quantenfluktuationen, die im Rahmen des Standard-

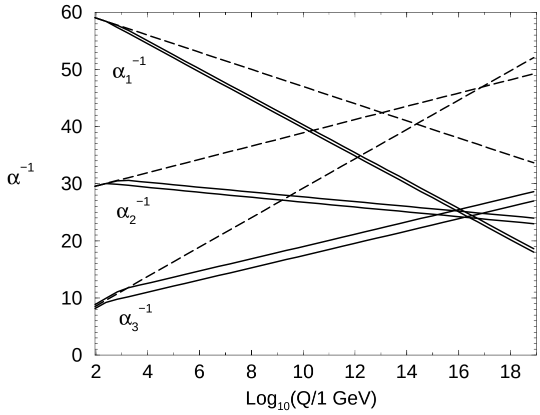


Abbildung 2.9: Laufende inverse Kopplungskonstanten als Funktion der Energie Q für das Standardmodell (gestrichelt) und SUSY (durchgezogen) aus [13]. Als Modell für SUSY wurde das MSSM gewählt (siehe Abschnitt 2.2.3). Die Massen der SUSY-Teilchen werden zwischen 250 GeV/c^2 und 1 TeV/c^2 und $\alpha_3(M_{Z^0})$ zwischen 0.113 und 0.123 variiert.

modells vorhergesagt werden, erklären. Dunkle Materie macht sich durch ihre gravitative Wechselwirkung mit der sichtbaren Materie bemerkbar und macht circa 23% der Energie des Universums aus. Es wurden bereits viele bekannte Objekte (z.B. Braune Zwerge oder Neutrinos) als Ursprung der fehlenden Masse in Erwägung gezogen. Ihre zusammengerechnete Masse reicht jedoch nicht aus, um die gesamte Dunkle Materie zu erzeugen.
Ein guter Kandidat für kalte (d.h. sich langsam fortbewegende) Dunkle Materie wird durch das leichteste supersymmetrische Teilchen (engl. lighest supersymmetric particle, LSP) in R-Parität erhaltenden supersymmetrischen Modellen (siehe unten) geliefert.

2.2.2 Einführung in die Supersymmetrie

Supersymmetrie ist eine Symmetrie, die fermionische Zustände in bosonische überführt und umgekehrt:

$$Q|\text{Boson}\rangle \propto |\text{Fermion}\rangle$$

$$Q|\text{Fermion}\rangle \propto |\text{Boson}\rangle$$

Der Operator Q ist der Generator der SUSY-Transformation. Er ist ein antikommutierender Spinor[12]. Auch der zu Q hermitesch konjugierte Operator $Q^\dagger$ ist ein Generator.
Die Generatoren der Symmetrien aus dem Standardmodell sind skalar und die Multipletts dieser Symmetrien enthalten ausschließlich Teilchen mit gleichem Spin. Durch eine Verallgemeinerung des Coleman-Mandula-Theorems, dem Haag-Lopuszanski-Sohnius Theorem [14], wird gezeigt, dass die Eingliederung der Supersymmetrie in eine konsistente vierdimensionale Quantenfeldtheorie möglich ist. Jedoch ergeben sich dabei starke Einschränkungen. Die beiden Generatoren tragen Spin $\frac{1}{2}$. Weiterhin lässt sich zeigen, dass Q und $Q^\dagger$ der folgenden Algebra

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu, \quad \{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0, \quad [P^\mu, Q] = \left[P^\mu, Q^\dagger\right] = 0$$

12 Die Spinorindizes $\alpha = 1{,}2$ (in der Weyldarstellung) werden hier übersichtshalber weggelassen.

von Kommutatoren und Antikommutatoren genügen[13], wobei P^μ der Vierer-Impulsoperator ist.

Die invarianten Unterräume der irreduziblen Darstellungen der Supersymmetrie werden Supermultipletts genannt. In jedem Supermultiplett befindet sich sowohl ein fermionischer als auch ein bosonischer Zustand. Die fermionischen bzw. bosonischen Zustände werden jeweils als Superpartner des anderen Zustandes bezeichnet. Es lässt sich zeigen (siehe z.B. [13]), dass in jedem Supermultiplett die Anzahl fermionischer Freiheitsgrade n_F gleich der Anzahl bosonischer Freiheitsgrade n_B sein muss:

$$n_F = n_B$$

Die beiden einfachsten Möglichkeiten für Supermultipletts sollen nun vorgestellt werden.

Chirales Supermultiplett:

- Spin $\frac{1}{2}$: zweikomponentiges Weyl-Fermion[14]
- Spin 0: komplexes skalares Feld

Die zwei Helizitätszustände des Fermions ergeben $n_F = 2$. Damit gibt es auch zwei bosonische Freiheitsgrade, aus denen ein komplexes skalares Feld konstruiert wird.

Vektor-Supermultiplett:

- Spin 1: Vektorfeld
- Spin $\frac{1}{2}$: Weyl-Fermion

Damit die Theorie renormierbar bleibt, muss es sich um ein masseloses Vektorfeld handeln[15]. Somit ergibt sich $n_B = 2$. Auch das Weyl-Fermion ist daher masselos.

Die Quarks, Leptonen und Higgs-Bosonen des Standardmodells fallen in die chiralen Supermultipletts. Die Eichbosonen hingegen fallen in die Vektor-Supermultipletts. Alle Teilchen des Standardmodells sind daher in den chiralen oder Vektor-Multipletts enthalten, und eine minimale Erweiterung des Standardmodells (MSSM), siehe Unterabschnitt 2.2.3, benötigt nur diese zwei Sorten von Supermultipletts.
Zur Kennzeichnung der SUSY-Partner wird im Falle skalarer SUSY-Teilchen ein S vorangestellt (Sfermion, Squark, Stop, Slepton, etc.) und im Falle der fermionischen SUSY-Teilchen ein *ino* angehängt (Higgsino, Gaugino[16], etc.). In der symbolischen Schreibweise wird bei SUSY-Teilchen eine Tilde hinzugefügt (z.B. Elektron e und Selektron $\tilde{e}$).
Die SUSY-Generatoren vertauschen mit den Generatoren der Eichgruppe des Standardmodells, so dass die SUSY-Teilchen gleiche Quantenzahlen (elektrische Ladung, schwacher Isospin, Farbladung) haben wie ihre Partner-Teilchen. Auch ist aus den Kommutatorregeln zu sehen, dass die SUSY-Generatoren mit $P^2 = P_\mu P^\mu$ vertauschen und damit die Teilchen und

13 Dies gilt für Modelle die Fermionen enthalten, deren links- und rechtshändigen Anteile unterschiedlich unter der Eichgruppe transformieren. Da hier eine Erweiterung des Standardmodells durchgeführt werden soll, wird dies stillschweigend angenommen. Außerdem wird eine globale Supersymmetrie angenommen.

14 Ein Diracteilchen lässt sich äquivalent durch zwei Weyl-Fermionen darstellen. Es ergibt sich jeweils ein zweikomponentiges linkshändiges und ein zweikomponentiges rechtshändiges Feld, z.B. $\Psi_e = \begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix}$ für das Elektron. Damit bildet sowohl e_L als auch e_R ein eigenes supersymmetrisches Multiplett.

15 Eine Masse lässt sich durch spontane Symmetriebrechung einfügen.

16 Die Bezeichnung Gaugino ist aus dem Englischen übernommen und bezieht sich auf die SUSY-Partner-Teilchen der Eichbosonen (engl. gauge bosons).

Partner-Teilchen gleiche Masse haben müssen. In einer solchen *exakten* Theorie würden sich Teilchen und Partner-Teilchen eines Supermultipletts nur durch ihren Spin unterscheiden. Es müsste daher z.B. ein supersymmetrisches Partnerteilchen für das Elektron mit der Masse 0.511 GeV/c^2 geben. Im bekannten Teilchenspektrum sind jedoch keine supersymmetrischen Partner-Teilchen enthalten. Die supersymmetrischen Partner-Teilchen müssen mindestens so große Massen besitzen, dass sie bei den bisher erreichbaren Energien nicht erzeugt werden konnten (sonst wären sie ja entdeckt worden). Dies führt dazu, dass Supersymmetrie *gebrochen* sein muss (siehe unten). Über die Massen ist generell noch zu sagen, dass die SM-Teilchen ihre Massen über elektroschwache Symmetriebrechung erhalten und nicht beliebig hohe Werte annehmen können (näheres hierzu siehe [15, 16]). Die SUSY-Teilchen erhalten ihre Massen nicht durch elektroschwache Symmetriebrechung und sind daher auch nicht dadurch beschränkt. Allerdings sollten die Massen der SUSY-Teilchen nicht zu groß sein (~ 1 TeV/c^2), so dass die Lösung für das Hierarchieproblem aufrecht erhalten wird.
Die SUSY-Lagrangedichte enthält neben den aus dem Standardmodell bekannten auch folgende Terme:

- kinetische Terme für die SUSY-Teilchen
- Massenterme für die SUSY Teilchen
- Wechselwirkung der SUSY-Teilchen untereinander und mit den Teilchen des Standardmodells

Zusätzliche Vertices durch SUSY sind in Abbildung 2.10 gezeigt. Es entstehen zusätzliche Eich-Kopplungen, siehe Abbildung 2.10 a), der skalaren Teilchen an die Eichbosonen, der Gauginos an die Eich-Bosonen und Gaugino-Fermion-Skalar-Kopplungen. In Abbildung 2.10 b) sind Wechselwirkungen für Teilchen der chiralen Multipletts zu sehen. Zum einen gibt es Yukawa-Kopplungen, d.h. Kopplungen der Fermionen an die skalaren Teilchen, und zum anderen Kopplungen der skalaren Teilchen untereinander. Während die $(Skalar)^4$-Kopplung dimensionslos ist, hat die $(Skalar)^3$-Kopplung die Dimension einer Masse. Weitere Prozesse sind die komplex konjugierten Diagramme und auch bei den Wechselwirkungstermen der Eichbosonen tauchen $(Skalar)^4$-Kopplungen auf.

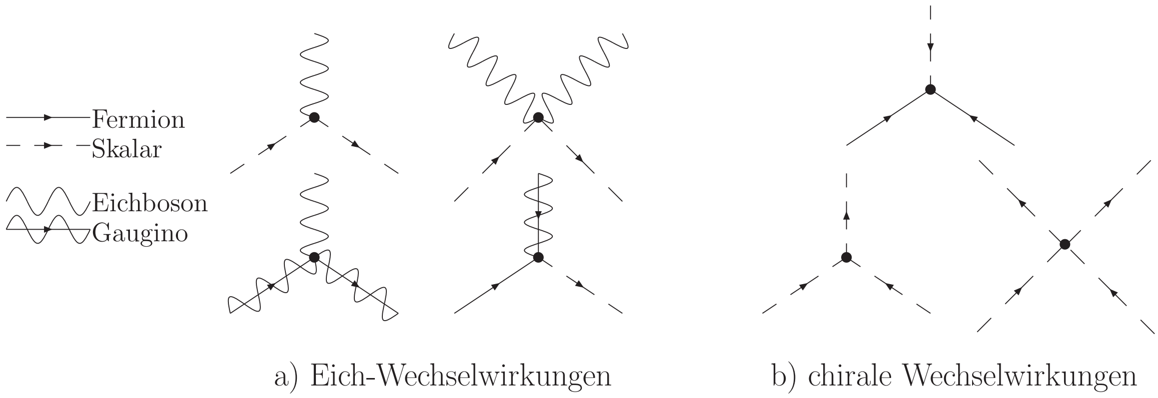


Abbildung 2.10: Vertices für die chiralen Supermultipletts.

R-Parität

Ein allgemeiner Ansatz für das SUSY-Potential der Lagrangedichte enthält Terme, die eine Erhaltung der Baryonzahl und/oder der Leptonzahl verletzt. Das Auftreten solcher baryon- oder leptonzahlverletzender Prozesse ist durch direkte Suchen, durch Grenzen für neutrale flavourändernde Ströme und durch kosmologische Erkenntnisse (Vernichtung der Baryon-

Asymmetrie im Universum) stark eingeschränkt. Insbesondere der Protonzerfall konnte nicht beobachtet werden. Es gibt zwei Möglichkeiten, die eben erwähnten Terme der Lagrangedichte zu kontrollieren. Entweder werden anhand der experimentellen Grenzen starke Einschränkungen auf das Modell festgelegt, oder es wird eine neue Symmetrie eingeführt. Es lässt sich eine multiplikative Quantenzahl, die R-Parität einführen, deren Erhaltung die Terme verbieten würde[17]. Die R-Parität ist über die Baryonzahl B, die Leptonzahl L und den Spin S eines Teilchens definiert:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} = \begin{cases} +1 & \text{SM-Teilchen} \\ -1 & \text{SUSY-Teilchen} \end{cases}$$

Wie zu sehen ist, ergibt sich eine R-Parität von +1 für die Teilchen des Standardmodells und -1 für die supersymmetrischen Partner-Teilchen.
Ist die R-Parität erhalten so ergeben sich die folgenden Konsequenzen für SUSY-Modelle:

- Paarweise Erzeugung von SUSY-Teilchen
- Zerfall eines SUSY-Teilchens in ungerade Anzahl von SUSY-Teilchen
- Leichtestes SUSY-Teilchen LSP (**L**ightest **S**upersymmetric **P**article) ist stabil

Das LSP stellt daher in R-Parität erhaltenden Modellen einen guten Kandidaten für Dunkle Materie dar. Es ist weder elektrisch geladen noch stark wechselwirkend, da es sich sonst in Galaxien mit der normalen Materie angehäuft und anormale schwere Isotope gebildet hätte, die jedoch nicht beobachtet werden konnten.
Die Erhaltung der R-Parität wird im Rahmen dieser Arbeit angenommen, es existiert jedoch auch eine Reihe anderer experimenteller SUSY-Analysen, die sich mit R-Parität verletzenden SUSY-Modellen befassen.

SUSY-Brechung

Da die Massen der SUSY-Teilchen nicht mit den Massen der Teilchen des Standardmodells übereinstimmen, muss SUSY gebrochen sein. Es gibt viele Modelle, die vor allem spontane SUSY-Brechung beschreiben[18], der genaue Mechanismus ist jedoch unbekannt. Ein wichtiger Aspekt ist generell, dass durch die Brechung keine Terme zu der Lagrangedichte hinzugefügt werden, die die Aufhebung der quadratischen Divergenzen für die Higgs-Masse rückgängig machen oder zu neuen Divergenzen führen. Sonst würde keine natürliche Lösung für das Hierarchieproblem vorliegen, was ja eine der ursprünglichen Motivationen für SUSY war. Ein genereller Ansatz, der z.B. im MSSM angewendet wird, ist es daher, nur die „weichen“ (engl. soft) SUSY-brechenden Terme zur Lagrangedichte hinzuzufügen:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{SOFT}}$$

Der erste Teil $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ enthält den SUSY-invarianten Anteil, während $\mathcal{L}_{\text{SOFT}}$ Terme enthält, die weiterhin die natürliche Lösung des Hierarchieproblems zulassen (und auch die Renormierbarkeit der Theorie aufrecht erhalten). Dies können Massenterme oder Kopplungsterme

17 Dennoch sind geringe Beiträge zu nichtpertubativen elektroschwachen Prozessen, die die Leptonen- und Baryonzahl verletzen, durch nicht renormierbare Beiträge in der Lagrangedichte möglich.

18 Auch eine explizite Brechung der Supersymmetrie wäre möglich, würde jedoch z.B. zu Inkonsistenzen in Modellen mit Super-Gravitation führen

mit der Dimension einer Masse oder höherer Potenzen davon sein. Dimensionslose Kopplungen sind hingegen nicht zugelassen. Es ergeben sich damit weitere Feynmanregeln, unter anderem eine trilineare skalare Kopplung.
Oftmals wird davon ausgegangen, dass die SUSY-Brechung in einem unsichtbaren Bereich stattfindet. Dort befinden sich Teilchen, die kaum mit den Teilchen des sichtbaren Bereichs (z.B. chirale Supermultipletts des MSSM) wechselwirken. Die Symmetriebrechung wird durch renormierbare Wechselwirkungen auf den sichtbaren Teil übertragen, so dass sich die Terme von $\mathcal{L}_{\mathrm{SOFT}}$ ergeben. Ein solcher Brechungsmechanismus liegt z.B. Modellen mit Super-Gravitation (SUGRA) zugrunde.

2.2.3 MSSM: minimale supersymmetrische Erweiterung

Die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells, das MSSM (engl. **M**inimal **S**upersymmetric **S**tandard **M**odel), enthält den minimalen Teilcheninhalt, der für eine supersymmetrische Erweiterung benötigt wird. Die Bosonen und Fermionen im Standardmodell können aufgrund unterschiedlicher Quantenzahlen (bei den Eichbosonen) bzw. resultierender Probleme (für das Higgs-Boson[19]) nicht als gegenseitige Partner-Teilchen identifiziert werden (die zugrundeliegende Eichsymmetrie wird aus dem Standardmodell übernommen: $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$). Das MSSM verdoppelt daher den Teilcheninhalt des Standardmodells mit den zugehörigen Partner-Teilchen.
Der Teilcheninhalt des MSSM ist in Tabelle 2.3 wiedergegeben. Wie zu sehen ist, wird die

Chirale Supermultipletts		Spin 1/2	Spin 0
Lepton	L	$(\nu_e,\, e_L)$	$(\tilde{\nu}_e,\, \tilde{e}_L)$
	$\bar{e}$	$e_R^\dagger$	$\tilde{e}_R^*$
Quark	Q	$(u_L,\, d_L)$	$(\tilde{u}_L,\, \tilde{d}_L)$
	$\bar{u}$	$u_R^\dagger$	$\tilde{u}_R^*$
	$\bar{d}$	$d_R^\dagger$	$\tilde{d}_R^*$
Higgs	H_1	$(\tilde{H}_1^0,\tilde{H}_1^-)$	$(H_1^0,\, H_1^-)$
	H_2	$(\tilde{H}_2^+,\tilde{H}_2^0)$	$(H_2^+,\, H_2^0)$
Vektor Supermultipletts		Spin 1	Spin 1/2
$U(1)$	$\hat{B}$	B	$\tilde{B}$
$SU(2)$	$\hat{W}$	$W^3 \quad W^\pm$	$\tilde{W}^3 \quad \tilde{W}^\pm$
$SU(3)$	$\hat{G}$	g	$\tilde{g}$

Tabelle 2.3: Teilcheninhalt im MSSM, für die chiralen Lepton- und Quark-Felder ist nur die erste Generation dargestellt (2. und 3. Generation sind analog).

Kennzeichnung der Händigkeit der SM-Fermionen auf die Sfermionen übertragen. Diese Zustände sind im Allgemeinen nicht die Masseneigenzustände (siehe Unterabschnitt 2.2.5), wohl aber die Wechselwirkungseigenzustände (z.B. koppeln $\tilde{u}_L$ und $\tilde{d}_L$ an das W-Boson, aber $\tilde{u}_R$ und $\tilde{d}_R$ nicht).

19 Zeitweise gab es Gedanken, dass Higgs-Boson könnte das Partner-Teilchen des Neutrinos sein. Dies wird jedoch mittlerweile ausgeschlossen, da z.B. eine Leptonzahl-Verletzung und eine zu große Masse für das Neutrino resultieren würde.

Aus Gründen, die weiter unten aufgeführt werden, enthält das MSSM im Gegensatz zum Standardmodell zwei Higgs-Dubletts H_1 und H_2.
Analog zum Standardmodell ergeben sich das Zino $\tilde{Z}^0 = -\sin\theta_w \tilde{B} + \cos\theta_w \tilde{W}^3$ und das Photino $\tilde{\gamma} = \cos\theta_w \tilde{B} + \sin\theta_w \tilde{W}^3$. Da SUSY gebrochen ist, handelt es sich hierbei jedoch nicht um die Masseneigenzustände. Vielmehr mischen die Gauginos und Higgsinos mit unterschiedlichen $SU(2)_L \times U(1)_Y$-Zahlen zu Masseneigenzuständen:

$\rightarrow$ Charginos $\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$ aus den geladenen Feldern $\tilde{W}^{\pm}$, $\tilde{H}^{+}_2$, $\tilde{H}^{-}_1$

$\rightarrow$ Neutralinos $\tilde{\chi}^0_{1,..,4}$ aus den neutralen Feldern $\tilde{B}$, $\tilde{W}^3$, $\tilde{H}^0_{1,2}$

Meist wird angenommen, dass das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_1$ das LSP ist und damit einen guten Kandidaten für kalte Dunkle Materie liefert (andere Kandidaten wären das Sneutrino $\tilde{\nu}$, welches aber aus LEP-Daten und direkter Suche nach kosmologischen Überresten als LSP ausgeschlossen werden konnte, oder das Gravitino in Modellen, die Gravitation beinhalten).

Higgssektor

Wie bereits erwähnt, werden im MSSM zwei Higgs-Dubletts benötigt. Dies hat die folgenden zwei Gründe:

1. Die fermionischen SUSY-Higgs-Partner liefern Beiträge zu Dreiecksanomalien, die die Renormierbarkeit zerstören. Diese Beiträge lassen sich durch ein zweites Higgs-Dublett mit entgegengesetzter Hyperladung aufheben.

2. Wie in Abschnitt 2.1.2 erwähnt wurde, lassen sich die Massen der „Up"-Typ Quarks mit dem komplex konjugierten Higgs-Feld H^* erzeugen. Eine Lagrangedichte $\mathcal{L}(H,H^*)$ ist jedoch nicht SUSY invariant. Mit dem zweiten Higgs-Dublett könnten alle Massen generiert werden, ohne die SUSY-Invarianz zu zerstören.

Aus den zwei Higgs-Dubletts ergeben sich acht Freiheitsgrade von denen drei für den Higgsmechanismus benötigt werden und die restlichen fünf Higgs-Bosonen bilden:

- 2 skalare h, H^0
- 1 pseudoskalares A
- 2 geladene $H^{\pm}$

Das leichteste dieser Higgs-Bosonen ist das h, welches ähnliche Eigenschaften wie das Higgs-Boson des Standardmodells hat. Theoretischen Berechnungen zufolge ist seine Masse nach oben durch die Grenze 135 GeV/c^2 beschränkt [17]. Der Higgs-Sektor im MSSM wird auf Born-Niveau durch nur zwei freie Parameter beschrieben: Typischerweise wird die Masse des pseudoskalaren Bosons M_A und der Quotient der Vakuumerwartungswerte v_1 und v_2 in Form von $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ gewählt.

Phänomenologisches MSSM

In dem die SUSY „weich" brechendem Term der Lagrangedichte $\mathcal{L}^{\text{MSSM}}_{\text{soft}}$ tauchen über 100 neue freie Parameter in Form von Massen, Phasen und Mischungswinkeln auf. Es lassen sich jedoch die folgenden Einschränkungen machen:

- alle Parameter sind reell
- skalare Massenmatrizen sind diagonal
- trilineare skalare Kopplungen sind proportional zu den entsprechenden Yukawa-Kopplungs-Matrizen[20]: $\mathbf{a}_f = A_f \cdot \mathbf{y}_f$

Starke Abweichungen von diesen Annahmen führen zu großen Beiträgen neutraler flavourändernder Ströme und CP-Verletzungen, die im Widerspruch zu den experimentellen Daten stehen. Die Zahl der freien Parameter lässt sich damit auf circa 20 reduzieren.

cMSSM

Eine weitere Reduktion der freien Parameter lässt sich erreichen, indem das MSSM als Niederenergiefall einer großen vereinheitlichten Theorie (GUT) betrachtet wird. Ein solches Modell wird als eingeschränktes MSSM, cMSSM (engl. **c**onstraint MSSM), bezeichnet. Die Kopplungskonstanten sollten sich ab der GUT-Skala vereinheitlichen. Der Parameterraum lässt sich durch weitere GUT-Relationen einschränken. Ursprünglich wurde die Vereinheitlichung der Gauginomassen zu einem Wert $m_{1/2}$ und die Vereinheitlichung der skalaren Massen zu einem Wert m_0 im Rahmen des cMSSM betrachtet. Weitere Vereinfachungen durch die Vereinheitlichung der trilinearen Kopplungskonstanten zu A_0 und/oder der Higgsmassen zu m_0 kamen hinzu, so dass sich insgesamt die folgenden Relationen bei der GUT-Skala ergeben:

- Vereinheitlichung der Gauginomassen $\boldsymbol{m_{1/2}} := M_1 = M_2 = M_3$
- Vereinheitlichung der skalaren Massen $\boldsymbol{m_0^2} := m^2_{\tilde{Q}} = m^2_{\tilde{u}} = m^2_{\tilde{d}} = m^2_{\tilde{L}} = m^2_{\tilde{e}}$
- Vereinheitlichung der Higgsmassen $\boldsymbol{m_0^2} := m^2_{H_1} = m^2_{H_2}$
- Vereinheitlichung der trilinearen Kopplungskonstanten $\boldsymbol{A_0} := A_u = A_d = A_e = \dots$

Die Massen und Kopplungskonstanten bei der elektroschwachen Skala sind Effektivwerte, die sich durch Strahlungskorrekturen ergeben. Sie lassen sich mithilfe der Renormierungsgruppengleichungen aus den Werten bei der GUT-Skala berechnen, wie in Abbildung 2.11 zu sehen. Damit hängt ein Modell, bei dem die obigen Gleichungen erfüllt sind, nur noch von

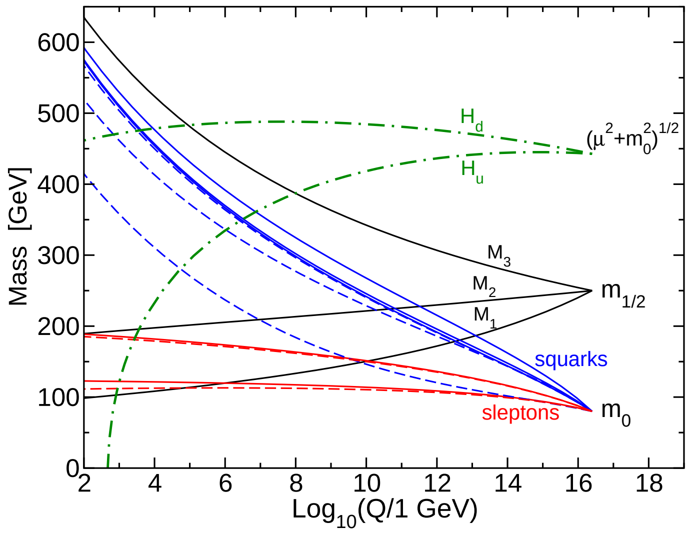


Abbildung 2.11: Evolution der Massen-Parameter von der GUT-Skala zur elektroschwachen Skala [13]. Im Falle der Higgs-Linien, markiert mit H_d und H_u, werden die Werte von $(\mu^2 + m^2_{H_u,H_d})^{1/2}$ aufgetragen ($H_u \equiv H_1, H_d \equiv H_2$).

20 Im SUSY-brechendem Term tauchen Kopplungen der Form $\tilde{\bar{u}}\mathbf{a}_u\tilde{Q}H_1$ auf. Diese $(skalar)^3$-Kopplungen sind proportional zu den Yukawa-Kopplungen, d.h. Kopplung eines skalaren Feldes an ein Dirac-Feld, der SUSY-invarianten Lagrangedichte, hier $\bar{u}\mathbf{y}_uQH_1$.

fünf Parametern ab, die in der Regel wie folgt gewählt werden: m_0, $m_{1/2}$, A_0, sign(μ), $\tan\beta$. Dabei ist μ der Higgs-Massenparameter, dessen Betrag durch $\tan\beta$ und m_0 gegeben ist, d.h. nur sein Vorzeichen ist frei.
Um modellunabhängigere Aussagen über SUSY zu erhalten, werden in manchen Analysen die GUT-Annahmen etwas gelockert.

2.2.4 mSUGRA: minimale Super-Gravitation

Bisher wurde von einer globalen SUSY ausgegangen. Modelle, die lokale SUSY betrachten, heißen Super-Gravitation SUGRA (engl. **su**per**gra**vity). Die Forderung nach lokaler SUSY führt dazu, dass ein neues Eichfeld, das Gravitino mit Spin 3/2, eingeführt werden muss. Dieses bildet mit dem Graviton mit Spin 2 das sogenannte gravitative Supermultiplett. Das masselose Graviton ist das Austauschteilchen für die vierte Wechselwirkung, die Gravitation. Damit wird die Gravitation als Konsequenz einer lokalen SUSY eingeführt.

Dieser Arbeit liegt ein minimales Super-Gravitations-Modell zugrunden: mSUGRA. SUSY Brechung geschieht hier durch gravitative Wechselwirkung mit einem unsichtbaren Sektor. Der sichtbare Sektor besteht aus den Teilchen des MSSM (siehe Tabelle 2.3). Das LSP ist in diesem Fall das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Analog zum cMSSM lassen sich die Freiheitsgrade durch GUT-Relationen reduzieren und es bleiben wieder dieselben fünf Parameter:

- m_0 - vereinheitlichte skalare Masse bei der GUT-Skala
- $m_{1/2}$ - vereinheitlichte Gauginomasse bei der GUT-Skala
- A_0 - vereinheitlichte trilineare Kopplung bei der GUT-Skala
- sign(μ) - Vorzeichen des Higgs-Massenparameters
- $\tan\beta$ - Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Felder

2.2.5 Massenmischung der dritten Generation

Die Sfermionen mit gleichen Quantenzahlen können untereinander zu Masseneigenzuständen mischen. Mischungen der unterschiedlichen Generationen würden allerdings zu unbeobachteten Beiträgen neutraler flavorändernder Ströme führen und werden daher hier nicht betrachtet. Die Massenmatrizen in der Basis der links- und rechtshändigen Sfermionen $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)$ sehen wie folgt aus:

$$\mathcal{M}_{\tilde{u}}^2 = \begin{pmatrix} m_u^2 + m_Q^2 + (\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_W^2)M_Z^2 c_{2\beta} & m_u(A_u - \mu\cot\beta) \\ m_u(A_u - \mu\cot\beta) & m_u^2 + m_{\tilde{u}}^2 - \frac{2}{3}s_W^2 c_{2\beta} M_Z^2 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}_{\tilde{d}}^2 = \begin{pmatrix} m_d^2 + m_Q^2 - (\frac{1}{2} - \frac{1}{3}s_W^2)M_Z^2 c_{2\beta} & m_d(A_d - \mu\tan\beta) \\ m_d(A_d - \mu\tan\beta) & m_d^2 + m_{\tilde{d}}^2 + \frac{1}{3}s_W^2 c_{2\beta} M_Z^2 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}_{\tilde{e}}^2 = \begin{pmatrix} m_e^2 + m_L^2 - (\frac{1}{2} - s_W^2)M_Z^2 c_{2\beta} & m_e(A_e - \mu\tan\beta) \\ m_e(A_e - \mu\tan\beta) & m_e^2 + m_{\tilde{e}}^2 + s_W^2 c_{2\beta} M_Z^2 \end{pmatrix}$$

wobei $s_W = \sin\theta_w$ und $c_{2\beta} = \cos 2\beta$ sind. Die Matrizen sind aus Gründen der Übersichtlichkeit für die erste Generation angegeben, sie gelten analog für die zweite und dritte Generation. Außerdem bezieht sich Q auf die linkshändigen Squarks, während mit $\bar{u}$ bzw. $\bar{d}$ die rechtshändigen Squarks gemeint sind (Analoges gilt bei den Leptonen)[21].
Wie zu sehen ist, können die nicht diagonalen Terme für die ersten zwei Generationen aufgrund der geringen Fermionenmassen vernachlässigt werden. Damit ergibt sich je eine Masse für das rechtshändige und für das linkshändige Sfermion, wobei die linkshändigen Massen immer etwas über den rechtshändigen liegen. Außerdem ergibt sich, dass diese Massen mit Annahme der GUT-Relationen generationsunabhängig, das heißt die Massen für die erste und zweite Generation entartet sind.
In der dritten Generation, also für $\tilde{t}$, $\tilde{b}$, $\tilde{\tau}$, müssen die Mischungen generell berücksichtigt werden. Wie stark die Mischungen sind, hängt weiter von den Parametern $\tan\beta$, $\mathrm{sign}(\mu)$ und den trilinearen Kopplungskonstanten ab. Die zwei neuen Masseneigenzustände können relativ weit auseinander liegen und es ergeben sich, abhängig von der Stärke der Mischung, leichtere $\tilde{t}_1$, $\tilde{b}_1$, $\tilde{\tau}_1$ und schwerere $\tilde{t}_2$, $\tilde{b}_2$, $\tilde{\tau}_2$. Wichtig ist, dass die Sfermionen der dritten Generation durch die Mischung generell leichter werden als die entsprechenden Sfermionen der ersten zwei Generationen. In SUSY-Szenarien, die eine starke Mischung vorhersagen, werden daher bevorzugt die Sfermionen der dritten Generation produziert.

2.2.6 Experimentelle Ausschlussgrenzen für SUSY

Bislang konnte kein Nachweis über die Existienz von SUSY geführt werden. Direkte Suchen nach SUSY wurden vor allem am e^+e^--Beschleuniger LEP (siehe [18]) und am $p\bar{p}$-Beschleuniger Tevatron (siehe [19] für das DØ-Experiment oder [20] für CDF) durchgeführt. Zwar konnten keine SUSY-Teilchen entdeckt werden, dafür ließen sich für die untersuchten Modelle Ausschlussgrenzen ermitteln. In Abbildung 2.12 werden Ausschlussgrenzen für mSUGRA-Modelle mit kleinem Wert für $\tan\beta$ in der $(m_0,\, m_{1/2})$-Ebene gezeigt. In Kapitel 6 dieser Arbeit wird das Entdeckungspotential für mSUGRA ebenfalls in der m_0-$m_{1/2}$ Ebene untersucht, allerdings für große Werte für $\tan\beta$.
Die Massengrenzen, die sich dementsprechend für Gluino- und Squarkmassen ergaben, liegen bei $m_{\tilde{g}} > 280$ GeV$/c^2$ falls $m_{\tilde{q}} < 600$ GeV$/c^2$ und $m > 392$ GeV$/c^2$ falls $m = m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{q}}$ für Messungen im CDF-Experiment mit einer integrierten Luminosität von 2.0 fb^{-1} [22][22]. Speziell für das Sbottom wird in [23] eine Grenze von $m_{\tilde{b}} > 300$ GeV$/c^2$ gesetzt, falls $m_{\tilde{g}} < 340$ GeV$/c^2$ ist.
Weiterhin gibt es indirekte Einschränkungen auf den SUSY-Parameterraum, beispielsweise aus kosmologischen Messungen für die Dunkle Materie oder aus Messungen seltener Zerfälle von b-Hadronen. Indirekt ausgeschlossene Bereiche werden in Ausschluss- oder Entdeckungsgrafiken meist besonders gekennzeichnet. Beispielsweise ist in Abbildung 2.12 rechts ein Bereich in der linken oberen Ecke markiert, in dem das $\tilde{\tau}_1$ statt dem $\tilde{\chi}_1^0$ das LSP wäre. In [5] findet sich eine Reihe direkter und indirekter experimenteller Ausschlussgrenzen für verschiedene SUSY-Prozesse.

21 Die m_Q, $m_{\bar{u}}$, etc. tauchen als explizite Massenterme in $\mathcal{L}_{\mathrm{SOFT}}$ auf. Die anderen Beiträge resultieren aus Higgs-Kopplungen in $\mathcal{L}_{\mathrm{SUSY}}$ und $\mathcal{L}_{\mathrm{SOFT}}$.
22 Für DØ ergaben sich vergleichbare Werte.

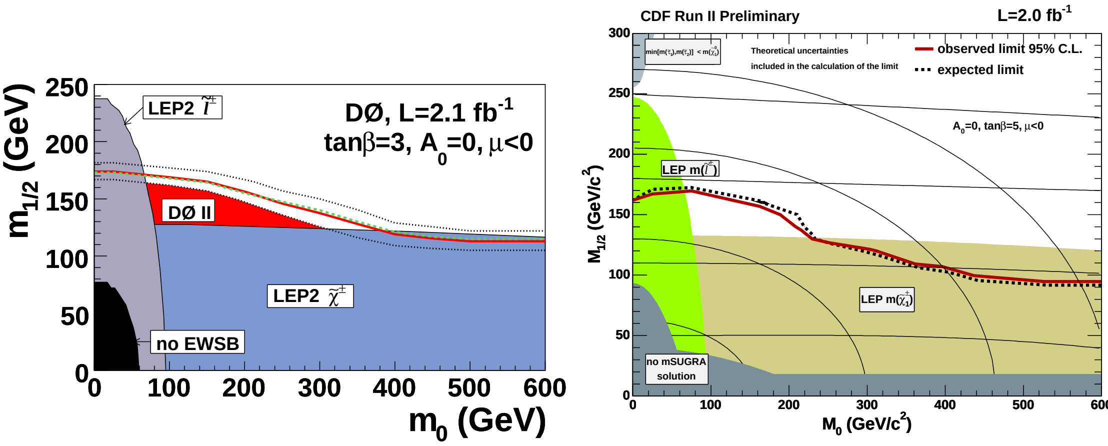


Abbildung 2.12: Ausschlussgrenzen für mSUGRA in der $(m_0, m_{1/2})$-Ebene für DØ mit $\tan\beta = 3$ und einer integrierten Luminosität von 2.1 fb^{-1} (links) aus [21] und für CDF mit $\tan\beta = 5$ und 2.0 fb^{-1} (rechts) aus [22]. Überdies werden die LEP-Ausschlussgrenzen gezeigt. In der DØ-Grafik gibt das Band um die rote Linie theoretische Unsicherheiten an. In der CDF-Grafik sind Linien gleicher Squark- (kreisförmig) und Gluinomassen (horizontal) für jeweils 150, 300, 450 und 600 GeV/c^2 eingezeichnet.

2.3 Physik am LHC

Am LHC wird die Wechselwirkung hochenergetischer Protonen untersucht. Die fundamentalen Wechselwirkungen, wie sie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben wurden, müssen dazu auf Teilchen mit Substruktur übertragen werden. Dies wird in Unterabschnitt 2.3.1 näher erklärt. In Unterabschnitt 2.3.2 wird auf die Topologie der SUSY-Ereignisse bei pp-Kollisionen, insbesondere mit b-Jets in den Endzuständen, eingegangen.

2.3.1 *pp*-Kollisionen

Bei einem Großteil der Kollisionen der Protonen findet nur ein geringer Impulsübertrag statt. Von Interesse sind jedoch die Prozesse, bei denen ein größerer Impulsübertrag stattfindet, d.h. harte Streuprozesse. Diese werden im Folgenden näher betrachtet.
Zunächst soll die Substruktur des Protons kurz erläutert werden. Das Fundament für den Aufbau des Protons ist durch die drei Valenzquarks uud gegeben. Die Valenzquarks sind, über den Austausch von Gluonen, in ständiger Wechselwirkung miteinander. Diese Gluonen sorgen auch dafür, dass zwischenzeitlich neue Quark-Antiquark-Paare entstehen, die als Seequarks bezeichnet werden. Damit setzt sich das Proton insgesamt aus Valenzquarks, Gluonen und Seequarks zusammen, die allesamt als Partonen bezeichnet werden. Da die Wechselwirkungen der Partonen innerhalb des Protons bei niedrigen Energien und damit großer Kopplungskonstante stattfinden, können diese Prozesse nicht störungstheoretisch berechnet werden. Die Energie des Protons verteilt sich auf die Partonen. Experimentell können die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Impulsanteile der Partonen bestimmt werden.

Einem harten Streuprozess der Protonen liegt im allgemeinen die Wechselwirkung zweier Partonen q_i und q_j zugrunde. Es soll nun ein Prozess der Art $pp \to A + X$ betrachtet werden. Dabei ist durch A der Endzustand der Partonwechselwirkung $q_i q_j \to A$ gekennzeichnet, es könnte sich z.B. um ein l^+l^--Paar oder ein Eichboson handeln. Die übrigen, nicht an der

Wechselwirkung teilnehmenden Partonen werden durch X beschrieben.
Fundamental für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ist die Faktorisierung in einen langreichweitigen „weichen" Teil und einen kurzreichweitigen „harten" Teil.
Der weiche Teil beschreibt die Partonen im Proton und ist durch die Parton-Dichtefunktionen (PDF, engl. parton density function) $f_{q_i}(x_i,Q^2)$ gegeben. Die Wahrscheinlichkeit ein Parton q_i mit einem Impulsanteil des Protonimpulses zwischen x_i und $x_i + dx$ zu finden ist durch $f_{q_i}(x_i,Q^2)dx$ gegeben. Die Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 zwischen den Partonen lässt sich wie folgt verstehen. Für kleine Q^2 nimmt ein wechselwirkendes Teilchen zunächst die drei Valenzquarks wahr, aber nicht die Wolke der sie umgebenden Seequarks und Gluonen. Je größer Q^2 ist, desto klarer wird die kurzreichweitige Struktur der Partonen aufgelöst. Dieses Verhalten wird durch die Altarelli-Parisi Entwicklungsgleichungen in Form von Integral-Differentialgleichungen beschrieben. Die Gleichungen beruhen auf den sogenannten Splittingfunktionen, die die Wahrscheinlichkeit angeben, dass ein Parton mit Impulsanteil y von einem anderen Parton mit höherem Impulsanteil x stammt, z.B. bei einem Quark durch die Abstrahlung eines Gluons. Es reicht aus, die PDFs in einem bestimmten Energiebereich experimentell zu bestimmen, um sie zu anderen Energiebereichen fortzusetzen. Eine Parametrisierung der PDFs wurde unter anderem von der CTEQ-Kollaboration präsentiert [24]. Diese liegen den Monte-Carlo-Datensätzen dieser Arbeit zugrunde.
Der harte Teil ist gerade der Wirkungsquerschnitt der zugrundeliegenden Partonwechselwirkung. Diese Wechselwirkung findet bei einer effektiven Schwerpunktsenergie von $\sqrt{x_i x_j s}$ statt, wo $\sqrt{s}$ die vom Beschleuniger gelieferte Schwerpunktsenergie für die Protonen ist.
Es ergibt sich damit:

$$\sigma(pp \to A + X) = \sum_{i,j} \int f_{q_i}(x_i,Q^2) f_{q_j}(x_j,Q^2) \sigma(q_i q_j \to A) dx_i dx_j$$

Die Summe läuft dabei über alle möglichen Partonen, bei denen die Wechselwirkung $q_i q_j \to A$ erlaubt ist. Typische Wirkungsquerschnitte für Prozesse am LHC sind in Abbildung 2.13 zu sehen.

Es bleibt zu beachten, dass die Impulsanteile der Partonen x_i nicht bekannt sind. Hinzu kommt, dass das Schwerpunktssystem für eine Parton-Parton-Wechselwirkung nicht identisch mit dem Laborsystem ist, sondern mit ihm über einen longitudinalen Lorentz-Boost verknüpft ist. Wichtige Größen für die Untersuchung der Prozesse sind daher der Transversalimpuls p_T und die Pseudorapidität η. Generell ist die Rapidität durch $y = \ln[(E - p_\mathrm{z})/(E + p_\mathrm{z})]$ für die Energie E und den Impuls p_z in Richtung des Protonimpulses (hier z-Richtung) definiert. Die Pseudorapidität ergibt sich als masseloser Grenzfall und hängt nur vom Streuwinkel θ im Laborsystem ab: $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$. Der Streuwinkel ist hier der Winkel zwischen dem gestreuten Teilchen und der z-Achse. Die Rapidität ist eine gut geeignete Variable, da sie sich additiv unter Lorentz-Boosts in z-Richtung verhält und der Rapiditätsunterschied zweier Teilchen damit Lorentz-invariant ist.
Direkt nach der eigentlichen Streuung bilden die übrigen Partonen X und eventuell neu gebildete Partonen Hadronen, die dann im Experiment gemessen werden. Auch dieser Prozess, Hadronisierung genannt, lässt sich nicht störungstheoretisch beschreiben, sondern wird durch Fragmentations-Funktionen parametrisiert, die analog zu den PDFs experimentell bestimmt werden müssen. Zwischen den sich entfernenden Quarks und/oder Gluonen nimmt die Wechselwirkungsenergie zu, und es bilden sich immer wieder neue Quark-Antiquark-Paare daraus, bis die Energie nicht mehr dazu ausreicht. Am Ende der Hadronisierung steht eine recht große Anzahl von Hadronen, die sich kegelförmig in Richtung des initialen Quarks oder Gluons aus-

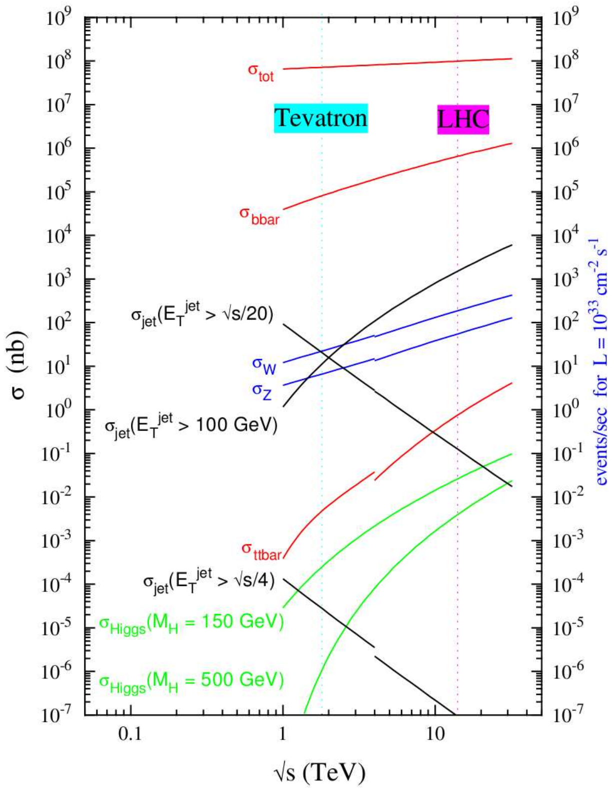


Abbildung 2.13: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie [25]. An der rechten Achse kann außerdem die erwartete Anzahl an Ereignissen pro Sekunde abgelesen werden für die nominelle Luminosität von 10^{33} cm^{-2}s^{-1}. Die vertikalen gepunkteten Linien entsprechen der Schwerpunktsenergie für Tevatron (1.96 TeV) und LHC (14 TeV). Die Unterbrechung für einige Kurven resultiert aus dem Übergang von $p\bar{p}$- zu pp-Kollisionen.

breiten. Dieser Strahl von Teilchen, in dem sich durch schnelle Zerfälle der Hadronen auch Leptonen befinden können, wird Teilchenjet oder kurz Jet genannt.

2.3.2 SUSY beim LHC

In pp-Kollisionen ist der Anfangszustand für die Wechselwirkungen durch die Partonen, d.h. Quarks und/oder Gluonen gegeben. Die wichtigsten Feynmandiagramme für die direkte Produktion von SUSY-Teilchen mit diesen Anfangszuständen sind in Abbildung 2.14 gezeigt.
Es entstehen entweder zwei Gluinos, zwei Squarks oder ein Squark-Gluino-Paar[23]. Die Prozesse sind allerdings nur möglich, wenn die Massen für die Gluinos und Squarks kleiner als $\sim$ 2-3 TeV/c^2 sind. Generell nimmt für höhere Werte von $m_{1/2}$ die Masse der Gluinos und damit der relative Anteil für die Produktion von Squarks und andersherum für höhere Werte von m_0 die Masse der Squarks und damit der relative Anteil für die Produktion von Gluinos zu. Diese verhältnismäßig schweren Teilchen zerfallen dann über Kaskaden in leichtere SUSY-Teilchen. Bei den Kaskaden entstehen in der Regel eine Vielzahl hochenergetischer Jets über die starke Wechselwirkung und teilweise auch Leptonen aus Zerfällen der Gauginos. Am Ende einer jeden Zerfallskette steht das LSP, das unbeobachtet den Detektor verlässt und damit zu

23 Für die direkte Produktion von Sleptonen, Neutralinos oder Charginos ergeben sich deutlich geringere Wirkungsquerschnitte.

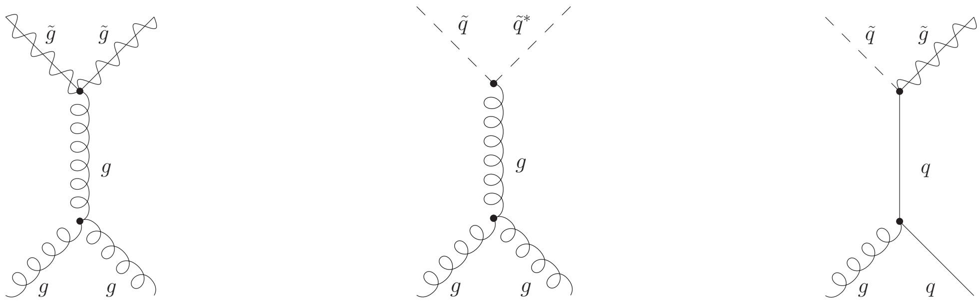


Abbildung 2.14: Feynmandiagramme für die Produktion von Squarks und Gluinos am LHC in führender Ordnung.

einem wichtigen Erkennungsmerkmal für SUSY-Ereignisse führt: fehlende Transversalenergie. Da die SUSY-Teilchen paarweise erzeugt werden, entstehen immer (mindestens) zwei LSPs. Ein Beispiel für einen Kaskadenzerfall ist in Abbildung 2.15 zu sehen.

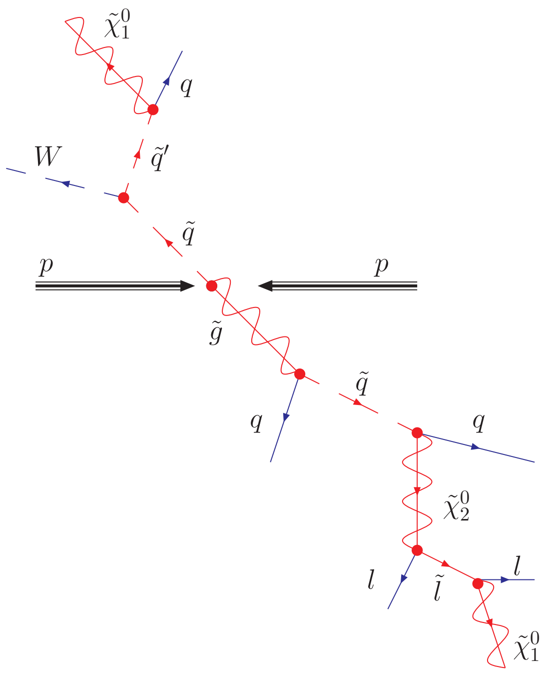


Abbildung 2.15: Typischer SUSY-Kaskaden-Zerfall für eine pp-Kollision.

Allgemein lassen sich keine Aussagen über die Produktionswirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse für die verschiedenen Zerfallsprozesse machen, da die Massen der SUSY-Teilchen nicht bekannt sind. Das zugrundeliegende Modell baut auf fünf Parametern auf. Nur wenn alle fünf Parameter festgelegt sind, ist es überhaupt möglich, SUSY-Ereignisse mit Monte-Carlo-Generatoren zu simulieren. ATLAS-intern wurden einige unterschiedliche Punkte aus dem mSUGRA-Parameterraum ausgewählt. Zwei dieser Punkte, die auch in dieser Arbeit genutzt wurden, SU3 und SU6, sollen nun etwas näher betrachtet werden[24].

24 Die Bezeichnungen SU3 und SU6 stehen als Abkürzung für SUSY-Punkt 3 bzw. 6 und tragen keinerlei gruppentheoretische Bedeutung.

SU3
$m_0 = 100$ GeV/c^2, $m_{1/2} = 300$ GeV/c^2, $A_0 = -300$ GeV/c^2, $\tan\beta = 6$, $\mu > 0$
Dieser Punkt zeichnet sich durch relativ kleine Slepton-Massen aus.

SU6
$m_0 = 320$ GeV/c^2, $m_{1/2} = 375$ GeV/c^2, $A_0 = 0$, $\tan\beta = 50$, $\mu > 0$
Bei SU6 liegt ein hoher Wert von $\tan\beta$ vor. Dadurch dominieren Zerfälle über die dritte Generation (siehe Abschnitt 2.2.5). Außerdem ist die Massenskala für die SUSY-Teilchen durch die höheren Werte von m_0 und $m_{1/2}$ hochgesetzt gegenüber SU3.

Die folgenden Massen, Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse wurden mithilfe des Monte-Carlo-Generators ISAJET berechnet (näheres zu ISAJET, siehe Abschnitt 4.1). In den Tabellen 2.4 und 2.5 werden die Massen der SUSY-Teilchen, die sich für die Punkte SU3 und SU6 ergeben, gezeigt. Wie in Abschnitt 2.2.5 erwähnt, sind die Massen der ersten beiden Generationen entartet und für die dritte Generation liegt eine Mischung vor.

	Sleptonen						Squarks							
	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{e}_L$	$\tilde{e}_R$	$\tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1$	$\tilde{\tau}_2$	$\tilde{u}_L$	$\tilde{d}_L$	$\tilde{u}_R$	$\tilde{d}_R$	$\tilde{t}_1$	$\tilde{b}_1$	$\tilde{t}_2$	$\tilde{b}_2$
SU3	217	230	155	216	150	232	632	636	612	611	424	575	651	611
SU6	402	412	351	358	181	393	867	871	842	840	642	717	798	779

Tabelle 2.4: Massen der Sfermionen für SU3 und SU6 in GeV/c^2.

	Gauginos							Higgs-Bosonen			
	$\tilde{g}$	$\tilde{\chi}_1^0$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_3^0$	$\tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm$	$\tilde{\chi}_2^\pm$	h	H^0	A	$H^\pm$
SU3	717	118	219	464	481	218	480	115	513	512	518
SU6	895	150	288	477	492	288	492	117	389	386	401

Tabelle 2.5: Massen der Gauginos und Higgs-Bosonen für SU3 und SU6 in GeV/c^2.

Für beide Punkte liegt die Masse des Gluinos leicht über den Squarkmassen und unter 1 TeV/c^2. Eine hohe Produktionsrate derselbigen, wie oben beschrieben, ist daher zu erwarten. Generell sind die Teilchen für SU3 leichter, besonders die Sleptonen besitzen in SU3 recht kleine Massen. Sowohl für SU3 als auch für SU6 ist, wie erwartet, das χ_1^0 das LSP und die Dunkle Materie ließe sich in ausreichendem Maße erklären. Außerdem hat das leichteste Higgs-Boson h in beiden Fällen eine recht kleine Masse und liegt innerhalb des erwarteten Bereichs ($m_h < 135$ GeV/c^2, vgl. Abschnitt 2.2.3).
In Tabelle 2.6 werden die Produktionswirkungsquerschnitte σ_{tot} sowie die prozentualen Anteile für die relevanten Produktionsprozesse für SU3 und SU6 angegeben. Wie zu sehen ist, dominiert bei beiden mSUGRA-Punkten die Produktion durch $\tilde{q}\tilde{g}$ mit fast 50%. Weitere Prozesse, die hier nicht aufgeführt wurden, beinhalten die Produktion von Charginos und Neutralinos und die Produktion von Sleptonen, die einen sehr geringen Anteil (< 1%) ausmachen.

Wie oben erwähnt, zerfallen die Squarks und Gluinos über Kaskaden in das LSP. In dieser Analyse werden SUSY-Ereignisse mit b-Jets untersucht. Um einen Einblick zu bekommen, woher diese b-Jets stammen, werden in Tabelle 2.7 Verzweigungsverhältnisse für ausgewählte Prozesse gezeigt. Es ist zu sehen, dass bei den Zerfällen der Sbottoms und Stops b-Jets mit sehr großer Wahrscheinlichkeit entstehen. Dabei ist zu beachten, dass auch die t-Quarks in

	SU3	SU6
σ_{tot}	18.19pb	4.65pb
$\tilde{g}\tilde{g}$	9.18%	8.05%
$\tilde{q}\tilde{g}$	46.68%	45.21%
$\tilde{q}\tilde{q}$	16.22%	19.61%
$\tilde{q}\bar{\tilde{q}}$	12.43%	10.81%

Tabelle 2.6: Wirkungsquerschnitt für SU3 und SU6 und prozentuale Anteile relevanter Produktionsprozesse.

	SU3	SU6
$\tilde{g} \to \bar{q}\tilde{q}, q\bar{\tilde{q}}$		
$q = u_L, d_L, c_L, s_L$	15.98%	3.36%
$q = u_R, d_R, c_R, s_R$	32.74%	15.98%
$q = b_1$	17.23%	40.38%
$q = t_1$	25.11%	23.15%
$q = b_2$	8.85%	16.76%
$\tilde{b}_1 \to X$		
$X = \tilde{\chi}^0_{1,\ldots,4} b$	26.87%	51.40%
$X = \tilde{\chi}^-_{1,2} t$	35.17%	48.52%
$X = W^- \tilde{t}_1$	37.97%	0.80%
$\tilde{t}_1 \to X$		
$X = \tilde{\chi}^0_{1,2} t$	37.54%	34.57%
$X = \tilde{\chi}^+_{1,2} b$	62.46%	65.43%

Tabelle 2.7: Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle von Gluinos, Sbottoms und Staus, jeweils für SU3 und SU6.

fast 100% der Fälle in b-Quarks zerfallen ($t \to b\,W^+$). Die Sbottoms und Staus entstehen vornehmlich als Zerfallsprodukt der Gluinos. Überdies können sie auch direkt produziert werden. Der Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt für Stop-Paarproduktion liegt bei circa 5% für SU3 und 2.2% für SU6. Für die Sbottom-Paarproduktion ergeben sich Anteile von circa 1.3% in beiden Fällen. Für die Gluino-Zerfälle ist zu sehen, dass die Verzweigungsverhältnisse für Sbottoms bei SU6 um einiges höher liegen, während bei SU3 die Verzweigungsverhältnisse für leichte Squarks den größeren Anteil ausmachen. Dies liegt an den unterschiedlich großen Werten für $\tan\beta$. Die SUSY-Partner der leichteren Quarks ($\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}$) zerfallen nicht in b-Jets, sondern in Jets der leichten Quarks und Charginos bzw. Neutralinos. Des weiteren ist zu beachten, dass das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von Higgs-Bosonen in b-Paare sehr hoch ist.
Insgesamt ergibt sich damit ein sehr hoher Prozentsatz von Ereignissen mit b-Jets, besonders für große Werte von $\tan\beta$, wie bei SU6. Konkret bedeutet dies, dass für SU3 32% und für SU6 48% der Ereignisse mindestens einen b-Jet enthalten. Wird ein Überschuss von Ereignissen gegenüber dem Standardmodell in einem Kanal mit b-Jets in den Endzuständen entdeckt, so

werden damit außerdem zusätzliche Informationen über das zugrundeliegende SUSY-Modell geliefert.

Zusammenfassung

Die Ereignistopologie, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird, soll nun noch einmal zusammengefasst werden. In den Endzuständen der SUSY-Kaskaden werden die folgenden Objekte erwartet:

- fehlende Transversalenergie durch die LSPs
- viele hochenergetische Jets
- b-Jets
- möglicherweise Leptonen

Generell ist die Energie der Objekte im Endzustand abhängig von der Masse der Teilchen, die direkt am Wechselwirkungsvertex entstehen. Die fehlende Transversalenergie ist in der Regel aus diesem Grunde, und da das LSP selbst eine recht große Masse besitzt, ziemlich groß. Außerdem hängt die Energie der Teilchen in den Kaskaden immer direkt mit den Massenunterschieden der am Zerfall beteiligten Teilchen zusammen.

KAPITEL 3

Das ATLAS-Experiment

In diesem Kapitel wird der Aufbau des ATLAS-Experiments (engl. **A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S**) am großen Hadronen-Speicherring, dem LHC (engl. **L**arge **H**adron **C**ollider), beschrieben. Der LHC ist ein ringförmiger Beschleuniger am europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN (franz. **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire), an dem zwei gegenläufige Protonenstrahlen zur Kollision gebracht werden. In Abschnitt 3.1 findet sich eine kurze Beschreibung des LHC und in Abschnitt 3.2 wird ein Überblick über den ATLAS-Detektor gegeben. Die Rekonstruktion physikalischer Objekte anhand der Ausgabedaten des Detektors wird in Abschnitt 3.3 behandelt. In dieser Arbeit werden für die Analyse Monte-Carlo-Daten verwendet, die auf einer Simulation des ATLAS-Detektors beruhen. Auf die verschiedenen Simulationsmöglichkeiten wird in Abschnitt 3.4 eingegangen.

3.1 Der LHC

Am LHC werden pp-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 14 TeV zu beobachten sein. Solche Energien wurden bisher noch in keinem Teilchenbeschleuniger erzeugt und ermöglichen die Erforschung neuer Energiebereiche. Ein weiteres wesentliches Merkmal des LHC ist, dass er für eine sehr hohe instantane Luminosität von $L = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} ausgelegt wurde. Die Luminosität gibt das Verhältnis der Ereignisrate $\dot{N}$ zum zugehörigem Wirkungsquerschnitt σ an, $\dot{N} = L \cdot \sigma$. Wird die Luminosität über die Zeit integriert, so ergibt sich die sogenannte integrierte Luminosität. Mit der obigen instantanen Luminosität folgt aus der Integration über ein Jahr im normalen Betriebszustand eine integrierte Luminosität von circa 100 fb^{-1}. Bei Multiplikation der integrierten Luminosität mit dem Wirkungsquerschnitt folgt die Anzahl der Ereignisse in diesem Zeitraum. Eine hohe Luminosität ermöglicht, dass auch Prozesse seltener Prozesse in ausreichender Anzahl auftreten.
Zunächst wird der LHC jedoch bei einer um den Faktor 10 oder sogar 100 verringerten instantanen Luminosität in Betrieb genommen und auch die Schwerpunktsenergie wird in einer ersten Kollisionsphase auf 10 TeV beschränkt.

Der LHC ist in einem 27 km langen Tunnel untergebracht, der zuvor für den e^+e^--Speicherring LEP (engl. **L**arge **E**lectron-**P**ositron Collider) genutzt wurde. Der Tunnel liegt circa 100 m unter der Erde und in ihm verlaufen zwei evakuierte Strahlröhren, in denen die Protonen in entgegengesetzter Richtung zirkulieren. Die Protonen werden auf eine Energie von maximal 7 TeV beschleunigt und sind in Paketen mit je 10^{11} Teilchen gebündelt. In jeder Röhre befinden sich circa 3000 solcher Pakete. An vier Punkten, an denen sich die Detektoren

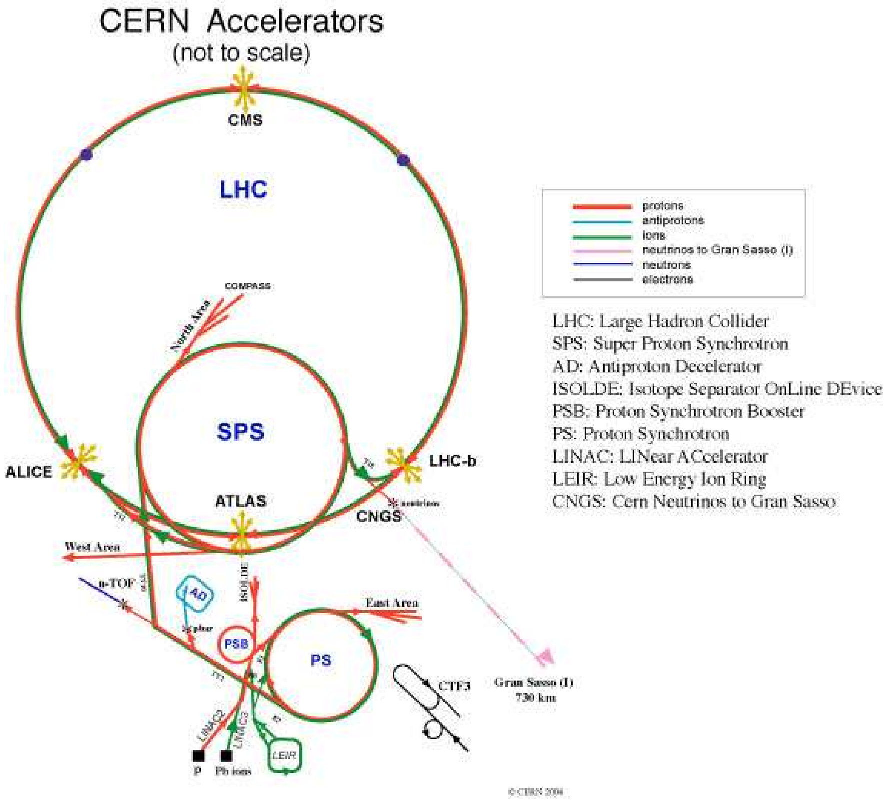


Abbildung 3.1: Schematische Ansicht des LHC-Ringes mit den vier Experimenten ALICE, ATLAS, CMS und LHCb sowie den unterschiedlichen Vorbeschleunigern [26].

befinden, kreuzen sich die Strahlen, so dass es zu Kollisionen der Protonen kommt[1]. In Abbildung 3.1 ist eine schematische Darstellung des Beschleunigerringes mit den vier Detektoren ALICE, ATLAS, CMS und LHCb zu sehen. Sowohl der ATLAS-Detektor als auch CMS (engl. **C**ompact **M**uon **S**olenoid) sind Allzweckdetektoren und dienen hauptsächlich der Suche nach dem Higgs-Boson und neuer Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. LHCb (das b steht für das b-Quark, engl. **L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty) ist auf die Untersuchung von b-Quarks spezialisiert. Unter anderem soll dort die CP-Verletzung in b-Hadronen untersucht werden. Der LHC ist zunächst auf die Kollisionen von Protonen ausgerichtet. Später sollen die Protonen durch Bleikerne ersetzt werden. Der ALICE-Detektor (engl. **A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) ist auf die Kollisionen der Bleikerne und das voraussichtlich bei der Kollision entstehende Quark-Gluon-Plasma spezialisiert.

Bevor die Protonen in den LHC-Ring eingespeist werden, durchlaufen sie eine Reihe kleinerer Beschleuniger, mittels derer sie eine Energie von 450 GeV erreichen. An letzter Stelle dieser Vorbeschleuniger steht das SPS (engl. **S**uper **P**roton **S**ynchrotron), von dem aus die Protonen-Pakete in beide Richtungen in den LHC eingespeist werden. Acht supraleitende Kavitäten sorgen für ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld mit einem Feldgradienten von 5 MV/m, um die Protonen in einer letzten 20 Minuten andauernden Phase auf 7 TeV zu beschleunigen. Außerdem gleichen sie den Energieverlust der Protonen durch Synchrotronstrahlung aus und halten sie auf einer Energie von 7 TeV. Die Protonen-Pakete verweilen mehrere Stunden im LHC-Ring und in dieser Zeit finden die Kollisionen statt. Die Pakete haben eine Länge von circa 7.5 cm, einen Durchmesser von 30 μm und treffen alle 25 ns

1 Der Winkel, unter dem sich die Strahlen kreuzen, beträgt für ATLAS und CMS 300 μrad.

aufeinander.
Um die Protonen auf der Kreisbahn zu halten, werden 1232 supraleitende Dipolmagnete verwendet. Bei einer Temperatur von 1.9 K können die Dipolmagnete ein Feld mit einer Feldstärke bis zu 8.33 Tesla erzeugen. Zur Fokussierung der Protonenbündel werden ebenfalls supraleitende Quadrupolmagnete genutzt.
Am 10. September 2008 gelang es, erste Protonenstrahlen im LHC-Ring zirkulieren zu lassen. Jedoch musste der Betrieb des LHC noch vor den ersten Kollisionen aufgrund eines technischen Defekts unterbrochen werden. Im Sommer 2009 ist die erneute Inbetriebnahme des LHC geplant.

3.2 Der ATLAS-Detektor

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über den Aufbau des ATLAS-Detektors gegeben. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [27], aus dem auch die Abbildungen und Zahlenwerte beispielsweise für Energie- und Impulsauflösungen entnommen sind.
Zu den wichtigsten Aufgaben des ATLAS-Detektors gehören die Suche nach dem Higgs-Boson und die Suche nach neuer Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Dazu gehört beispielsweise SUSY. Generell ist eine gute Rekonstruierbarkeit der verschiedenen physikalischen Objekte essenziell. Dies gilt insbesondere für die Untersuchung neuer Physik, um den sehr großen von Standardmodell-Prozessen generierten Untergrund zu kontrollieren.
Zu den Anforderungen an den Detektor gehören daher:

- Schnelle und effiziente Triggersysteme, die die interessanten Ereignisse aus der hohen Ereignisrate herausfiltern.
- Eine möglichst feine Segmentierung der einzelnen Bauteile, um eine gute Auflösung der Messgrößen zu erhalten.
- Effiziente Rekonstruktion von Vertices, um eine gute Identifikation von τ-Leptonen und b-Jets zu ermöglichen.
- Gute Identifikation und Impulsauflösung für die Jets, Elektronen, Photonen und Myonen.
- Maximale räumliche Abdeckung auch für große Pseudorapiditäten η, um eine gute Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie zu gewährleisten.

In Abbildung 3.2 ist eine schematische Ansicht des Detektors zu sehen. Er hat eine Länge von 44 m, einen Durchmesser von 25 m und eine Masse von circa 7kt.
Zur Beschreibung des Detektors im Folgenden wird ein zylindrisches Koordinatensystem gewählt, wobei die z-Achse entlang der Strahlröhre zeigt. Der Azimutalwinkel wird mit ϕ bezeichnet und anstelle des Polarwinkels θ wird die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan\theta/2)$ verwendet. Der Abstand r gibt den Abstand von der Strahlachse in der transversalen Ebene an. Der Abstand im (η, ϕ)-Raum ist durch $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ gegeben. Der Urspung des Koordinatensystems liegt im Zentrum des Detektors, wo sich der Wechselwirkungspunkt für die pp-Kollisionen befindet. Um die Strahlachse liegen zylinderförmig verschiedene Schichten des Detektors, die jeweils durch zwei Endkappen abgeschlossen werden. Die zentrale Region wird im Folgenden auch als Barrel-Region bezeichnet.

Die drei Hauptkomponenten des ATLAS-Detektors sind der innere Detektor, das Kalorimetersystem und das Myonsystem, die in den folgenden Unterabschnitten 3.2.1, 3.2.2 und 3.2.3 beschrieben werden. Auf die Vorwärts-Detektoren, die vor allem für die Luminositätsmessung genutzt werden, wird hier nicht weiter eingegangen. Außerdem wird ein Überblick über das Triggersystem in Unterabschnitt 3.2.4 gegeben.

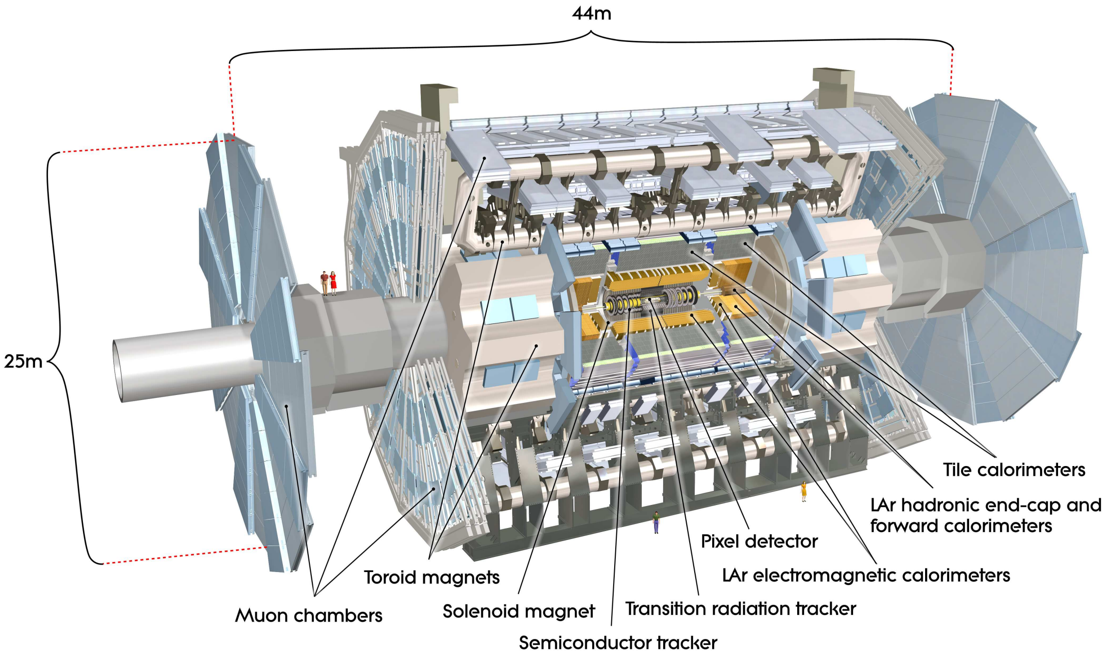


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des ATLAS-Detektors.

3.2.1 Der innere Detektor

Der innere Teil des Detektors ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Seine Aufgabe besteht im Wesentlichen darin, die Spuren ionisierender Teilchen zu vermessen. Er ist aus drei Komponenten aufgebaut, die in der zentralen Region jeweils zylinderförmige Schichten und Endkappen in Form von Scheiben senkrecht zur Strahlachse besitzen. Insgesamt wird der Bereich $|\eta| < 2.5$ abgedeckt.
Umgeben ist der gesamte innere Teil von einem Solenoidmagneten, der ein Magnetfeld von circa 2 Tesla parallel zur Strahlachse liefert. Aus der Ablenkung lässt sich der Transversalimpuls der geladenen Teilchen anhand ihrer Spuren bestimmen. Ziel ist es, dass eine Impulsauflösung von $\sigma_{p_\mathrm{T}}/p_\mathrm{T} = 0.05\% \cdot p_\mathrm{T} \oplus 1\%$ für den Transversalimpuls p_T gewährleistet werden kann[2].
Des Weiteren lassen sich die Wechselwirkungspunkte anhand der Trajektorien bestimmen. An der Stelle, an welcher die Spuren mit maximalem gesamten Transversalimpuls ihren Ursprung haben, wird der primäre Wechselwirkungsvertex vermutet. Es gibt jedoch auch weitere Vertices die innerhalb des inneren Detektors rekonstruiert werden können. Ein großer Teil stammt aus Pile-Up-Ereignissen aber auch die Zerfälle von langlebigen Teilchen wie τ-Leptonen oder b-Hadronen sorgen für einen sogenannten Sekundärvertex. Eine gute Rekonstruktion der Vertices ist daher hilfreich für die Identifikation solcher langlebigen Teilchen (siehe auch Abschnitt 3.3).

Die drei Komponenten sollen nun, ausgehend von der englischen Beschriftung in der Abbildung, beschrieben werden.

Pixel detectors

Direkt an der Strahlachse liegt der Silizium-Pixel-Detektor. Er ist in wiederum drei Schichten

2 Dabei sei p_T in GeV/c gegeben und wird auf der rechten Seite ohne Einheit eingesetzt. Mit $\oplus$ ist gemeint, dass die beiden Terme quadratisch addiert werden.

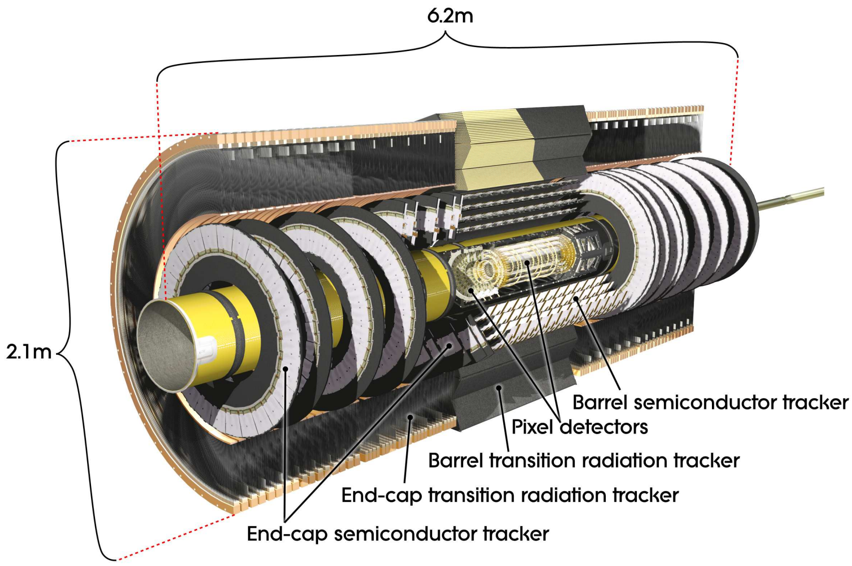


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des inneren Detektors.

unterteilt, so dass in der Regel drei Raumpunkte pro Teilchenspur bestimmt werden können. Die Pixelgröße liegt bei 50 μm $\times$ 400 μm und es ergibt sich eine intrinsische Auflösung von 10 μm in transversaler und 115 μm in longitudinaler Richtung.

Semiconductor tracker (SCT)

Der Pixel-Detektor wird von Silizium-Streifen-Detektoren umgeben, welche zum SCT zusammengefasst werden. In der Barrel-Region ist er in vier Lagen unterteilt und für die Endkappen-Region sind jeweils neun Scheiben angebracht, so dass mindestens vier Raumpunkte pro Teilchenspur gemessen werden.
Der mittlere Streifenabstand beträgt in allen Bereichen circa 80 μm. In der Barrel-Region sind die Streifen parallel zur Strahlachse angebracht. Um auch eine Messung in z-Richtung zu ermöglichen, wird für jede Lage der Streifendetektoren je eine zweite Schicht von Silizium-Streifen unter einem Winkel von 40 mrad angebracht. In den Scheiben laufen die Streifen radial zur Strahlachse und auch hier sind jeweils zwei Schichten unter einem Winkel von 40 mrad angebracht. Die Auflösung des SCT-Detektors beträgt 17 μm in transversaler und 580 μm in longitudinaler Richtung.
Zusammen mit dem Pixel-Detektor ermöglicht der SCT eine sehr genaue Spurrekonstruktion für den Bereich $|\eta| < 2.5$ und lässt die Vertexrekonstruktion für langlebige Teilchen wie oben erwähnt zu.

Transition radiation tracker (TRT)

Die äußere Komponente des inneren Detektors bildet der TRT, der aus Gasröhren, gefüllt mit einem Xenon-Gasgemisch, besteht. Hochenergetische Teilchen erzeugen beim Durchtreten der Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes Übergangsstrahlung, die in einem solchen Übergangsstrahlungsdetektor gemessen wird. Pro Teilchenspur liefert der TRT circa 36 Raumpunkte und erlaubt es Spuren bis zu $|\eta| = 2.0$ zu verfolgen. Der Durchmesser der Röhren beträgt 4 mm und die intrinsische Auflösung liegt bei 130 μm für jede Röhre. In der Barrel-Region verlaufen die Röhren parallel zur Strahlachse und für den Endkappen-Bereich kreisförmig um die Strahlachse herum. Die Auflösung pro Raumpunkt des TRT ist zwar schlechter als für die Silizium-Detektoren, jedoch trägt die höhere Anzahl gemessener Raumpunkte auf einer größeren Spurlänge erheblich zu einer präzisen Impulsmessung bei. Außerdem trägt die Messung der Übergangsstrahlung der Elektronen zu einer besseren Identifikation derselben bei.

3.2.2 Das Kalorimetersystem

Nach Durchlaufen des Spurdetektors treffen die Teilchen auf das Kalorimetersystem. Dieses absorbiert die Teilchen und dient der Messung ihrer Energie und Position. Im Gegensatz zu den anderen Detektorkomponenten sind die Kalorimeter auch sensitiv für neutrale Teilchen. In Abbildung 3.4 ist eine schematische Darstellung des Kalorimetersystems zu sehen. Die verschiedenen Komponenten des Kalorimetersystems decken insgesamt den Bereich $|\eta| < 4.9$ ab und sollen im Folgenden beschrieben werden. Für den Bereich $|\eta| < 2.5$ kann eine Zuordnung zwischen der deponierten Energie eines geladenen Teilchens und seiner Spur im inneren Detektor getroffen werden.

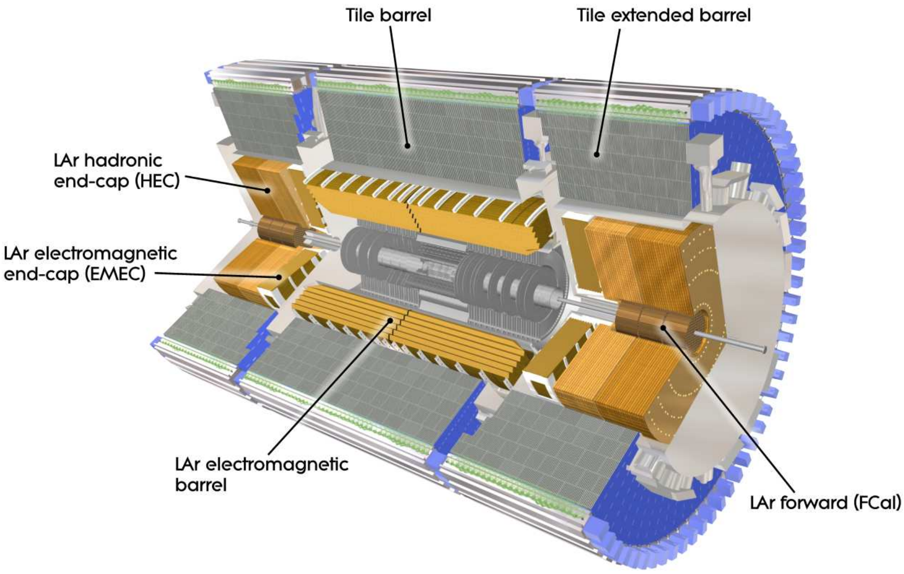


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Kalorimetersystems.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter dient hauptsächlich der Messung von Elektronen und Photonen. Auch hier findet wieder eine Unterteilung in die Barrel-Region ($|\eta| < 1.475$) und Endkappen ($1.375 < |\eta| < 3.2$) statt. Für das aktive Detektormaterial wird flüssiges Argon (daher im englischen der Name LAr - liquid Argon) und als passives Material Blei verwendet. Als Elektroden werden Kupferplatten in einer akkordeonförmigen Gestalt genutzt, da somit eine lückenlose Abdeckung des gesamten η-Winkelbereichs gewährleistet wird. Das flüssige Argon befindet sich zwischen den Kupfer- und Blei-Absorberplatten.
Für den besonders interessanten zentralen Bereich ($|\eta| < 2.5$) findet eine weitere Unterteilung des Kalorimeters in drei Lagen statt, wobei die erste eine sehr feine Unterteilung in η ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0032 \times 0.098$) und die beiden folgenden eine jeweils etwas gröbere Unterteilung von ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$) und ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.0245$) aufweisen. Insgesamt beträgt die Stärke circa 24 Strahlungslängen und es wird eine Energieauflösung

von $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ erwartet[3].
Vor den beschriebenen Lagen befindet sich in einer weiteren Kalorimeterlage der sogenannte Pre-Sampler. Dieser dient dazu, den Energieverlust der Teilchen durch passives Detektormaterial, wie beispielsweise dem Solenoidmagneten, abzuschätzen. Außerhalb des Bereichs $|\eta| < 2.5$ werden nur zwei Lagen mit einer gröberen Unterteilung genutzt, so dass der Bereich für die Präzisionsmessungen mit dem vom inneren Detektor abgedeckten Bereich ($|\eta| < 2.5$) übereinstimmt. Zwischen der Barrel- und der Endkappen-Region des Kalorimeters verlaufen Service-Leitungen, wie beispielsweise Kühlleitungen oder elektrische Kabel. Dieser Bereich, die sogenannte Crack-Region, liefert daher eine etwas schlechtere Auflösung.

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter dient hauptsächlich der Messung von geladenen und ungeladenen Hadronen. Es ist wiederum in eine Barrel-Region ($|\eta| < 1.7$) und Endkappen ($1.5 < |\eta| < 3.2$) unterteilt.
Die Barrel-Region ist in diesem Fall unterteilt in eine zentrale Barrel-Region für $|\eta| < 1.0$ (*Tile barrel*) und zwei verlängerte Barrel-Regionen mit $0.8 < |\eta| < 1.7$ (*Tile extended barrel*). In beiden Teilen werden abwechselnd Schichten aus Plastik-Szintillatoren als aktives und Stahlschichten als passives Material genutzt. Das Auslesen der Plastik-Szintillatoren geschieht mithilfe von Sekundärelektronenvervielfachern. Es findet wiederum eine Unterteilung in drei Lagen statt, wobei die Granularität der ersten beiden Lagen $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ und die der dritten Lage $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ beträgt. Sie ist damit etwas gröber als für das elektromagnetische Kalorimeter.
Die Endkappen (*LAr hadronic end-cap, HEC*) sind ähnlich aufgebaut wie im elektromagnetischen Kalorimeter, mit dem Unterschied, dass Kupfer als Absorber benutzt wird. Für $1.5 < |\eta| < 2.5$ beträgt die Granularität $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ und für den restlichen Bereich $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.
Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters ist durch $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ gegeben.

Vorwärts-Kalorimeter

Das Vorwärts-Kalorimeter (*LAr forward, FCal*) gehört strenggenommen zu den hadronischen Kalorimetern und misst die Teilchen nahe der Strahlachse ($3.1 < |\eta| < 4.9$). Es ist daher besonders wichtig für die Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie.
Als aktives Material wird flüssiges Argon verwendet. Das Vorwärts-Kalorimeter ist wiederum in drei Lagen unterteilt. Die erste Lage verwendet Kupfer als Absorbermaterial und ist für die Messung elektromagnetischer Wechselwirkungen optimiert. Die beiden folgenden Lagen verwenden Wolfram als Absorbermaterial und sind auf die Messung hadronischer Teilchen optimiert. Die Granularität ist mit $\Delta\eta \times \Delta\phi = (3.0 \times 2.6)$, (3.3×4.2) und (5.4×4.7) für die drei Lagen nochmal deutlich gröber als in den anderen Kalorimetern. Es wird eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ erwartet.

3.2.3 Das Myonsystem

Ereignisse mit Myonen in den Endzuständen bilden ein wichtiges Merkmal für eine Vielzahl interessanter Prozesse neuer Physik. Als äußerste Detektorlage schließt sich an die Kalorimeter ein Detektorsystem an, das auf die Messung von Myonen spezialisiert ist. Die Konstruktion

3 Die Energie E sei in GeV gegeben.

der sogenannten Myonkammern ermöglicht eine gute Rekonstruktionseffizienz und Auflösung der Myonen, auch ohne Verwendung der Spurinformation aus dem inneren Detektor. Die Auflösung lässt sich jedoch unter Verwendung der Spuren im inneren Detektor weiter verbessern. Das Ausmaß des Myonsystems bestimmt die Gesamtgröße des ATLAS-Detektors. In Abbildung 3.5 ist der schematische Aufbau zu sehen. Mehrere Luftkern-Toroidmagneten

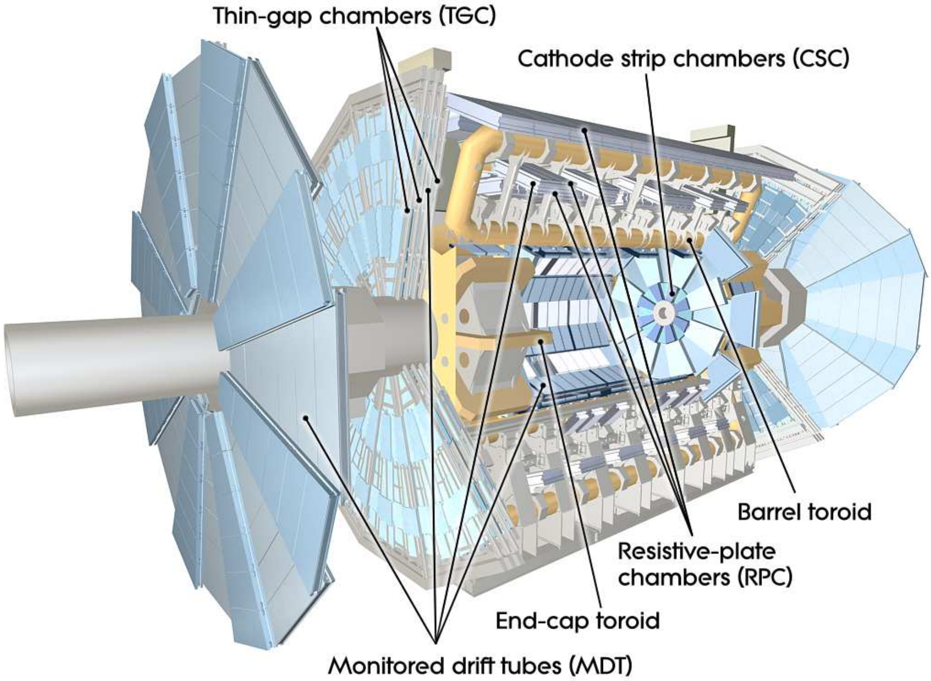


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Myonsystems.

sorgen mit einem Magnetfeld von circa 0.3 Tesla für eine Ablenkung der Myonen, so dass ihr Impuls bestimmt werden kann. Im zentralen Bereich sorgen acht Toroiden und in den Endkappen je ein Toriod für ein Feld, das größtenteils senkrecht auf der Flugrichtung der Myonen steht.

Als Detektoren zur Rekonstruktion der Spuren werden zum einen Triggerkammern (*Thin-gap chambers, TGC* und *Resistive-plate chambers, RPC*) und zum anderen Präzisionskammern in Form von Driftröhren (*Monitored drift tubes, MDT*) im zentralen Bereich und Kathoden-Streifen-Kammern (*Cathode strip chambers, CSC*) im Vorwärts-Bereich verwendet. Die Triggerkammern verfügen über eine kurze Ansprechzeit, haben aber eine eher schlechte räumliche Auflösung (einige mm). Die durchschnittliche Auflösung der Driftröhren beträgt circa 80 μm und die der Kathoden-Streifen-Kammern circa 60 μm. Damit kann insgesamt eine Impulsauflösung von $\sigma_{p_\mathrm{T}}/p_\mathrm{T} = 10\%$ für Impulse um 1 TeV/c erreicht werden (ohne Verwendung des inneren Detektors).

3.2.4 Das Triggersystem

Die Wechselwirkungrate für die pp-Kollisionen liegt bei circa 40 MHz. Es können jedoch aufgrund technischer Einschränkungen und beschränkter Ressourcen nur Ereignisse bei einer maximalen Ereignisrate von 200 Hz gespeichert werden. Um die Ereignisrate zu reduzieren, werden die sogenannten Trigger genutzt, die dafür sorgen, dass die physikalisch interessanten Ereignisse herausgefiltert werden. Das Triggersystem besteht aus drei Stufen, dem Level1-Trigger (L1), gefolgt vom Level2-Trigger (L2) und einem abschließenden Ereignisfilter.

Level1-Trigger

Der L1-Trigger sucht nach Ereignissen mit Teilchen bzw. Jets mit hohem Transversalimpuls und/oder großen Beiträgen fehlender bzw. totaler Transversalenergie. Innerhalb von circa 2 μs wird entschieden, ob das Ereignis interessant ist und an die nächste Trigger-Stufe weitergegeben wird. Dazu wird die Myoninformation der Triggerkammern und die Kalorimeterinformation mit reduzierter Auflösung von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ verwendet. Die Information des inneren Detektors spielt hierbei keine Rolle. Interessante Regionen werden markiert und die Bereiche werden anhand ihrer η- und ϕ-Koordinaten an den L2-Trigger weitergegeben. Die Ereignisrate wird durch den L1-Trigger auf 75 kHz reduziert.

Level2-Trigger

Der L2-Trigger nutzt die vom L1-Trigger als interessant markierten Bereiche als Ausgangspunkte. Er greift auf die vollständige verfügbare Detektorinformation mit voller Granularität zu und untersucht die interessanten Bereiche genauer, um die Selektion des L1-Triggers zu verfeinern. Dadurch wird die Ereignisrate auf circa 3.5 kHz verringert.

Ereignisfilter

In dieser letzten Trigger-Stufe werden Algorithmen wie in der offline-Datenanalyse auf die vollständige Detektorinformation in allen Bereichen angewendet. Die Ereignisrate wird damit auf die verfügbaren 200 Hz reduziert. Die Größe eines Ereignisses liegt bei etwa 1.3 MB. Die selektierten Ereignisse werden dann zur langfristigen Speicherung an das CERN-Rechenzentrum weitergeleitet und stehen für die physikalische Analyse zur Verfügung.

3.3 Rekonstruktion der Objekte

Anhand der Signale, die die Teilchen in den einzelnen Detektorkomponenten erzeugen, können sie als physikalische Objekte rekonstruiert werden. Für die unterschiedlichen Teilchensorten werden verschiedene Algorithmen verwendet, die auf die relevanten Detektorinformationen zugreifen. Für diese Arbeit ist vor allem eine gute Rekonstruktion von b-Jets und der fehlenden Transversalenergie wichtig. In Unterabschnitt 3.3.1 wird zunächst auf die Rekonstruktion von Jets im Allgemeinen eingegangen. Die Rekonstruktionsalgorithmen für die b-Jets werden in Unterabschnitt 3.3.2 erläutert. Auf die Rekonstruktion von Elektronen, Myonen und der fehlenden Transversalenergie wird hier nicht weiter eingegangen. In Abschnitt 4.2 werden sie im Rahmen der in dieser Arbeit verwendeten physikalischen Objekte erwähnt. Die Rekonstruktionseffizienzen können durch Pile-Up-Effekte beinflusst werden. In Unterabschnitt 3.3.3 wird erklärt, was darunter zu verstehen ist.

3.3.1 Rekonstruktion von Jets

Für die Standardalgorithmen zur Rekonstruktion von Jets dienen die Energiebeiträge in den Kalorimeterzellen als Ausgangspunkte. In dieser Arbeit wird ein Algorithmus verwendet, der die elektromagnetische Energie in $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ Bereichen projektiv in sogenannte *Tower-Cluster* aufsummiert.

Die Tower-Cluster bilden, wenn sie einen Energieschwellenwert von 1 GeV überschreiten, die Keimzellen (*Seeds*) für den Cone-Rekonstruktionsalgorithmus. Alle Cluster innerhalb eines Kegels mit dem Radius $\Delta R = 0.4$ oder 0.7 ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$), werden in einem iterativen Prozess zu dem Jet-Objekt hinzugefügt. Die Jet-Achse definiert sich über das energiegewichtete Mittel der Cluster-Richtungen.

3.3.2 Rekonstruktion von *b*-Jets

Um die *b*-Quark-Jets zu identifizieren, kann die lange Lebensdauer der *b*-Hadronen ausgenutzt werden. Diese können in einer Entfernung von einigen Millimetern[4] vom primären Wechselwirkungspunkt zerfallen und dort einen Sekundärvertex bilden. Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist der sogenannte Impakt-Parameter. Er bezieht sich auf die Spuren im inneren Detektor und gibt den minimalen Abstand zwischen der Spur und dem Primärvertex am Punkt der größten Annäherung an. Das Vorzeichen des Impakt-Parameters ist positiv für einen Zerfall in Richtung des Jets und negativ für einen Zerfall in entgegengesetzter Richtung. Wenn mindestens zwei Spuren einen signifikanten Impakt-Parameter aufweisen, kann ein Sekundärvertex rekonstruiert werden.

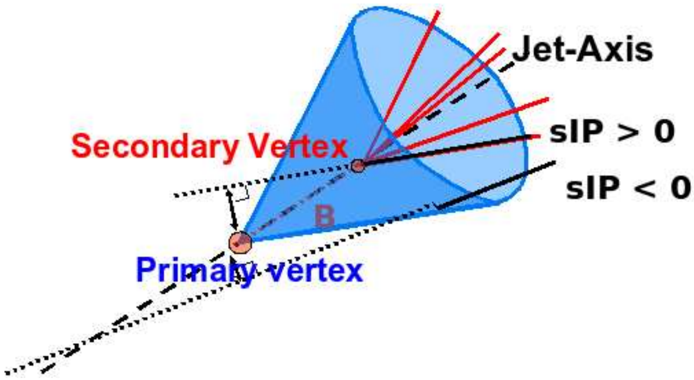


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Zerfalls eines *b*-Hadrons. Es sind der Primär- und Sekundärvertex (*Primary vertex*, *Secondary vertex*) eingezeichnet und es wird je ein Beispiel für eine Spur mit positivem Impakt-Parameter (sIP>0) und negativem Impakt-Parameter (sIP<0) gegeben.

In Abbildung 3.6 ist eine schematische Darstellung des Zerfalls eines *b*-Hadrons mit dem Primär- und Sekundärvertex zu sehen.
Bei ATLAS gibt es eine Reihe verschiedener Algorithmen zur Identifikation der *b*-Jets. In der Regel basieren sie darauf, dass ausgehend von den Impakt-Parametern der Spuren oder der Rekonstruktion von Sekundärvertices für jeden Jet ein sogenanntes *weight* berechnet wird. Die weight-Variable gibt an, wie wahrscheinlich es ist, dass es sich bei dem Jet um einen *b*-Jet handelt. Umso größer der Wert ist, desto wahrscheinlicher ist er ein *b*-Jet. Diese Zuordnung eines weight-Wertes und die damit verbundene Identifikation der *b*-Jets wird im Folgenden als *b*-tagging bezeichnet.
Der Standardalgorithmus für das *b*-tagging in ATLAS ist die Kombination eines Impakt-Parameter basierten Algorithmus (IP3D) und eines Sekundärvertex basierten Algorithmus (SV1). Neben dem Standardalgorithmus wird in dieser Arbeit auch ein weiterer Algorithmus namens JetFitter verwendet. JetFitter basiert auch auf der Rekonstruktion des Sekundärvertex und berücksichtigt überdies mögliche Tertiärvertices aus der Zerfallskette der *b*-Hadronen. Er wird auch mit dem Impakt-Parameter basierten Algorithmus IP3D kombiniert und ist der momentan leistungsfähigste Algorithmus. Informationen zu den genannten und weiteren *b*-tagging Algorithmen finden sich in [28].

4 Ein *b*-Hadron mit einer Energie von 50 GeV legt im Mittel circa eine Distanz von 5 mm zurück, bevor es zerfällt.

3.3.3 Pile-Up-Effekte

Wenn die Protonenpakete im Detektor aufeinandertreffen, kann es simultan zu mehreren *pp*-Kollisionen kommen, was als Pile-Up bezeichnet wird. Bei der instantanen Luminosität von $L = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} finden im Durchschnitt 23 Kollisionen pro Aufeinandertreffen der Pakete statt. Es handelt sich jedoch bei den meisten dieser Kollisionen um inelastische Streuprozesse mit geringem Impulsübertrag.
Ein weiterer Effekt, der auch zum Pile-Up hinzugezählt wird, ergibt sich aus der beschränkten Zeitauflösung einzelner Detektorkomponenten. Es kann zur Überlagerung mit Signalen von *pp*-Kollisionen nachfolgender Strahlkreuzungen kommen.
Die Pile-Up-Effekte wirken sich auf die Rekonstruktionseffizienzen der physikalischen Objekte aus und müssen für eine genaue Simulation des Detektors berücksichtigt werden.

3.4 Simulation des Detektors

Mögliche Wechselwirkungsereignisse werden, unter Berücksichtigung des zugrundeliegenden physikalischen Modells, z.B. des Standardmodells oder SUSY, mit Monte-Carlo-Generatoren erzeugt. Anschließend wird das Antwortverhalten des Detektors auf die bei der Wechselwirkung erzeugten Teilchen mithilfe von Simulationsprogrammen simuliert. Die nach diesem zweiten Schritt gewonnenen Ereignisse werden zum einen benötigt, um eine physikalische Interpretation der Daten zu ermöglichen, die der LHC liefern wird. Zum anderen können verschiedene Analysemethoden im Vorfeld anhand der Monte-Carlo-Daten erprobt werden.
In dieser Arbeit wird von drei unterschiedlichen Ansätzen für die Detektorsimulation Gebrauch gemacht. Der Standardansatz bei ATLAS ist die volle Simulation des Detektors, die in Unterabschnitt 3.4.1 beschrieben wird. Die Simulationszeit für die volle Simulation ist recht groß und kann für ein Ereignis auf neuen leistungsfähigen Computern 20 bis 30 Minuten betragen. Die schnelle Simulation ATLFAST-I löst dieses Problem, indem die zeitaufwendige Simulation des Detektors durch Parametrisierungen, basierend auf der vollen Simulation, ersetzt wird. Sie gibt jedoch eine recht ungenaue Beschreibung der Realität wieder. Eine kurze Beschreibung findet sich in Unterabschnitt 3.4.2. Eine andere Möglichkeit, die Simulationszeit zu reduzieren, bietet die Vereinfachung der Beschreibung des Detektors, worauf die schnelle Simulation ATLFAST-II beruht. Sie wird in Unterabschnitt 3.4.3 vorgestellt.

3.4.1 Die volle Simulation

Die volle Simulation nutzt eine sehr detaillierte Beschreibung der Geometrie des Detektors und der Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial. Zur Simulation wird das Programmpaket GEANT [29] verwendet. Es werden Effekte wie Vielfachstreuung und die Auswirkung des Magnetfeldes berücksichtigt. Die Schauerentwicklung der Teilchen in den Kalorimetern wird für jedes einzelne Teilchen individuell und detailliert simuliert. Daher verbraucht vor allem die Simulation der Kalorimeter sehr viel Zeit. Insgesamt dauert die Simulation eines durchschnittlichen Ereignisses einige Minuten.
Der Vorteil der vollen Simulation ist, dass die simulierten Ereignisse eine sehr gute Beschreibung der Realität liefern. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, dass die zugrundeliegenden Modelle der Detektorgeometrie und die Materialeigenschaften ausreichend genau bekannt sind. Der wesentliche Nachteil ist die lange Simulationszeit. Es ist daher, vor allem bei Prozessen mit hohen Produktionswirkungsquerschnitten, nicht immer möglich eine ausreichend große Zahl an Ereignissen zu simulieren.

3.4.2 Die schnelle Simulation ATLFAST-I

ATLFAST-I [30] verzichtet darauf, das Verhalten des Detektors für die einzelnen Teilchen zu simulieren. Die wahre Information über die Teilchen, die nach der Wechselwirkung vorliegen, wird mithilfe von Parametrisierungs- und Auflösungsfunktionen verschmiert und mit Rekonstruktions- und Identifikationseffizienzen modifiziert, so dass sich ähnliche Verteilungen wie in der vollen Simulation ergeben.
Allerdings gibt es dabei starke Einschränkungen, da die Parametriesierung unabhängig von der Art des Ereignisses durchgeführt wird, sie jedoch in Wirklichkeit stark davon abhängt. Ein weiterer Nachteil ist, dass standardmäßig nur die Lorentzimpulse der Teilchen simuliert werden. Es werden keine Rekonstruktionsschritte ausgeführt, so dass nicht alle Variablen der vollen Simulation erzeugt werden können. Der große Vorteil von ATLFAST-I liegt in der kurzen Simulationszeit, die weniger als 0.1 s pro Ereignis beträgt.

3.4.3 Die schnelle Simulation ATLFAST-II

ATLFAST-II basiert auf der Verwendung einer schnellen Kalorimetersimulation, FastCaloSim [31]. Für den inneren Detektor wird die volle Simulation genutzt[5]. Auch für das weitestgehend unabhängige Myonsystem wird in der Regel die volle Simulation verwendet, es ist aber auch möglich diese durch ATLFAST-I zu ersetzen.
FastCaloSim wurde in Freiburg entwickelt und basiert auf der Parametrisierung der Teilchenschauer in den Kalorimetern. Die Parametrisierungen beziehen sich zum einen auf die absolute Energie, die in den einzelnen Kalorimeterlagen deponiert wird, und zum anderen auf die Energieverteilung in der jeweiligen Kalorimeterlage.
Die vollständige Schauerentwicklung für jedes einzelne Teilchen, wie sie in der vollen Simulation betrachtet wird, wird durch die Simulation durchschnittlicher Schauereigenschaften ersetzt. In dieser Simulation werden Fluktuationen aufgrund von Schwankungen der Energiebeiträge in den Kalorimeterzellen oder elektronischem Rauschen berücksichtigt. Größere Fluktuationen, die bei der vollen Schauerentwicklung auftreten können, werden jedoch nicht durch die schnelle Simulation erfasst.
Die Parametrisierungen wurden anhand von Ereignissen der vollen Simulation für zwei Teilchensorten entwickelt. Zum einen wurden Parametrisierungen für Photonen abgeleitet, die in ATLFAST-II auf Photonen und Elektronen angewendet werden. Zum anderen werden Parametrisierungen geladener Pionen auf alle Hadronen angewendet.
Desweiteren wird eine vereinfachte Geometrie des Kalorimeters genutzt. Die Kalorimeterzellen wurden in Würfel in (r, η, ϕ) im zentralen Bereich, (z, η, ϕ) im Endkappen-Bereich und (x, y, z) im Vorwärts-Kalorimeter unterteilt. Die homogenen Bereiche der elektromagnetischen Kalorimeter werden dadurch recht gut beschrieben. Für die hadronischen Kalorimeter und Randzellen der Kalorimeter unterscheidet sich die Beschreibung etwas von der realen Geometrie.
Mit den genannten Vereinfachungen kann die Zeit, die für die Simulation eines Ereignisses benötigt wird, auf einige Sekunden reduziert werden. Die Standardalgorithmen zur Rekonstruktion und Identifikation der Teilchen können auf die Ausgabe der schnellen Kalorimeterinformation angewendet werden. Es ergibt sich eine deutlich realistischere Beschreibung als mit ATLFAST-I, da die volle Granularität des Detektors in der Simulation erhalten bleibt und dieselben Standard-Rekonstruktionsalgorithmen wie in der vollen Simulation verwendet

5 Es ist geplant, auch diesen Teil durch eine schnelle Simulation, FATRAS (engl. **Fa**st **Tra**ck **S**imulation), zu ersetzen.

werden. Mit Hilfe von Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz und der Energieauflösung kann die Übereinstimmung mit der vollen Simulation noch weiter verbessert werden.

3.5 Datenformate

Zur Simulation und Rekonstruktion der Daten wird Athena genutzt. Dieses ist ein auf C++ basierendes Programmpaket, eine Dokumentation findet sich unter [32]. Das ursprüngliche Ausgabeformat für die Physik-Analyse von Athena ist das AOD-Datenobjekt (engl.: **A**nalysis **O**bject **D**ata). Die AODs haben einen sehr hohen Informationsgehalt und verbrauchen daher einen recht großen Speicherplatz und die weitere Analyse dieser Daten dauert verhältnismäßig lange. Mit Athena lassen sich aus den AODs die für die Analyse relevanten Größen extrahieren und in ROOT-N-Tuples, AANTs bzw. CBNTs (engl. **A**thena**A**ware**NT**uple bzw. **C**om**B**ined**NT**uple), schreiben[6]. Diese lassen sich außerdem wesentlich leichter für die Analyse weiterverwenden, da ein leichter und schneller Zugriff mit dem ebenfalls C++ basierten Datenanalysepaket ROOT auf die Daten möglich ist. Neben dem eigenen Dateiformat, den bereits erwähnten N-Tuples, und der eigenen Dateiverwaltungsstruktur wird von ROOT eine Vielzahl an Objektklassen mitgeliefert, deren Hauptaugenmerk auf der Darstellung und der statistischen Auswertung der Daten liegt. Die Dokumentation findet sich unter [33].
Für die Analysen dieser Arbeit werden zu einem Großteil AANTs verwendet. Teilweise wurden die N-Tuples auch mit SusyView [34] aus den AODs erzeugt. Der wesentliche Unterschied von SusyView zu dem Standard-Algorithmus zum Erzeugen der AANTs liegt darin, dass bei SusyView bereits spezifische Ereignisfilter für die SUSY-Analyse enthalten sind und sich überdeckende Objekte entfernt werden (siehe Abschnitt 4.2.1). Diese haben jedoch keine negative Auswirkung auf die Analyse, da dort generell härtere Schnitte angewendet werden.
Zur Verarbeitung der CBNTs wird ein in Freiburg entwickeltes Framework benutzt, welches die Funktionalität von ROOT erweitert. In [35] findet sich die Dokumentation der Bibliothek.

6 In Zukunft sollen DPDs (engl. **D**erived **P**hysics **D**ata) verwendet werden, die innerhalb des Athena-Programmpaketes analysiert werden. Dieser Ansatz war jedoch im Zeitrahmen dieser Arbeit noch in der Entwicklungsphase.

KAPITEL 4

Inklusive SUSY-Suchen mit b-Jets in den Endzuständen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Suche nach SUSY mit b-Jets in den Endzuständen. Die Strategie der Analyse ist an die SUSY-CSC-Studie[1] [36] angelehnt, wobei einige Ergänzungen eingebracht werden, auf die im Folgenden eingegangen wird. Die Analyse, wie sie in diesem Kapitel vorgestellt wird, bildet auch die Grundlage für die beiden folgenden Kapitel 5 und 6.
Es werden die verwendeten Monte-Carlo-Datensätze (Abschnitt 4.1), die Definitionen der physikalischen Objekte (4.2), die Selektion der Ereignisse (4.3) und die Quellen für systematische Unsicherheiten (4.4) behandelt. In Abschnitt 4.5 werden die Ergebnisse vorgestellt.

4.1 Verwendete Monte-Carlo-Daten

In dieser Diplomarbeit werden Monte-Carlo-Daten, produziert mit Athena-Version 12.0.6 (V12) und 13.0.40 (V13), untersucht. Die CSC-Studie wurde vollständig mit V12 durchgeführt. Es wird daher auch hier zunächst V12 für die Suche nach SUSY mit b-Jets in den Endzuständen genutzt. In Kapitel 5 wird die Validierung von ATLFAST-II mit V13 durchgeführt und auch in Kapitel 6 wird ein Vergleich mit V13 angestellt, der sich in diesem Fall auf das Entdeckungspotential von SUSY bezieht.
Die Angaben zu Wirkungsquerschnitten und anderen numerischen Werten für die Monte-Carlo-Datensätze in diesem Kapitel sind der CSC-Studie entnommen. Insbesondere beziehen sich die Angaben über die Anzahl generierter Ereignisse auf V12. Pile-Up Effekte und Untergrundbeiträge durch Neutronen in der ATLAS-Kaverne wurden nicht berücksichtigt.

4.1.1 Signal

Im Parameterraum von mSUGRA wurden ATLAS-intern einige Punkte festgelegt, mithilfe derer verschiedene Suchstrategien erprobt und verglichen werden konnten. Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden die beiden Punkte SU3 und SU6 untersucht:

SU3
$m_0 = 100$ GeV$/c^2$, $m_{1/2} = 300$ GeV$/c^2$, $A_0 = -300$ GeV$/c^2$, $\tan\beta = 6$, $\mu > 0$

1 Die CSC-Studien (engl. **C**omputing **S**ystem **C**ommissioning) umfassen eine Reihe von Untersuchungen, die Auskunft über den Status des ATLAS-Experiments geben. Dazu gehören Berichte über die Leistungsfähigkeit der Detektorkomponenten und der Trigger-Systeme sowie physikalische Analysen.

SU6

$m_0 = 320$ GeV/c^2, $m_{1/2} = 375$ GeV/c^2, $A_0 = 0$, $\tan\beta = 50$, $\mu > 0$

Auf die physikalischen Eigenschaften der zwei Punkte wurde in Abschnitt 2.3.2 eingegangen. Aus den fünf SUSY-Parametern, die sich auf die GUT-Skala beziehen, lassen sich mit dem Monte-Carlo-Generator ISAJET 7.75 [37] das Massenspektrum der SUSY-Teilchen und die Verzweigungsverhältnisse bei beliebigen Energien berechnen. ISAJET basiert darauf, dass das Spektrum bei der GUT-Skala mithilfe der Renormierungsgruppengleichungen auf die elektroschwache Skala übertragen wird. Die Datensätze wurden, ausgehend von diesen Ergebnissen, mit dem Monte-Carlo-Generator HERWIG 6.510 [38, 39] in Verbindung mit JIMMY 4.3 [40] produziert. Mit HERWIG können allerdings nur die Produktionswirkungsquerschnitte niedrigster Ordnung berechnet werden. Ein weiteres Programm, PROSPINO 2.0.6 [41–43], ermöglicht die Berechnung des Wirkungsquerschnittes in führender (LO) als auch in nächstführender (NLO) Ordnung.
In Tabelle 4.1 sind die Wirkungsquerschnitte σ^{LO} und σ^{NLO} für SU3 und SU6 angegeben. Außerdem wird die CSC-Datensatz-Nummer, im Folgenden als CSC-ID bezeichnet, und die Anzahl generierter Ereignisse N angegeben. Die CSC-ID ist eine ATLAS-interne Kennziffer, die einem jeden physikalischen Prozess zugeschrieben wurde, für den Datensätze generiert wurden.

Signal	CSC-ID	σ^{LO} [pb]	σ^{NLO} [pb]	N
SU3	5403	18.59	27.68	497k
SU6	5404	4.48	6.07	30k

Tabelle 4.1: Signal-Datensätze: Wirkungsquerschnitte in führender σ^{LO} und nächstführender σ^{NLO} Ordnung sowie Anzahl produzierter Ereignisse N.

4.1.2 Untergrund

Die Signatur dieser Analyse beinhaltet eine Vielzahl von Jets, fehlende transversale Energie $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ und b-Jets. Wichtige Beiträge zum Untergrund werden im Folgenden vorgestellt.

Top-Paar-Produktion

Wie in den meisten SUSY-Analysen wird der Untergrund von $t\bar{t}$-Ereignissen dominiert. Die t-Quarks zerfallen zu fast 100% in b-Quarks und W-Bosonen ($t \rightarrow Wb$)[2]. Folglich finden sich in den Endzuständen fast immer zwei b-Jets. Weitere Jets können durch hadronische Zerfälle der W-Bosonen oder Anfangs- und Endbremsstrahlung entstehen. Durch Neutrinos aus schwachen Zerfällen der W-Bosonen entstehen ausreichend große $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$-Beiträge.
Der $t\bar{t}$-Untergrund wird unterteilt in Prozesse, in denen mindestens ein W-Boson leptonisch zerfällt und solche, in denen beide W-Bosonen hadronisch zerfallen. Der Gesamtwirkungsquerschnitt wurde in nächstführender Ordnung, einschließlich logarithmischer Korrekturen (NLL, *next-to-leading log*), berechnet [44]. Er beträgt $\sigma_{t\bar{t}}^{\mathrm{NLO}} = 833$ pb und weist ein Verzweigungsverhältnis von 54% für leptonische und 46% für hadronische Prozesse auf. Der relevante Beitrag ist der leptonische, da dieser aufgrund der Neutrinos einen signifikanten $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$-Wert trägt. Der hadronische Beitrag wird durch einen Schnitt auf $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ auf einen verschwindend geringen Anteil reduziert. In Tabelle 4.2 sind die CSC-ID, der Wirkungsquerschnitt und die Anzahl generierter Ereignisse für die beiden Prozesse zu sehen.

2 Für Zerfallsprozesse wird in diesem Kapitel eine verkürzte übersichtliche Schreibweise genutzt, die darauf verzichtet die Antiteilchen explizit als solche zu markieren.

Untergrund	CSC-ID	σ^{NLO} [pb]	N
$t\bar{t}$ leptonisch	5200	450	597k
$t\bar{t}$ hadronisch	5204	383	98k

Tabelle 4.2: $t\bar{t}$-Untergrund: Wirkungsquerschnitt nächstführender Ordnung σ^{NLO} und Anzahl generierter Ereignisse N.

Als Generator wurde MC@NLO 3.3 [45, 46] genutzt, der die QCD-Korrekturen nächstführender Ordnung vollständig berücksichtigt. Dadurch wird eine verbesserte Vorhersage des absoluten Wirkungsquerschnittes und eine gute Beschreibung von Endzuständen mit maximal einem zusätzlichen QCD-Jet erreicht. Schauerbildung und Fragmentation der QCD-Ereignisse wurden mit HERWIG simuliert.

QCD: Multi-Jet-Prozesse

Für Multi-Jet-Prozesse im QCD-Untergrund[3] sind Ereignisse mit ausreichend hohem $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ relativ unwahrscheinlich. Die Wirkungsquerschnitte sind jedoch so groß, dass sie dennoch in großer Zahl auftreten. Die fehlende Transversalenergie $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ wird zum einen durch Fehlrekonstruktionen vorgetäuscht und zum anderen führen schwache Zerfälle innerhalb der Jets, insbesondere schwerer b- und c-Hadronen, zu $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$-Beiträgen durch die Neutrinos.
Zur Simulation des QCD-Untergrundes der Multi-Jet-Prozesse wurde PYTHIA 6.403 [47] genutzt. Bei der Generation der Datensätze wurde der folgende Ereignis-Filter verwendet[4]: $p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_1) > 80$ GeV/c, $p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_2) > 40$ GeV/c und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV.
Um den effektiven Wirkungsquerschnitt σ_{eff} zu berechnen muss die Effizienz des Filters $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$ berücksichtigt werden ($\sigma_{eff} = \varepsilon_{\mathrm{EF}} \cdot \sigma$).
Die Wirkungsquerschnitte für QCD-Prozesse sind, wie bereits erwähnt, sehr groß und die Ereigniszahlen fallen exponentiell mit dem transversalen Streuimpuls p_{T} ab. Um eine ausreichend hohe Anzahl von Ereignissen in allen p_{T}-Bereichen (insbesondere auch Bereiche mit hohem p_{T}) zu generieren, wurde die Produktion in Bereiche mit unterschiedlichem p_{T} aufgeteilt. Diese Bereiche sind in Tabelle 4.3 zu sehen. Außerdem wird die CSC-ID, die Filter-Effizienz $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$, der effektive Wirkungsquerschnitt führender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}} = \varepsilon_{\mathrm{EF}} \cdot \sigma^{\mathrm{LO}}$, der sich aus dem von PYTHIA gelieferten Wirkungsquerschnitt σ^{LO} ergibt, und die Anzahl produzierter Ereignisse N angegeben. Für niedrige Streuimpulse p_{T} standen keine Datensätze ausreichender Statistik zur Verfügung. Die Beiträge sollten aufgrund der recht harten p_{T}-Schnitte gering sein. In der Tabelle ist zwar zu sehen, dass die Wirkungsquerschnitte zu niedrigeren p_{T}-Bereichen ansteigen, es werden jedoch einige Schnitte in der Analyse angewandt, die diesen Untergrund stark reduzieren sollten.
Auch ALPGEN (s.u.) wäre eine gute Wahl für die Generierung der Multi-Jet-Prozesse gewesen, da die Streuamplituden für je eine feste Anzahl von Partonen exakt berechnet werden. Eine ausreichend große Produktion für alle p_{T}-Bereiche mit allen möglichen Partonzahlen war jedoch aus praktischen Gründen nicht möglich. Die von ALPGEN generierten Jets tragen größere p_{T}-Werte als die von PYTHIA generierten Jets. Die neuen Versionen von PYTHIA sind jedoch so abgestimmt, dass die hohen p_{T}-Bereiche wesentlich besser beschrieben werden und mehr Jets aufweisen.

3 Im Folgenden werden die Multi-Jet-Prozesse im QCD-Untergrund teilweise vereinfachend als QCD-Untergrund bezeichnet.

4 Es wird davon ausgegangen, dass die Jets absteigend nach p_{T} sortiert sind ($p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_i) > p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_{i+1})$). Auf Generatorniveau werden die Jets durch einen Cone-Algorithmus mit $\Delta R = 0.4$ für alle wahren stabilen Teilchen ausser Myonen und Neutrinos identifiziert.

Bezeichnung	p_{T}-Bereich [GeV/c]	CSC-ID	$\varepsilon_{\mathrm{EF}}$ [%]	$\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ [pb]	N
J4	$140 < p_{\mathrm{T}} < 280$	8090	0.29	916.40	68k
J5	$280 < p_{\mathrm{T}} < 560$	8091	5.24	655.00	92k
J6	$560 < p_{\mathrm{T}} < 1120$	8092	19.60	67.42	32k
J7	$1120 < p_{\mathrm{T}} < 2240$	8093	100	5.30	3.5k
J8	$2240 < p_{\mathrm{T}}$	8094	100	0.0221	4.25k

Tabelle 4.3: Multi-Jet-Untergrund: Dieser Untergrund wurde in fünf p_{T}-Bereiche aufgeteilt. Für jeden Bereich ist die Filter-Effizienz $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$, der effektive Wirkungsquerschnitt $\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}} = \varepsilon_{\mathrm{EF}} \cdot \sigma^{\mathrm{LO}}$ und die Anzahl generierter Ereignisse N angegeben.

W+Jets und Z+Jets

Ereignisse mit Vektorbosonen und zusätzlichen Jets besitzen neben einer ausreichenden Anzahl von Jets auch Quellen für wahres $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ durch schwache Zerfälle mit Neutrinos. Für die Produktion von Ereignissen mit Vektor-Bosonen und zusätzlichen Jets wurde ALPGEN [48] genutzt. Dieser Generator berechnet die exakten Streuamplituden für harte hadronische Kollisionen in führender Ordnung. Auch hier wird HERWIG für die Simulation von Schauerbildung und Fragmentation genutzt.

Für unterschiedliche Anzahlen von Partonen p, die direkt beim Streuprozess generiert werden, wird jeweils ein Datensatz produziert. Weitere Jets entstehen bei der Simulation der Schauerbildung. Es kann daher passieren, dass die gleiche Konfiguration von Jets doppelt generiert wird: einmal durch n Partonen mit einem weiteren Jet durch Schauer und einmal durch n+1 Partonen. Um zu vermeiden, dass solche Konfigurationen doppelt gezählt werden, wird das sogenannte MLM-Matching [49] verwendet. Jedem Parton wird der zugehörige Jet zugeordnet. Ist keine Zuordnung für alle Partonen möglich, wird das Ereignis verworfen. Die Unterscheidung der zwei Arten von Jets, wie z.B. durch das MLM-Matching, ist wichtig für die korrekte Beschreibung der Jet-Multiplizität.

Für den W+Jets- und den Z+Jets-Untergrund wurde je eine Produktion für die unterschiedlichen leptonischen Zerfallsmöglichkeiten der Vektorbosonen ($W \to e\nu, \mu\nu, \tau\nu$), ($Z \to ee, \mu\mu, \tau\tau, \nu\nu$) durchgeführt. Auch hier wurde ein Ereignis-Filter auf Generatorebene eingebaut, da die Produktion von W- und Z-Bosonen einen hohen Wirkungsquerschnitt besitzt (siehe Abbildung 2.13). Es wird gefordert, dass die Ereignisse mindestens vier Jets mit einem transversalem Impuls $p_{\mathrm{T}} > 40$ GeV/c enthalten. Außerdem muss mindestens ein Jet $p_{\mathrm{T}} > 80$ GeV/c haben und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 80$ GeV betragen.

Die Simulation der Daten beinhaltet nur die führende Ordnung der Störungsreihe. Eine gute Approximation des Wirkungsquerschnittes in höherer Ordnung ist durch die Multiplikation mit einem sogenannten K-Faktor gegeben. Das Program FEWZ [50] wurde benutzt, um die Wirkungsschnitte in nächst-nächstführender Ordnung zu berechnen und daraus die K-Faktoren abzuleiten. Außerdem müssen die Effizienzen für das MLM-Matching ε_{MLM} und für den Ereignisfilter ε_{EF} berücksichtigt werden. In Tabelle 4.4 werden die Datensätze für W- und Z-Produktion mit Jets mit ihrer CSC-ID, $\varepsilon_{\mathrm{MLM}}$ und $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$, $\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$, der K-Faktor, $\sigma_{eff}^{\mathrm{NNLO}}$ und Datengröße N angegeben. Der jeweils letzte Datensatz mit höchster Partonzahl für einen Untergrund ist inklusiv, das heißt er beinhaltet auch Prozesse mit höheren Partonzahlen. Alle anderen Datensätze sind exklusiv und enthalten daher immer genau die angegebene Anzahl an Partonen. Nicht immer sind alle Datensätze mit kleinen Partonzahlen vorhanden. Sie sollten jedoch keinen signifikanten Beitrag für die Analyse liefern.

Untergrund		CSC-ID	$\varepsilon_{\mathrm{MLM}}$ [%]	$\varepsilon_{\mathrm{EF}}$ [%]	$\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ [pb]	K-Faktor	$\sigma_{eff}^{\mathrm{NNLO}}$ [pb]	N
$W \to e\nu$	2p	5223	54.3	0.2	0.67	1.15	0.77	0.75k
	3p	5224	43.1	6.5	3.39	1.15	3.90	15.75k
	4p	5225	34.9	20.3	2.02	1.15	2.32	9.90k
	5p	5226	34.3	28.5	0.60	1.15	0.69	2.95k
$W \to \mu\nu$	3p	8203	43.1	1.3	0.69	1.15	0.79	2.00k
	4p	8204	34.9	18.7	1.85	1.15	2.13	1.00k
	5p	8205	35.0	28.5	0.61	1.15	0.70	4.00k
$W \to \tau\nu$	2p	8208	54.2	0.2	0.53	1.15	0.61	2.75k
	3p	8209	42.8	5.4	2.84	1.15	3.27	1.75k
	4p	8210	35.3	26.7	2.68	1.15	3.08	14.00k
	5p	8211	34.7	38.4	0.81	1.15	0.94	4.70k
$Z \to ee$	1p	5161	67.6	0.3	0.32	1.27	0.41	1.50k
	2p	5162	54.1	10.7	3.27	1.27	4.15	6.00k
	3p	5163	42.0	36.7	2.17	1.27	2.76	21.85k
	4p	5164	34.8	48.2	0.55	1.27	0.70	6.00k
	5p	5165	35.2	56.2	0.14	1.27	0.18	2.00k
$Z \to \mu\mu$	3p	8109	42.1	3.2	0.19	1.27	0.24	2.00k
	4p	8110	34.3	37.1	0.42	1.27	0.53	2.20k
	5p	8111	35.2	54.2	0.13	1.27	0.17	1.75k
$Z \to \tau\tau$	2p	8114	53.2	0.6	0.17	1.27	0.22	3.75k
	3p	8115	42.2	5.4	0.32	1.27	0.41	7.00k
	4p	8116	34.6	14.5	0.16	1.27	0.20	4.00k
	5p	8117	34.4	20.2	0.05	1.27	0.06	1.00k
$Z \to \nu\nu$	3p	5124	42.1	2.5	0.84	1.27	1.07	11.50k
	4p	5125	34.2	38.2	2.41	1.27	3.06	26.00k
	5p	5126	34.2	55.2	0.75	1.27	0.95	11.50k

Tabelle 4.4: W+Jets- und Z+Jets-Untergrund: Datensätze für jeden Untergrund für verschiedene Partonzahlen. Es ist jeweils die Effizienz für das MLM-Matching $\varepsilon_{\mathrm{MLM}}$, die Filtereffizienz $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$, der effektive Wirkungsquerschnitt führender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}} = \varepsilon_{\mathrm{MLM}}\varepsilon_{\mathrm{EF}} \cdot \sigma^{\mathrm{LO}}$, der K-Faktor, der effektive Wirkungsquerschnitt nächst-nächstführender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{NNLO}} = K \cdot \sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ und die Anzahl generierter Ereignisse N angegeben.

$Wb\bar{b}$: Produktion von W-Bosonen mit b-Jets

Im $Wb\bar{b}$-Untergrund wird speziell die Produktion von W-Bosonen mit b-Jets betrachtet. Solche Ereignisse werden im W+Jets-Untergrund durch $g \to b\,b$ erzeugt. Da sie hier jedoch durch Partonschauer simuliert werden, wird der Transversalimpuls der b-Jets höchstwahrscheinlich unterschätzt. Um eine zuverlässige Simulation von W-Bosonen mit zusätzlichen b-Jets zu erhalten, wurde eine unabhängige Produktion der $Wb\bar{b}$-Prozesse mit ALPGEN und HERWIG durchgeführt. Damit werden Ereignisse mit b-Jets, die bereits in W+Jets-Untergrund enthalten sind, teilweise doppelt produziert. Diese Mehrfachzählung ist nur mit großem Aufwand zu vermeiden oder zu korrigieren und ist Gegenstand momentaner Bemühungen der ATLAS-Kollaboration. An dieser Stelle wird der vollständige, d.h. unkorrigierte, $Wb\bar{b}$-Untergrund berücksichtigt. Dadurch ist sicher gestellt, dass die Produktion von W-Bosonen mit b-Jets nicht unterschätzt wird. $Wb\bar{b}$ wird als eigenständiger Untergrund in Tabellen und Grafiken aufgeführt, sodass die Relevanz seines Beitrages gegenüber W+Jets und den anderen Untergründen betrachtet werden kann.
In Tabelle 4.5 sind die Datensätze für die $Wb\bar{b}$-Produktion mit 0 bis 3 Partonen aufgeführt. Es ist die CSC-ID, die MLM-Matching-Effizienz, der effektive Wirkungsquerschnitt führender

und nächstführender Ordnung, sowie der K-Faktor[5] und die Anzahl generierter Ereignisse zu sehen. In diesem Fall wurde kein Ereignisfilter angewendet.

Untergrund		CSC-ID	$\varepsilon_{\mathrm{MLM}}$ [%]	$\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ [pb]	K-Faktor	$\sigma_{eff}^{\mathrm{NLO}}$ [pb]	N
$Wb\bar{b}$	0p	6280	75.1	6.26	1.15	7.20	6.25k
	1p	6281	50.0	6.97	1.15	8.02	7.45k
	2p	6282	39.0	3.92	1.15	4.51	4.00k
	3p	6283	46.0	2.77	1.15	3.19	2.50k

Tabelle 4.5: $Wb\bar{b}$-Untergrund: Datensätze für verschiedene Partonzahlen. Es ist jeweils die Effizienz für das MLM-Matching $\varepsilon_{\mathrm{MLM}}$, der effektive Wirkungsquerschnitt führender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}} = \varepsilon_{\mathrm{MLM}} \cdot \sigma^{\mathrm{LO}}$, der K-Faktor[5], der effektive Wirkungsquerschnitt nächstführender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{NLO}} = K \cdot \sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ und die Anzahl generierter Ereignisse N angegeben.

Diboson-Prozesse

Die Diboson-Prozesse setzen sich aus WW, WZ und ZZ zusammen. Durch Neutrinos aus den schwachen leptonischen Zerfällen der W-Bosonen oder $Z \to \nu\nu$ ergeben sich Beiträge zu $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Durch hadronische Zerfälle können Jets entstehen, insbesondere liefert $Z \to bb$ zwei b-Jets. Weitere Jets kommen durch Strahlungskorrekturen im Anfangs- oder Endzustand zustande. Insgesamt spielt dieser Untergrund jedoch eher eine geringe Rolle.

Die Ereignisse wurden in führender Ordnung mit HERWIG generiert und lassen sich ebenfalls mit K-Faktoren auf die nächstführende Ordnung skalieren. Die K-Faktoren wurden von den mit MCFM [52] berechneten Wirkungsquerschnitten in nächstführender Ordnung abgeleitet. Desweiteren wurde ein Ereignisfilter benutzt, der einen lockeren Schnitt auf die Leptonen vollzieht, aber für diese Analyse ohne Bedeutung ist.

In Tabelle 4.6 wird die CSC-ID, die Filtereffizienz $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$, der K-Faktor, der effektive Wirkungsquerschnitt in führender und nächstführender Ordnung und die Anzahl generierter Ereignisse N angeben.

Untergrund	CSC-ID	$\varepsilon_{\mathrm{EF}}$ [%]	$\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ [pb]	K-Faktor	$\sigma_{eff}^{\mathrm{NLO}}$ [pb]	N
WW	5985	35	24.5	1.59	39.05	49k
WZ	5987	29	7.8	1.80	14.06	49k
ZZ	5986	19	2.1	1.35	2.83	67k

Tabelle 4.6: Diboson-Untergrund: Filtereffizienzen $\varepsilon_{\mathrm{EF}}$, effektiver Wirkungsquerschnitt führender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{LO}} = \varepsilon_{\mathrm{EF}} \cdot \sigma^{\mathrm{LO}}$, K-Faktor, effektiver Wirkungsquerschnitt nächstführender Ordnung $\sigma_{eff}^{\mathrm{NLO}} = K \cdot \sigma_{eff}^{\mathrm{LO}}$ und Anzahl generierter Ereignisse N.

Zusammenfassung

In Tabelle 4.7 werden die wichtigen Beiträge für den Standardmodell-Untergrund zusammengefasst. Für die verschiedenen Beiträge wurden unterschiedliche Monte-Carlo-Generatoren verwendet, um eine zuverlässige Aussage des Standardmodell-Untergrundes zu erhalten (siehe [53] für nähere Details). Die Generatoren sind ebenfalls in der Tabelle aufgeführt. Es sind außerdem die absoluten Wirkungsquerschnitte σ (ohne Ereignisfilter) und σ_{eff} (mit Ereig-

5 Bei Durchführung der Analyse waren die K-Faktoren für den $Wb\bar{b}$-Untergrund nicht verfügbar und es wurden die vom W+Jets-Untergrund verwendet, welche für NNLO gegeben waren. Aktuelle Abschätzungen für NLO [51] sollten in zukünftigen Aktualisierungen der Analyse berücksichtigt werden.

nisfilter) angegeben. Sie stellen hier jeweils die Summe aller beitragenden Prozesse dar. In beiden Fällen werden mögliche Effizienzen für das MLM-Matching (s.o.) berücksichtigt. Die Ordnung der Wirkungsquerschnitte ist unterschiedlich für die verschiedenen Untergründe und entspricht jeweils den Angaben von weiter oben (eine Zusammenfassung der Wirkungsquerschnitte und K-Faktoren findet sich in [51]). Für die Analyse werden die Wirkungsquerschnitte mit Ereignisfilter σ_{eff} verwendet. Generell sind die Ereignisfilter derart, dass sie nur solche Ereignisse aussortieren, die auch in der Analyse durch die Schnitte eliminiert würden und verfälschen die Analyse daher nicht.

Untergrund	CSC-ID	Generator	σ [pb]	σ_{eff} [pb]
$t\bar{t}$	5200 & 5204	MC@NLO	833	833.0
Multi-Jet	8090 - 8094	PYTHIA	$329 \cdot 10^3$	1644.1
W+Jets				
$W \to e\nu$	5223 - 5226	ALPGEN+HERWIG	388.9	7.7
$W \to \mu\nu$	8203 - 8206	ALPGEN+HERWIG	74.3	3.6
$W \to \tau\nu$	8208 - 8211	ALPGEN+HERWIG	387.8	7.9
Z+Jets				
$Z \to ee$	5161 - 5165	ALPGEN+HERWIG	195.9	8.2
$Z \to \mu\mu$	8109 - 8111	ALPGEN+HERWIG	9.3	0.9
$Z \to \tau\tau$	8114 - 8117	ALPGEN+HERWIG	47.4	0.9
$Z \to \nu\nu$	5124 - 5126	ALPGEN+HERWIG	52.4	5.1
$Wb\bar{b}$	6280 - 6283	ALPGEN+HERWIG	22.9	22.9
Diboson	5985 - 5987	HERWIG	175.0	55.9

Tabelle 4.7: Standardmodell-Untergrund: Zusammenfassung der beitragenden Prozesse, verwendete Generatoren und Wirkungsquerschnitte σ (ohne Ereignisfilter) und σ_{eff} (mit Ereignisfilter) (in beiden Fällen werden mögliche Effizienzen für das MLM-Matching berücksichtigt).

Diese Untergründe wurden auch in der CSC-Studie verwendet, mit der Ausnahme von $Wb\bar{b}$. $Wb\bar{b}$ und auch Z-Produktion mit b-Jets ($Zb\bar{b}$) könnten in dieser Analyse jedoch eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen. Allerdings stand $Zb\bar{b}$ bei Durchführung der Analyse nicht zur Verfügung. Sein Beitrag sollte jedoch im Vergleich zu $Wb\bar{b}$ von gleicher Größenordnung oder etwas geringer sein. Wie später zu sehen sein wird, spielt der $Wb\bar{b}$-, und somit auch der $Zb\bar{b}$-Beitrag, für diese Analyse keine signifikante Rolle.
Fast für alle Prozesse konnte ein Datensatz (in V12) produziert werden, der mindestens einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} entspricht. Für die Multi-Jet-Prozesse im niedrigen p_{T}-Bereich war dies jedoch nicht möglich. Weitere Ausnahmen bilden der hadronische $t\bar{t}$-Untergrund, die $Wb\bar{b}$- und einige der W+Jets-Untergründe. Für $Wb\bar{b}$ ist jedoch zu berücksichtigen, dass kein Generatorfilter wie für W+Jets angewendet wurde, so dass der effektive Wirkungsquerschnitt vergleichsweise höher ist.

4.2 Objekt-Definitionen

Wichtige Objekte für diese Analyse sind Jets und im Speziellen b-Jets. Leptonen spielen nur eine untergeordnete Rolle. Da fehlende Transversalenergie eine wichtige Größe für die SUSY-Analyse ist, wird hier auch auf ihre Definition und Rekonstruktion eingegangen.
Für die rekonstruierten Objekte wird jeweils ein p_{T}- und ein η-Schwellenwert gesetzt. Die p_{T}-Schwellenwerte stellen für SUSY-Ereignisse keine Einschränkung dar, da für diese ohnehin ein höherer Transversalimpuls erwartet wird. Die η-Schwellenwerte, gegeben durch $|\eta| = 2.5$, beziehen sich auf den Akzeptanzbereich des inneren Detektors.

Die Selektionskriterien für die verschiedenen Objekte sind wie folgt:

Jets

- $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c
- $|\eta| < 2.5$

Es wird der Cone-Tower-Algorithmus für die Rekonstruktion der Jets genutzt (siehe Abschnitt 3.3). Als Radius wird 0.4 gewählt[6]. Im Prinzip wäre eine Rekonstruktion bis $|\eta| < 5$ möglich. Da sich SUSY-Ereignisse eher in der zentralen Region des Detektors abspielen, muss der η-Bereich nicht vollständig ausgereizt werden und es genügt, den Bereich $|\eta| < 2.5$ zu betrachten.

b-Jets

- $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c
- $|\eta| < 2.5$

Für die Rekonstruktion von b-Jets wird der Standardalgorithmus für b-tagging bei ATLAS (IP3DSV1="COMB") verwendet, soweit nicht anders angegeben (siehe Abschnitt 3.3). Ein Jet wird als b-Jet bezeichnet, wenn sein *weight* größer als 6.75 ist. Dieser Schnitt ergibt eine Effizienz für die Rekonstruktion der b-Jets von circa 60% und die Unterdrückung von falsch rekonstruierten b-Jets liegt bei etwa 7 für c-Jets und 110 für leichte Jets (gemessen für $t\bar{t}$-Ereignisse)[7].

Für einige Untersuchungen spielen wahre b-Jets eine Rolle. Ein Jet wird als b-Jet gekennzeichnet, wenn ein b-Quark mit $p_{\mathrm{T}} > 5$ GeV/c nach den Bremsstrahlungsprozessen im Endzustand in einem Radius von $\Delta R = 0.3$ um die Jet-Achse gefunden wird. Diese Prozedur wird danach für c-Quarks und τ-Leptonen wiederholt, so dass sich auch eine Kennzeichnung von c-Jets und τ-Jets ergibt. Die restlichen Jets werden als Jets leichter Quarks gekennzeichnet[8].

Isolierte Leptonen

Isolierte Leptonen spielen bei der Definition einiger spezieller Variablen eine Rolle (siehe Abschnitt 4.2.2). Zu ihnen werden Elektronen und Myonen gezählt, nicht aber Tau-Leptonen. Die Selektion isolierter Leptonen findet in zwei Schritten statt. Die Elektronen und Myonen werden zunächst anhand folgender Kriterien selektiert:

- $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV/c
- $|\eta| < 2.5$

Elektronen: Für die Elektronrekonstruktion und Identifikation wird der Standardalgorithmus *eGamma* [54] verwendet. Dieser liefert drei unterschiedlich effiziente und reine Selektionsmöglichkeiten für die Elektronen. In dieser Analyse wird die mittlere (*medium*) Auswahl genutzt[9].

Es sollen nur isolierte Elektronen berücksichtigt werden. Dazu wird verlangt, dass die gesamte Energie im Kalorimeter in einem Radius von $\Delta R < 0.2$ um das Elektron kleiner ist als

6 Ein größerer Radius wäre wegen der hohen Jet-Multiplizität von SUSY-Ereignissen nicht gut geeignet.

7 Die Definitionen der Effizienz und Unterdrückung werden in Abschnitt 5.3 angegeben. Dort wird etwas detailierter auf Effizienz und Unterdrückung für V13 eingegangen.

8 Es kann dabei vorkommen, dass andere Objekte darunter fallen, beispielsweise Elektronen die als Jet rekonstruiert wurden.

9 Die Auswahl geschieht über die IsEM-Variable. Jeder Elektron-Kandidat durchläuft eine Reihe von Schnitten, die spezifisch für die Elektron-Rekonstruktion sind. Die IsEM-Variable besteht aus einem Satz von Bits die je nachdem, ob der Schnitt durchlaufen wurde oder nicht, gesetzt werden.

10 GeV. In V12 von ATHENA gab es einen Fehler bei der Berechnung der Isolationsenergie. Allerdings hatte dieser Fehler nur eine relevante Auswirkung auf Elektronen, die in der Übergangsregion vom zentralen und erweiterten Kalorimeter, $1.37 < |\eta| < 1.52$, rekonstruiert wurden. Ereignisse mit Elektronen in dieser Region werden daher nicht für die Analyse verwendet, sondern vorher herausgefiltert. In V13 wurde das Problem behoben. Dennoch werden auch hier diese Ereignisse verworfen, wenn nicht explizit anders angegeben, um die Ergebnisse besser mit V12 vergleichen zu können.

Myonen: Für die Rekonstruktion von Myonen werden zunächst die Spuren im Myon-Spektrometer analysiert. Diese Spuren werden dann mit den Spuren im inneren Detektor verglichen. Die Methode STACO, die hier genutzt wurde, basiert auf einer statistischen Kombination der Spurparameter (Details siehe [55]). Durch die Variable χ^2_{match} wird angegeben, wie gut die Spuren zueinander passen. Es wird $\chi^2_{\mathrm{match}} < 100$ gefordert. Passen mehrere der Spuren im inneren Detektor zu einer Spur im Myon-Spektrometer, so wird die Spur mit dem geringsten χ^2_{match} gewählt.
Auch für die Myonen wird als Isolationskriterium gewählt, dass maximal 10 GeV im Kalorimeter in einem Radius von $\Delta R = 0.2$ um das Myon gemessen wird. Im Gegensatz zu den Elektronen trat hier kein Fehler bei der Berechnung der isolierten Transversalenergie auf.

Für die so getroffene Selektion werden die sich überlappenden Objekte (siehe Abschnitt 4.2.1) entfernt. In einem zweiten Schritt wird der p_{T}-Schnitt der Leptonen von $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV/c auf $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c hochgesetzt, da solche Leptonen besser verstanden sind[10] und SUSY-Ereignisse sowieso zu höheren p_{T}-Bereichen tendieren. Diese gehen als isolierte Leptonen in die Analyse ein.

Fehlende Transversalenergie

Die fehlende Transversalenergie $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ wird aus individuell kalibrierten Energiebeiträgen der Kalorimeterzellen berechnet. Anschließend werden Korrekturen für Myonen und für Energieverluste im nichtaktiven Detektormaterial hinzugefügt.
Für die Analyse wird die sogenannte „verfeinerte“ (engl. refined) fehlende Transversalenergie genutzt, die auf einer verfeinerten Kalibrierung beruht: Die physikalischen Objekte (Elektronen, Jets, etc.) werden identifiziert und die Kalibrierung erfolgt abhängig von der Art des Objekts. Diese Kalibrierung ersetzt die ursprüngliche Kalibrierung der Kalorimeterzellen. Da Myonen höchstens einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter hinterlassen, muss ihr Beitrag gesondert aus Informationen des Spektrometers in Verbindung mit dem inneren Detektor berechnet werden.
Insgesamt ergeben sich die folgenden Beiträge zu $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$:

- unterschiedlich kalibrierte Beiträge für Elektronen, Jets, etc.
- Beiträge von Kalorimeterzellen in denen keine Objekte identifiziert wurden
- Beiträge für STACO-Myonen
- Korrektur für den Energieverlust im Kryostat

Die Energiebeiträge der einzelnen Objekte werden vektoriell addiert, so dass $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ genau genommen eine Vektorgröße in der Transversalebene ist. Im Folgenden wird $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, wenn nicht explizit anders angegeben, als skalare Größe verwendet.

10 Für Elektronen wird beim Übergang von $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV/c zu $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c die Effizienz um 15% erhöht und die Auflösung um 3% verbessert, während sich kaum eine Änderungen für die Reinheit ergibt [36]. Für die Myonen bewirkt der Übergang keine signifikante Änderung.

4.2.1 Entfernung sich überdeckender Objekte

Werden die Objekte nach den obigen Definitionen ausgewählt, so kann es vorkommen, dass ein und demselben Teilchen mehrere verschiedene Objekte zugeschrieben werden. Ein Elektron beispielsweise wird in der Regel auch als Jet registriert. Bei eher kleinen Abständen ($\Delta R < 0.2$) von Elektron und Jet ist davon auszugehen, dass das Elektron gleichzeitig als Jet identifiziert wurde. Bei größeren Abständen ($\Delta R < 0.4$) hingegen ist es wahrscheinlicher, dass das Elektron aus einem Zerfall innerhalb des Jets stammt. Myonen werden nicht als Jets registriert, aber es ist möglich, dass sie bei Zerfällen innerhalb der Jets entstehen.
Um eine Mehrfachzählung der Teilchen zu vermeiden, werden Objekte, die sich überschneiden, in folgender Reihenfolge entfernt:

1. entferne Jet, wenn sich ein Elektron innerhalb von $\Delta R < 0.2$ befindet
2. entferne Elektron, wenn sich ein Jet innerhalb von $\Delta R < 0.4$ befindet
3. entferne Myon, wenn sich ein Jet innerhalb von $\Delta R < 0.4$ befindet

Mit Jet sind hier alle Arten von Jets gemeint, also insbesondere auch b-Jets .

4.2.2 Definition spezieller Variablen

Im Rahmen der Analyse werden zwei spezielle Variablen genutzt, die an dieser Stelle definiert werden sollen:

Effektive Masse
Die effektive Masse M_{eff} ist als Summe aus fehlender Transversalenergie $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$, Transversalimpuls der ersten vier Jets und den Transversalimpulsen aller isolierten Leptonen definiert:

$$M_{\text{eff}} = E_{\text{T}}^{\text{miss}} \cdot \frac{1}{c^2} + \sum_{i=1}^{4} p_{\text{T}}(\text{Jet}_i) \cdot \frac{1}{c} + \sum_j p_{\text{T}}(\text{Lepton}_j) \cdot \frac{1}{c}$$

Diese Variable stellt eine wichtige Kenngröße für SUSY-Analysen dar. Fast ausschließlich wird die Verteilung von M_{eff} für Vergleiche von Signal und Untergrund betrachtet.
Außerdem ist das Maximum der Verteilung mit der Massen-Skala der SUSY-Teilchen korreliert. Auf eine mögliche Extraktion der Massenskala wird in dieser Analyse nicht eingegangen.

Transversale Sphärizität
Die transversale Sphärizität S_{T} wird aus dem 2×2 Sphärizitätstensor $S_{ij} = \sum_k p_i^k p_j^k$ berechnet. Die Summe läuft über die beitragenden Teilchen, in diesem Fall über alle Jets und isolierte Leptonen. Die p_i, $i = 1, 2$, beziehen sich auf die Impulsbeiträge in der transversalen Ebene. Mit den Eigenzuständen λ_1 und λ_2 von S_{ij} definiert sich die transversale Sphärizität wie folgt:

$$S_{\text{T}} = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$$

Der Wertebereich liegt zwischen 0 und 1, wobei ein sehr kleiner Wert auf geringe sphärische Symmetrie hinweist und zunehmende Werte auf sphärischere Zerfälle in der transversalen Ebene hinweisen.
Die Variable wird zur Selektion interessanter Ereignisse für die SUSY-Analyse verwendet. Da die SUSY-Teilchen recht hohe Massen haben, erfahren sie einen geringeren Lorentz-Boost. Bei Zerfällen über lange Zerfallsketten ergeben sich daher Ereignisse, die sphärisch gleichmäßiger verteilt sind.

4.3 Selektion der Ereignisse

In diesem Abschnitt werden die Schnitte für eine SUSY Analyse mit b-Jets eingeführt. Ziel der Schnitte ist es, das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessern. Die Schnitte wirken wie Filter, die möglichst viel Untergrund herausfiltern und möglichst durchlässig sind für Signal-Ereignisse.
Folgende Schnitte wurden, ausgehend von den in der CSC-Studie vorgeschlagenen, für die Selektion der Ereignisse gewählt:

1. mindestens 4 Jets mit $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c
2. $p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c
3. $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV
4. $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 0.2 \cdot M_{eff}$
5. $S_{\mathrm{T}} > 0.2$
6. mindestens 2 identifizierte b-Jets
7. $\Delta\phi(\mathrm{Jet}_{1..3}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.2$[11]

Nach diesen Schnitten ist die M_{eff}-Verteilung von Signal und Untergrund zu betrachten. Erst durch einen weiteren Schnitt auf M_{eff} ist im Normalfall ein signifikanter Signal-Überschuss zu sehen.
Nun sollen die einzelnen Schnitte näher erläutert werden, basierend auf der Argumentation in Abschnitt 2.3.2:

1. SUSY-Ereignisse zeichnen sich durch eine hohe Jet-Multiplizität mit hohen Transversalimpulsen aus. Daher werden vier Jets mit $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c gefordert.

2. Wie bereits erwähnt, haben einige der Jets in SUSY-Ereignissen hohen Transversalimpuls. Es wird daher gefordert, dass zumindest einer der Jets $p_{\mathrm{T}} > 100$ GeV/c aufweist.

3. Fehlende Transversalenergie ist eine der wichtigsten Signaturen von R-Paritätserhaltenden Modellen. Das LSP sollte in den hier betrachteten mSUGRA-Bereichen eine Masse von über 100 GeV/c^2 haben und es sollten mindestens zwei davon pro SUSY-Ereignis auftreten. Die Beiträge können sich zwar teilweise aufheben, es wird jedoch im Mittel ein recht großer Wert erwartet.
   Es wird ein zunächst recht niedriger Schnitt von $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV angewendet[12].

4. Die Größe M_{eff} enthält neben $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ auch einen großen Beitrag von den Transversalimpulsen der Jets für SUSY-Ereignisse bei der TeV-Skala. Es wird daher der Schnitt $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 0.2\ M_{eff}$ zur weiteren Untergrund-Reduktion, besonders für QCD-Ereignisse, angewandt.

11 Es handelt sich hierbei um den Winkel, der vom Richtungsvektor der Jets und dem Vektor $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ in der transversalen Ebene aufgespannt wird.

12 Dieser Schnitt entspricht dem Ereignisfilter von $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV für den QCD-Untergrund und kann daher zu einer leichten Unterschätzung der Multi-Jet-Prozesse führen. Dies ist jedoch ein sehr kleiner Effekt, der durch die anderen Schnitte weiter minimiert wird. In Kapitel 6.4 findet sich eine Untersuchung, die zeigt, dass der Effekt nach allen Schnitten keine Rolle spielt.

5. SUSY-Ereignisse sind räumlich mehr oder minder gleichmäßig verteilt. Das heißt, sie besitzen eine hohe transversale Sphärizität. Einige Untergrund-Kanäle haben eine geringere transversale Sphärizität und lassen sich durch den Schnitt $S_{\mathrm{T}} > 0.2$ herausfiltern.

6. Dies ist der charakteristische Schnitt für die b-Jet-Analyse. Es werden Ereignisse mit mindestens zwei b-Jets ausgewählt.

7. Vor allem in Multi-Jet-Ereignissen des QCD-Untergrundes ist die Richtung der Jets und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ korreliert, da $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ meist durch Fehlrekonstruktion vorgetäuscht wird. Außerdem können leptonische Zerfälle von b- oder c-Mesonen energetische Neutrinos in Richtung der Jets erzeugen. Ein Schnitt auf den Winkelabstand der Jets und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ in der transversalen Ebene ist daher wichtig um den Multi-Jet-Untergrund besser zu kontrollieren. Es wird gefordert, dass $\Delta\phi$ zwischen den drei ersten Jets und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ jeweils mindestens 0.2 beträgt. Die Auswirkung eines analogen Schnittes für den vierten Jet wird später in Abschnitt 6 untersucht. In der CSC-Studie für den Kanal mit b-Jets wurde kein Schnitt auf $\Delta\phi(\mathrm{Jet}_i, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$ angewendet. Um einen Vergleich mit der CSC-Studie zu gewährleisten, wird die Auswirkung von diesem Schnitt in manchen Teilen der Arbeit separat betrachtet oder sogar komplett weggelassen, wie z.B. in Kapitel 5.

Die ersten drei Schnitte stellen sicher, dass die unterschiedlichen Ereignisfilter auf Generatorebene, die bei der Produktion der Datensätze angewendet wurden (siehe Abschnitt 4.1), keine Verzerrung erwirken.
Die Verteilungen der relevanten Variablen sind in Kapitel 6.4 gezeigt. Die Qualität der Schnitte wird dort anhand ihrer Auswirkung auf das Entdeckungspotential überprüft. Dazu wird untersucht, ob die Schnitte wirklich optimal gewählt sind, allerdings wird dabei ein Parameterraum um den Punkt SU6 betrachtet.

4.3.1 Trigger

In [56] werden mögliche Trigger für eine instantane Luminosität von 10^{33} cm^{-2}s^{-1} ausführlich beschrieben. Besonders geeignet wäre der Trigger J70_XE70. Auf Level 1 wird auf Ereignisse mit einem Jet mit $p_{\mathrm{T}} > 60$ GeV/c und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 60$ GeV getriggert. Dabei ergibt sich eine Ereignisrate von 0.4 kHz. Ein Ereignisfilter verringert die Rate auf 20 Hz, wobei die Schwellenwerte auf $p_{\mathrm{T}} > 70$ GeV/c und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 70$ GeV erhöht werden. Die Triggereffizienz liegt bei über 99% für die Punkte SU3 und SU6. Daher sollten sich die Ergebnisse nicht durch Anwendung des Triggers verändern. Der Trigger wird zwar nicht explizit angewendet, ist aber implizit in den härteren Analyse-Schnitten enthalten.
Für die ersten Daten lässt sich möglicherweise keine zuverlässige Triggerung mit $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ durchführen, so dass auf einen anderen Trigger ausgewichen werden muss. Eine gute Alternative ist beispielsweise der Multi-Jet-Trigger.

4.4 Systematische Unsicherheiten

Für alle beteiligten Untergrundprozesse müssen systematische Unsicherheiten berücksichtigt werden. Zum einen werden allgemeine systematische Unsicherheiten für die Untergrund-Datensätze betrachtet. Zum anderen wird die Auswirkung der für diese Analyse spezifischen Unsicherheiten für die b-Jets untersucht.
Es ist generell nicht zu erwarten, dass die Monte-Carlo Generatoren eine ausreichend genaue Beschreibung des Standardmodell-Untergrundes liefern. Daher wurden in einigen Studien Strategien vorgeschlagen, um den Untergrund mithilfe von Messdaten abzuschätzen.

In [57] wird eine Reihe von Analysen vorgestellt, um die Unsicherheiten für den $t\bar{t}$, W+Jets und Z+Jets Untergrund aus den Messdaten für 1 fb^{-1} mit geeigneten Kontrolldatensätzen abzuschätzen. Die Kontrolldatensätze werden dabei so gewählt bzw. gefiltert, dass möglichst wenig SUSY-Signal zu erwarten ist. Für die unterschiedlichen Analysen treten verschiedene Quellen für systematische Unsicherheiten auf. Wichtige Beiträge resultieren aus Unsicherheiten bei der Kalibrierung des Detektors, die in die Jet-Energie-Skala und Auflösung eingehen. Je nach Art der Analyse spielen Effizienzen für die Rekonstruktion der Leptonen oder $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ eine Rolle. Des Weiteren wird die Abhängigkeit von den Monte-Carlo-Generatoren und ihrer Parameter untersucht, indem die Ergebnisse verschiedener Generatoren miteinander verglichen werden. Insgesamt ergeben sich systematische Unsicherheiten im Bereich von 10-22% (bezogen auf die Anzahl der Ereignisse).
In [58] werden Strategien vorgestellt, um den QCD-Untergrund mit Multi-Jet-Prozessen abzuschätzen. Es werden sowohl Methoden vorgestellt, die vollständig auf Monte-Carlo-Daten basieren als auch Methoden, die auf Messdaten basieren. Bei Abschätzung der systematischen Effekte aus den Monte-Carlo-Daten ergeben sich Unsicherheiten von circa 20%, die durch die Parton-Verteilungsfunktionen und die zugrundeliegenden Ereignis-Unsicherheiten zustande kommen. Weitere 30% kommen durch Unsicherheiten der Energieskala der Jets hinzu. Für die Abschätzung der Unsicherheiten aus Messdaten ergibt sich ein Wert, der, bezogen auf eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1}, unter 60% liegt [58]. Hierbei wird zusätzlich berücksichtigt, dass die QCD-Messdaten durch andere Prozesse kontaminiert sein könnten.

Insgesamt werden die systematischen Unsicherheiten für 1 fb^{-1} von der ATLAS-Kollaboration, ausgehend von den obigen Ergebnissen, wie folgt abgeschätzt:
- 50% für Multi-Jet Prozesse im QCD-Untergrund
- 20% für alle anderen Untergründe

Unsicherheiten für die *b*-Jets

In dieser Analyse werden b-Jets verwendet, wodurch eine weitere Quelle für systematische Unsicherheiten entsteht. Allein die Abschätzungen für den $t\bar{t}$-Untergrund von 20% beinhalten Effekte für die Effizienz beim b-tagging. Um die systematischen Unsicherheiten für die Rekonstruktion von b-Jets vollständig zu berücksichtigen, werden die Empfehlungen aus [59] befolgt. Dort werden die relativen Unsicherheiten für die Effizienz beim b-tagging mit 5% und für die Fehlrekonstruktion von b-Jets mit 50% abgeschätzt. Die beiden Unsicherheiten werden unabhängig voneinander berechnet und dann quadratisch aufsummiert. Für die Unsicherheit der Effizienz wird von einer symmetrischen Verteilung der Ereigniszahlen ausgegangen, womit gemeint ist, dass es keinen Unterschied macht, ob die Effizienz 5% nach oben oder 5% nach unten korrigiert wird. Bei der Unsicherheit für Fehlrekonstruktionen werden jedoch beide Möglichkeiten einer Fluktuation nach oben oder unten betrachtet. Es wird dann der größere der beiden Beiträge gewählt. Es ergibt sich damit die folgende Prozedur:

1. entferne 5% der rekonstruierten b-Jets, welche wahren b-Jets entsprechen, um die Unsicherheit der b-tagging Effizienz abzuschätzen

2. a) entferne 50% der fehlrekonstruierten b-Jets
   b) erhöhe die Anzahl fehlrekonstruierter b-Jets um 50%
   → wähle den größeren Beitrag aus a) und b), um die Unsicherheit für die Fehlrekonstruktion von b-Jets abzuschätzen

3. addiere die zwei Unsicherheiten quadratisch

Die Unsicherheiten für den $t\bar{t}$-Untergrund werden mit dieser Methode sehr wahrscheinlich überschätzt, da sie bereits teilweise in der oben erwähnten systematischen Unsicherheit von 20% enthalten sind.

4.5 Ergebnisse

Die in Abschnitt 4.1 aufgezählten Datensätze sollen nun anhand der in Abschnitt 4.3 diskutierten Schnitte analysiert werden. Alle Ergebnisse sind derart normiert, dass sie einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} entsprechen.
In Tabelle 4.8 ist die Anzahl der erwarteten Ereignisse nach den verschiedenen Schnitten für den Standardmodell-Untergrund zu sehen und in Tabelle 4.9 für die Signalpunkte SU3 und SU6 und den gesamten aufsummierten Standardmodell-Untergrund. Es werden die statistischen Unsicherheiten angegeben, die sich anhand der verfügbaren Monte-Carlo-Statistik ergeben. Unterhalb der Ereigniszahlen ist jeweils die relative Schnitteffizienz ($\frac{\text{Anzahl nach Schnitt n}}{\text{Anzahl nach Schnitt n-1}}$) aufgeführt. Die ersten drei Schnitte sind zusammengefasst, da erst nach dem dritten Schnitt Unterschiede durch verschiedene Generator-Filter ausgeglichen werden. Des Weiteren ist in Abbildung 4.1 eine graphische Darstellung der Ergebnisse zu sehen.

Schnitt	$t\bar{t}$	QCD	W+Jets	Z+Jets	$Wb\bar{b}$	Diboson
	$833 \cdot 10^3$	$329 \cdot 10^6$	$851 \cdot 10^3$	$305 \cdot 10^3$	$23 \cdot 10^3$	$175 \cdot 10^3$
1-3	12861 ± 123 1.54%	29661 ± 543 0.01%	4067 ± 53 0.48%	1627 ± 13 0.71%	121 ± 12 0.53%	23 ± 3 0.01%
4	8280 ± 94 64.4%	6736 ± 288 22.7%	2307 ± 41 56.7%	1040 ± 10 63.9%	71 ± 9 58.8%	14 ± 3 62.2%
5	6115 ± 81 73.9%	4247 ± 233 63.1%	1601 ± 34 69.4%	729 ± 9 70.1%	53 ± 8 74.1%	9 ± 2 62.0%
6	2173 ± 48 35.5%	748 ± 99 17.6%	23 ± 4 1.4%	9 ± 1 1.2%	11 ± 4 21.1%	2 ± 1 17.1%
7	1941 ± 45 89.3%	225 ± 54 30.1%	22 ± 4 93.5%	8 ± 1 90.8%	10 ± 3 88.6%	2 ± 1 100%

Tabelle 4.8: Anzahl der erwarteten Ereignisse für die relevanten Untergründe mit statistischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-Daten und relative Schnitteffizienz bezüglich der Ereignisse vor dem jeweiligen Schnitt. Die erste Zeile gibt die Ereigniszahlen an, die sich anhand des Produktionswirkungsquerschnittes ohne Ereignisfilter ergeben[13].

Der Großteil der Untergrundes läßt sich durch die ersten drei Schnitte reduzieren. Der Schnitt auf zwei b-Jets hat vor allem eine starke Auswirkung auf den W+Jets und den Z+Jets Untergrund. Es bleiben hauptsächlich $t\bar{t}$ Ereignisse, die auch nach dem letzen Schnitt den Untergrund dominieren. Außerdem hat der Schnitt auf die b-Jets eine stärkere Auswirkung auf den Signalpunkt SU3 als auf SU6, in Einklang mit den theoretischen Überlegungen in Abschnitt 2.3.2. Dabei sollte nicht vergessen werden, dass der Wirkungsquerschnitt für SU3 mehr als viermal so groß ist wie für SU6. Durch den letzten Schnitt ließ sich tatsächlich ein großer Beitrag des QCD-Untergrundes reduzieren, während kaum eine Auswirkung bei den anderen Untergründen oder bei den Signalpunkten zu sehen ist, was die Implementierung des Schnittes rechtfertigt.

13 Es wurden jeweils nur die in der Analyse berücksichtigten Datensätze aufsummiert (siehe Tabelle 4.7). Für den QCD-Untergrund fehlen beispielsweise die Ereignisse bei niedrigen p_{T}-Bereichen.

Schnitt	SU3	SU6	SM
	27681	6070	$331 \cdot 10^6$
1-3	9601 ± 23 34.68%	2546 ± 23 41.95%	48359 ± 559 0.01%
4	7458 ± 20 77.7%	2020 ± 20 79.3%	18447 ± 306 38.1%
5	5569 ± 18 74.7%	1454 ± 17 72.0%	12754 ± 249 69.1%
6	1097 ± 8 19.7%	499 ± 10 34.3%	2966 ± 110 23.3%
7	1030 ± 8 93.9%	471 ± 10 94.4%	2207 ± 71 74.4%

Tabelle 4.9: Anzahl erwarteter Ereignisse für Signal und Gesamt-SM-Untergrund mit statistischen Unsicherheiten der Monte-Carlo-Daten und relative Schnitteffizienz bezüglich der Ereignisse vor dem jeweiligen Schnitt. Die erste Zeile gibt die Ereigniszahlen an, die sich anhand des Produktionswirkungsquerschnittes ohne Ereignisfilter ergeben.

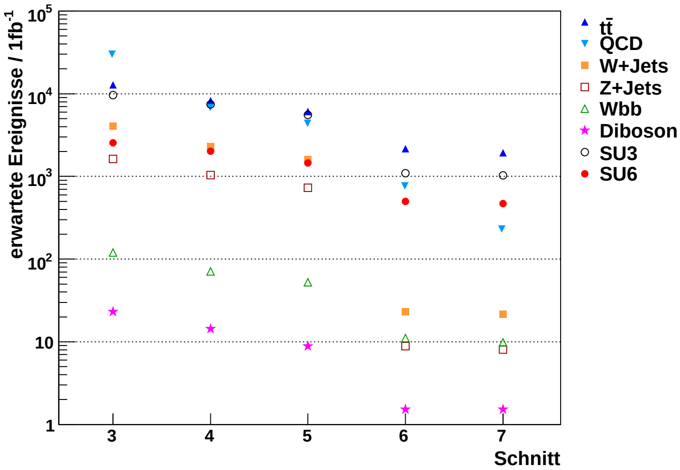


Abbildung 4.1: Auswirkung der Schnitte auf Untergrund und Signal.

Durch die Schnitte sollte das Verhältnis der M_{eff}-Beiträge von Signal und Untergrund verbessert werden. Die M_{eff}-Verteilung nach dem dritten Schnitt ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Nach Schnitt 6 und 7 ergeben sich die in Abbildung 4.3 dargestellten M_{eff}-Verteilungen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die auf den dritten Schnitt folgenden Schnitte einen Signalüberschuss in Bereichen großer M_{eff}-Werte bewirken.

In den Tabellen 4.8 und 4.9 und Abbildungen 4.2 und 4.3 wurden nur die statistischen Unsicherheiten angegeben. In Tabelle 4.10 werden die Unsicherheiten, die sich seperat für Effizienz und Unterdrückung beim b-tagging nach dem letzen Schnitt ergeben, für den Untergrund aufgeführt. Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten (statistische, systematische ohne b-tagging, systematische für das b-tagging) nach dem letzten Schnitt für den Untergrund ist in Tabelle 4.11 zu sehen. Generell ist ersichtlich, dass die Unsicherheiten bereits für 1 fb^{-1} durch systematische Effekte dominiert werden. Vor allem für die frühen Daten müssen systematische Unsicherheiten für das b-tagging gesondert berücksichtigt werden. Insgesamt

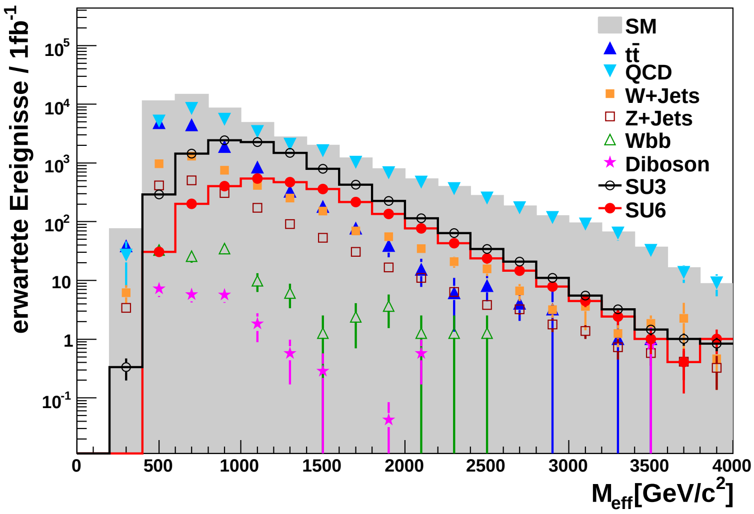


Abbildung 4.2: M_{eff}-Verteilung nach den ersten drei Schnitten.

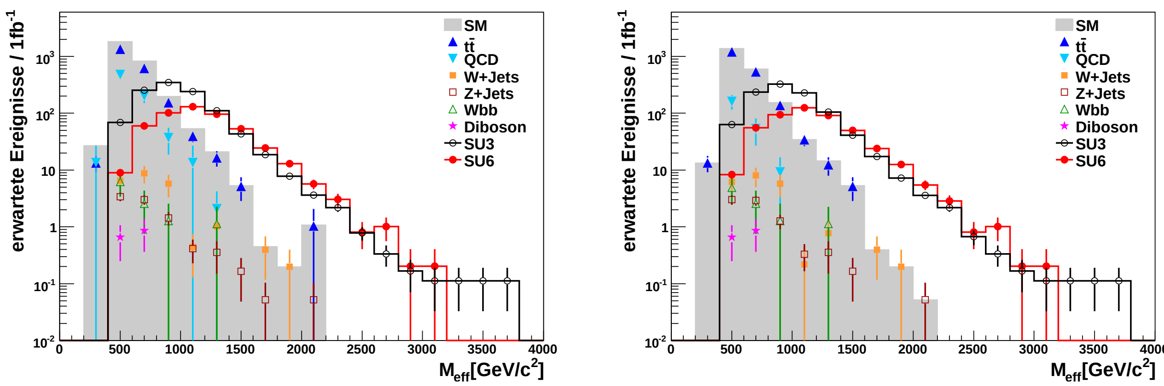


Abbildung 4.3: M_{eff}-Verteilung nach Schnitt 6 (links) und Schnitt 7 (rechts).

b-Jets:	wahre	fehlrekonstruierte Up	Down	gesamt
$t\bar{t}$	166.8	111.2	130.8	211.9
Multi-Jet	22.5	13.5	7.2	26.3
W+Jets	3.7	5.0	6.9	7.8
Z+Jets	0.8	2.8	2.4	2.9
$Wb\bar{b}$	0.9	0.7	< 0.1	1.1
Diboson	0.1	0.1	< 0.1	0.2
SM	194.2	132.4	147.2	243.7

Tabelle 4.10: Unsicherheiten für die Effizienz wahrer und die Unterdrückung fehlrekonstruierter b-Jets nach dem letzen Schnitt. Für die Unterdrückung wird wohl die Fluktuation nach oben (Up), als auch die Fluktuation nach unten (Down) betrachtet. Die gesamte Unsicherheit ergibt sich aus der quadratischen Addition der Werte für die Effizienz und Unterdrückung (es wird der größere der beiden Beiträge aus Up und Down berücksichtigt).

machen diese zwar einen bedeutenden Teil der systematischen Unsicherheiten aus, sie werden jedoch für die dominanten Untergründe von den anderen systematischen Unsicherheiten übertroffen und machen nur für W+Jets und Z+Jets den größten Anteil aus.

	Ereignisse	(stat)	(sys)	(b-sys)
$t\bar{t}$	1941.0 ±	45.0 ±	388.2 ±	211.9
Multi-Jet	225.0 ±	54.5 ±	112.5 ±	26.3
W+Jets	21.6 ±	4.5 ±	4.3 ±	7.8
Z+Jets	8.1 ±	0.9 ±	1.6 ±	2.9
$Wb\bar{b}$	9.9 ±	3.5 ±	2.0 ±	1.1
Diboson	1.5 ±	0.7 ±	0.3 ±	0.2
SM	2207.0 ±	70.9 ±	404.2 ±	243.7

Tabelle 4.11: Anzahl der Ereignisse nach dem letzen Schnitt mit statistischen und systematischen Unsicherheiten.

In Tabelle 4.12 wird der Prozentsatz der Ereignisse mit wahren b-Jets nach dem Schnitt auf zwei b-Jets angegeben. Die erste Spalte gibt den Prozentsatz von Ereignissen mit mindestens einem wahren b-Jet an und die zweite den Prozentsatz mit mindestens zwei wahren b-Jets. Für den W+Jets- und den Z+Jets-Untergrund ist der Anteil von Ereignissen mit wahren b-Jets deutlich niedriger als für die anderen Untergründe oder die Signalpunkte. Er ist jedoch nicht zu vernachlässigen und lässt sich auf die Aufspaltung eines Gluons in Quarks, das sogenannte *gluon-splitting*, zurückführen, was wahrscheinlich auch zu dem hohen Prozentsatz für die Multi-Jet-Prozesse beiträgt. Wie erwartet ist der Prozentsatz wahrer b-Jets für SU6 etwas höher als für SU3.
Wie bereits erwähnt, konnten Pile-Up Effekte nicht berücksichtigt werden. Da in dieser Analyse viele Jets mit hohem p_{T} gefordert wurden, wird erwartet, dass dies hier keine große Rolle spielt.

	1 b-Jet [%]	2 b-Jets [%]
$t\bar{t}$	≈ 100	95.2
Multi-Jet	96.4	88.2
W+Jets	60.5	46.5
Z+Jets	69.7	47.2
$Wb\bar{b}$	> 94.3 (95% C.L.)	> 94.3 (95% C.L.)
Diboson	> 90.2 (95% C.L.)	> 90.2 (95% C.L.)
SU3	96.5	89.7
SU6	99.1	93.6

Tabelle 4.12: Prozentsatz von Ereignissen mit mindestens einem oder mindestens zwei wahren b-Jets nach dem Schnitt auf zwei b-Jets (Schnitt 6). Für den $Wb\bar{b}$- und Diboson-Untergrund wird aufgrund der geringen Statistik das 95%-Konfidenzintervall (95% C.L.) angegeben.

KAPITEL 5

Vergleiche der vollen Simulation mit ATLFAST-II

Für Athena-Version 13 wurde eine umfassende Validierung der schnellen Simulation ATLFAST-II (AF-II) durchgeführt [60]. Für einige Untergrund- und Signalkanäle von allgemeinen Interesse wurden Datensätze, ausgehend von der vollen Simulation (Fullsim) mit Athena 12.0.6, für die Detektorversion 13.0.40.3 mit AF-II rekonstruiert. Darunter sind der leptonische $t\bar{t}$-Untergrund (CSC-ID 5200) und der Signalpunkt SU3, auf die in diesem Kapitel eingegangen wird. Auch für die volle Simulation wurden Datensätze mit V13 mit einer vergleichbaren Detektorversion 13.0.30.4 rekonstruiert, so dass ein Vergleich von AF-II mit diesen Daten durchgeführt werden kann. Für eine andere Version der Detektorrekonstruktion, insbesondere V12, wäre generell keine ausreichende Übereinstimmung zu erwarten.
Die im vorherigen Kapitel vorgestellte Analyse wurde genutzt, um zur Validierung von AF-II beizutragen. In Abschnitt 5.1 wird zunächst der verwendete Rahmen von AF-II näher beschrieben. Die Ergebnisse des Vergleichs werden in diesem Kapitel in Abschnitt 5.2 zusammengefasst. Etwas detailierter wird in Abschnitt 5.3 auf die Effizienz und Unterdrückung beim b-tagging und in Abschnitt 5.4 auf die Effizienz und Auflösung für die Rekonstruktion von Jets eingegangen.

5.1 Verwendete Monte-Carlo-Daten für ATLFAST-II

Für die volle Simulation wurden die Ereignisse mit Version 12.0.6 simuliert und mit Version 13.0.30.4 rekonstruiert. Für die schnelle Simulation wurden die gleichen simulierten Daten aus Version 12.0.6 verwendet, wobei die Kalorimetersimulation durch die schnelle Kalorimetersimulation ersetzt wurde (siehe Abschnitt 3.4). Die Informationen des inneren Detektors und der Myonen stammen aus der vollen Simulation und sollten dementsprechend keinen Unterschied aufweisen. Die Rekonstruktion der AF-II Daten wurde mit Version 13.0.40.3 durchgeführt.
Um die Übereinstimmung von AF-II mit Fullsim zu verbessern wurden Korrekturen erarbeitet, mit denen die rekonstruierten AF-II Ereignisse nachträglich modifiziert werden konnten. Sie beinhalten Korrekturen für Elektronen und für Taus, die jedoch für diese Analyse ohne Bedeutung sind. Für die Elektronen werden Effizienz-Korrekturen in Abhängigkeit von p_{T} und η und Korrekturen für die Energieauflösung angewendet. Auch diese Korrekturen sollten nur eine minimale Auswirkung auf die Analyse haben, da Elektronen keine wichtige Rolle spielen. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse für die Analyse je einmal mit und einmal ohne diese Korrekturen gezeigt.
Der Vergleich findet daher zwischen der vollen Simulation (Fullsim), ATLFAST-II ohne Korrekturen (AF-II) und ATLFAST-II mit Korrekturen (AF-II korr.) statt. In Tabelle 5.1 wird

	Fullsim	AF-II	AF-II korr.
$t\bar{t}$ (5200)	566k	95k	479k
SU3	49k	40k	40k

Tabelle 5.1: Anzahl der produzierten Ereignisse für die volle Simulation und ATLFAST-II mit und ohne Korrekturen für $t\bar{t}$ und SU3.

die Anzahl der produzierten Ereignisse für die drei Möglichkeiten angegeben. Für $t\bar{t}$ gibt es mehr als fünfmal so viele Ereignisse für Fullsim als für AF-II[1]. Mit der korrigierten AF-II Version wurde eine annähernd mit Fullsim vergleichbare Datenmenge produziert. Für SU3 sind die Datenmengen jeweils von ähnlicher Größenordnung.

5.2 Ergebnisse für die Analyse mit *b*-Jets

Ein erster Vergleich zwischen Fullsim und AF-II soll durch einen Vergleich der erwarteten Ereigniszahlen nach den in Abschnitt 4.3 eingeführten Schnitten erfolgen. Der letzte Schnitt auf $\Delta\phi(\mathrm{Jet}_i,E_\mathrm{T}^\mathrm{miss})$ wird weggelassen, da er nicht in der standardmäßigen b-Jet-Analyse der CSC-Studie verwendet wurde. Stattdessen werden verschiedene Schnitte auf M_eff hinzugefügt, um einen Überblick zu bekommen wie groß der Unterschied schlussendlich wäre. Außerdem wird darauf verzichtet, die Ereignisse mit Elektronen in der in V12 problematischen Region $1.37 < |\eta| < 1.52$ herauszufiltern, da hier ein Vergleich innerhalb von V13 durchgeführt wird. Alle Ergebnisse sind so normiert, dass sie einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} entsprechen.

Die Anzahl von Ereignissen nach den verschiedenen Analyseschnitten ist in Tabelle 5.2 für SU3 und in Tabelle 5.4 für $t\bar{t}$ zu sehen. In jeder Tabelle wird nach Fullsim, AF-II und korrigierter Version von AF-II unterschieden. Es werden auch für die ersten Schnitte Ergebnisse gezeigt, da die Auswirkung möglicher Generatorfilter für den Vergleich desselben Datentyps keine Rolle spielt. Um die Auswirkung der einzelnen Schnitte individuell vergleichen zu können, wird die relative Schnitteffizienz $\left(\frac{\text{Anzahl nach Schnitt n}}{\text{Anzahl nach Schnitt n-1}}\right)$ in Tabelle 5.3 für SU3 und in 5.5 für $t\bar{t}$ gezeigt.
Generell ist eine recht gute Übereinstimmung von AF-II und Fullsim zu sehen, auf kleinere Differenzen soll nun eingegangen werden. Sowohl für SU3 als auch für $t\bar{t}$ liegen die Ereigniszahlen – und dementsprechend auch die Schnitteffizienzen – bereits nach dem ersten Schnitt für AF-II etwas höher als für Fullsim. Während bei SU3 kein wesentlicher Unterschied zwischen der unkorrigierten und der korrigierten Version von AF-II zu sehen ist, liegt die korrigierte Version für $t\bar{t}$ innerhalb der Monte-Carlo-Statistik mehr als eine Standardabweichung oberhalb der unkorrigierten Version[2]. Dieses Verhalten ist von genereller Natur. Nach allen Schnitten stimmen AF-II und AF-II korrigiert für SU3 gut überein, aber für $t\bar{t}$ sind größere Differenzen zu erkennen. Die Korrekturen betreffen direkt nur die Elektronen, welche eine geringe Rolle bei der Berechnung von M_eff und S_T spielen. Außerdem wirken sie sich durch die Entfernung sich überdeckender Objekte auf die Ereigniszahlen aus. Scheinbar ist die Auswirkung dieser Effekte stärker für den $t\bar{t}$-Untergrund als für SU3. Ein weiterer Effekt ist, dass

1 Auch für die unkorrigierte Version wurden circa 500k Ereignisse produziert. Diese waren jedoch bei der Durchführung der Analyse nicht zugänglich.
2 Systematische Unsicherheiten der Jet-Energie-Skala und Rekonstruktionseffizienz sind vermutlich jedoch deutlich größer als diese Unterschiede, siehe auch Abschnitt 5.4.

SU3: erwartete Ereignisse			
Schnitt	**Fullsim**	**AF-II**	**AF-II korr.**
	27680 ± 125	27680 ± 138	27680 ± 138
4 Jets, $p_\mathrm{T} > 50$ GeV/c	10709 ± 78	10797 ± 86	10803 ± 86
$p_\mathrm{T}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c	10648 ± 77	10736 ± 86	10742 ± 86
$E_\mathrm{T}^\mathrm{miss} > 100$ GeV	9665 ± 74	9749 ± 82	9755 ± 82
$M_\mathrm{eff} > 0.2 E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2$	7508 ± 65	7511 ± 72	7515 ± 72
$S_\mathrm{T} > 0.2$	5616 ± 56	5629 ± 62	5633 ± 62
2 b-Jets	1056 ± 24	1024 ± 27	1026 ± 27
$M_\mathrm{eff} > 600$ GeV/c^2	985 ± 24	956 ± 26	958 ± 26
$M_\mathrm{eff} > 800$ GeV/c^2	704 ± 20	706 ± 22	706 ± 22
$M_\mathrm{eff} > 1000$ GeV/c^2	388 ± 15	390 ± 16	392 ± 16

Tabelle 5.2: Anzahl erwarteter Ereignisse für den Signalpunkt SU3 für Fullsim, AF-II und AF-II korrigiert mit statistischen Unsicherheiten.

SU3: Schnitteffizienzen			
	Fullsim	**AF-II**	**AF-II korr.**
Schnitt	[%]	[%]	[%]
4 Jets, $p_\mathrm{T} > 50$ GeV/c	38.69 ± 0.22	39.01 ± 0.24	39.03 ± 0.24
$p_\mathrm{T}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c	99.43 ± 0.05	99.44 ± 0.06	99.44 ± 0.06
$E_\mathrm{T}^\mathrm{miss} > 100$ GeV	90.77 ± 0.21	90.81 ± 0.23	90.81 ± 0.23
$M_\mathrm{eff} > 0.2 E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2$	77.68 ± 0.32	77.04 ± 0.35	77.03 ± 0.35
$S_\mathrm{T} > 0.2$	74.81 ± 0.38	74.94 ± 0.42	74.96 ± 0.42
2 b-Jets	18.80 ± 0.39	18.20 ± 0.43	18.21 ± 0.43
$M_\mathrm{eff} > 600$ GeV/c^2	93.29 ± 0.58	93.38 ± 0.65	93.39 ± 0.65
$M_\mathrm{eff} > 800$ GeV/c^2	71.48 ± 1.08	73.81 ± 1.18	73.70 ± 1.18
$M_\mathrm{eff} > 1000$ GeV/c^2	55.15 ± 1.41	55.29 ± 1.56	55.49 ± 1.56

Tabelle 5.3: Relative Schnitteffizienzen für den Signalpunkt SU3 für Fullsim, AF-II und AF-II korrigiert mit statistischen Unsicherheiten.

$t\bar{t}$ (5200): erwartete Ereignisse			
Schnitt	**Fullsim**	**AF-II**	**AF-II korr.**
	450000 ± 817	450000 ± 1990	450000 ± 888
4 Jets, $p_\mathrm{T} > 50$ GeV/c	55824 ± 293	56621 ± 719	57818 ± 324
$p_\mathrm{T}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c	45807 ± 267	46219 ± 655	47617 ± 295
$E_\mathrm{T}^\mathrm{miss} > 100$ GeV	12506 ± 141	13276 ± 350	13457 ± 158
$M_\mathrm{eff} > 0.2 E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2$	8209 ± 112	8620 ± 276	8973 ± 126
$S_\mathrm{T} > 0.2$	6096 ± 97	6321 ± 238	6644 ± 109
2 b-Jets	2171 ± 57	2337 ± 140	2264 ± 63
$M_\mathrm{eff} > 600$ GeV/c^2	836 ± 36	839 ± 82	855 ± 40
$M_\mathrm{eff} > 800$ GeV/c^2	218 ± 18	213 ± 40	223 ± 20
$M_\mathrm{eff} > 1000$ GeV/c^2	69 ± 10	71 ± 21	59 ± 11

Tabelle 5.4: Anzahl erwarteter Ereignisse für den $t\bar{t}$-Untergrund für Fullsim, AF-II und AF-II korrigiert mit statistischen Unsicherheiten.

$t\bar{t}$ (5200): Schnitteffizienzen			
Schnitt	**Fullsim** [%]	**AF-II** [%]	**AF-II korr.** [%]
4 Jets, $p_\mathrm{T} > 50$ GeV/c	12.41 ± 0.05	12.58 ± 0.13	12.85 ± 0.06
$p_\mathrm{T}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c	82.06 ± 0.17	81.63 ± 0.41	82.36 ± 0.18
$E_\mathrm{T}^\mathrm{miss} > 100$ GeV	27.30 ± 0.22	28.72 ± 0.53	28.26 ± 0.23
$M_\mathrm{eff} > 0.2E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2$	65.65 ± 0.44	64.93 ± 1.05	66.68 ± 0.46
$S_\mathrm{T} > 0.2$	74.26 ± 0.50	73.33 ± 1.21	74.04 ± 0.52
2 b-Jets	35.61 ± 0.64	36.98 ± 1.54	34.07 ± 0.66
$M_\mathrm{eff} >$ 600 GeV/c^2	38.50 ± 1.09	35.91 ± 2.52	37.76 ± 1.15
$M_\mathrm{eff} >$ 800 GeV/c^2	26.10 ± 1.58	25.38 ± 3.82	26.13 ± 1.70
$M_\mathrm{eff} >$ 1000 GeV/c^2	31.84 ± 3.29	33.33 ± 8.21	26.44 ± 3.34

Tabelle 5.5: Relative Schnitteffizienzen für den $t\bar{t}$-Untergrund für Fullsim, AF-II und AF-II korrigiert mit statistischen Unsicherheiten.

für den Signalpunkt SU3 für beide AF-II Datensätze genau die gleichen Ereignisse verwendet wurden, aber für $t\bar{t}$ die Ereigniszahlen für die korrigierte Version fast ein fünffaches der unkorrigierten betragen.

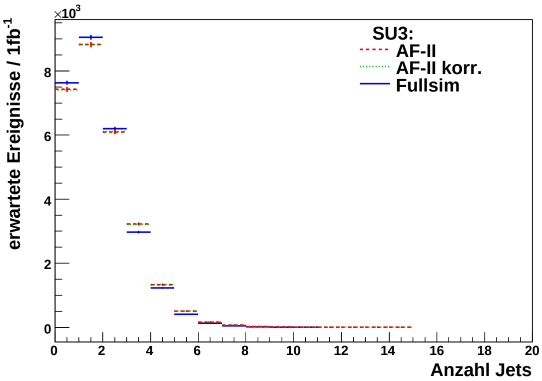
Für SU3 ist nach Schnitt 4 ($M_\mathrm{eff} > 0.2E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2$) und Schnitt 6 (2 b-Jets) ein umgekehrtes Verhalten der Schnitteffizienzen zum ersten Schnitt zu erkennen. Damit liegen die Ereigniszahlen von AF-II nach dem letzen Schnitt (Schnitt 6) etwas unterhalb von Fullsim. Die anderen Schnitte zwischendrin zeigen keine wesentlichen Unterschiede zwischen AF-II und Fullsim auf. Die zusätzlichen M_eff-Schnitte heben den Anteil von AF-II Ereignissen wieder etwas an, so dass sich besonders nach den zwei härteren M_eff-Schnitten eine sehr gute Übereinstimmung für die erwarteten Ereignisse mit Fullsim gibt.

Für $t\bar{t}$ sind generell stärkere Unterschiede zwischen allen drei Datensätzen zu erkennen. Die statistischen Unsicherheiten sind aufgrund der geringeren zur Verfügung stehenden Datenmenge für AF-II unkorrigiert deutlich höher als für die anderen zwei Datensätze. Ohne eine weitere Untersuchung erscheint es schwer, anhand der Tabellen sichere Aussagen über das Verhalten von AF-II zu machen. Für Schnitt 4 ($M_\mathrm{eff} > 0.2E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2$) und 6 (2 b-Jets) und die zusätzlichen M_eff-Schnitte zeigen die zwei AF-II Versionen unterschiedliche Tendenzen gegenüber Fullsim. Schnitt 3 ($E_\mathrm{T}^\mathrm{miss} > 100$ GeV) wirkt sich etwas schwächer auf AF-II aus und für Schnitt 2 ($p_\mathrm{T}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c) und 5 ($S_\mathrm{T} > 0.2$) sind keine wesentlichen Unterschiede zu Fullsim zu erkennen.

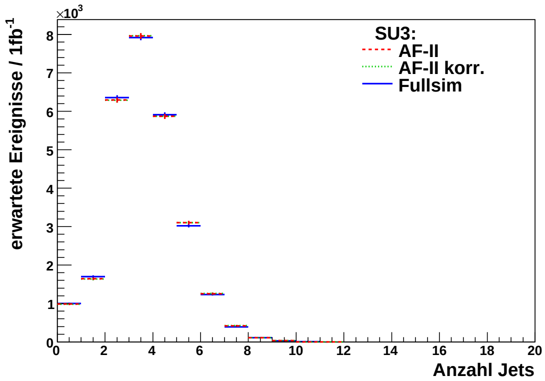
Um die Unterschiede zwischen AF-II und Fullsim näher zu untersuchen werden im Folgenden Verteilungen für relevante Variablen betrachtet.

Jets

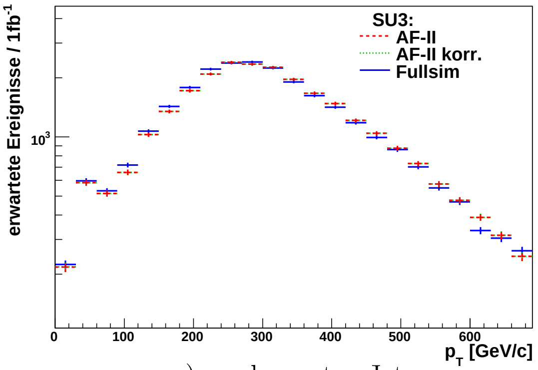
Die Anzahl der Jets wird einmal für Jets mit 20 GeV/$c < p_\mathrm{T} <$ 50 GeV/c und einmal für Jets mit 50 GeV/$c < p_\mathrm{T}$ gezeigt. Außerdem werden die p_T-Verteilungen für den ersten und den vierten Jet präsentiert. Alle Verteilungen wurden vor dem ersten Analyse-Schnitt erzeugt. SU3 ist in Abbildung 5.1 und $t\bar{t}$ in 5.2 zu sehen. Die Anzahl von Jets ist bei SU3 und $t\bar{t}$ für AF-II zu höheren Jet-Multiplizitäten hin verschoben. Dies ist besonders stark ausgeprägt für Jets mit niedrigem p_T. In der Analyse wird auf vier Jets mit $p_\mathrm{T} > 50$ GeV/c geschnitten. In diesem p_T-Bereich sind nur kleine Unterschiede für die Jet-Multiplizitäten zu beobachten. Bei $t\bar{t}$ ist die Verschiebung für die korrigierte Version von AF-II etwas ausgeprägter. Dies kann zumindest teilweise durch die Korrektur für die Elektronen aufgrund der Entfernung sich überdeckender Objekte zustande gekommen sein.



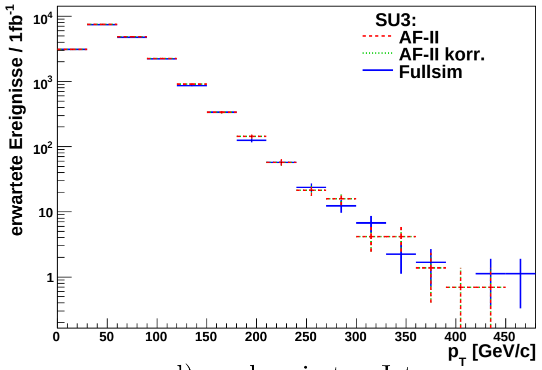
a) Jet-Multiplizität für 20 GeV$/c$ $< p_{\mathrm{T}} <$ 50 GeV$/c$



b) Jet-Multiplizität für $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV$/c$



c) p_{T} des ersten Jets



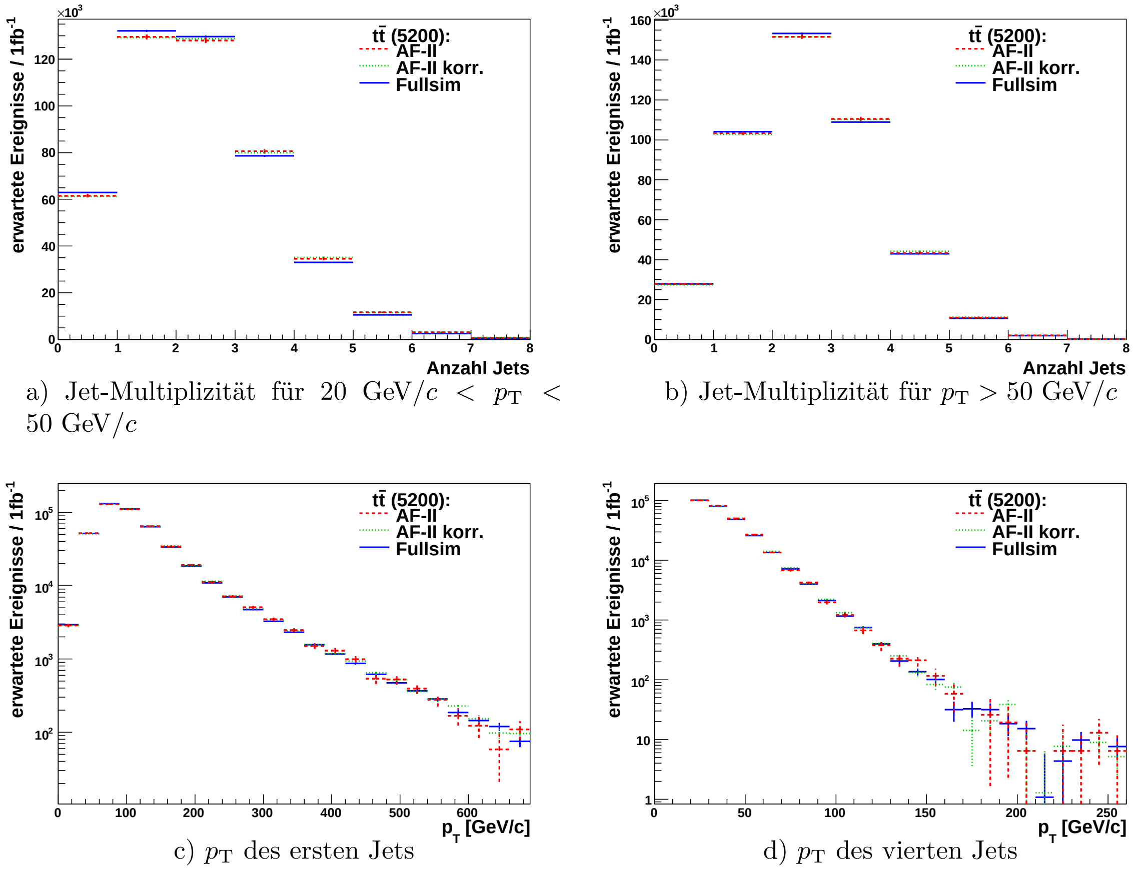
d) p_{T} des vierten Jets

Abbildung 5.1: Anzahl und p_{T} der Jets für SU3. In a) und b) ist die Anzahl von Jets mit 20 GeV$/c$ $< p_{\mathrm{T}} <$ 50 GeV$/c$ bzw. $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV$/c$ und in c) und d) der Transversalimpuls des ersten bzw. vierten Jets zu sehen.

Auch die Transversalimpulse der Jets sind für AF-II zu höheren p_{T}-Werten verschoben. Eine detailliertere Untersuchung der Effizienzen und der p_{T}-Auflösung der Jets wird separat in Abschnitt 5.4 durchgeführt.
Generell können für die Jets mit AF-II kleine Unterschiede festgestellt werden mit denen sich die Unterschiede der Ereigniszahlen nach dem ersten Schnitt erklären lassen.

Leptonen

Leptonen spielen eine eher kleine Rolle bei der Berechnung von M_{eff} und S_{T}. Der Transversalimpuls des jeweils energiereichsten Elektrons bzw. Myons wird Abbildung 5.3 für SU3 und 5.4 für $t\bar{t}$ gezeigt. Auch diese Verteilungen wurden vor dem ersten Analyse-Schnitt erzeugt. Vor allem bei $t\bar{t}$ ist für die niederenergetischen Elektronen ein Überschuss mit dem unkorrigierten AF-II zu sehen. Durch die Korrekturen wird dieses Verhalten verbessert, aber es scheint zu einer leichten Überkorrektur für sehr niedrige Energien geführt zu haben.
Auch für die Myonen gibt es, zumindest bei $t\bar{t}$ deutlich zu erkennen, einen Überschuss in AF-II im Bereich niedriger p_{T}-Werte. Dieser Überschuss ließ sich reduzieren, sobald die Entfernung der sich mit Jets überdeckenden Myonen ausgelassen wurde. In Abbildung 5.5 und 5.6 wird der Abstand ΔR zwischen Myon und dem nächsten Jet gezeigt. Gerade für $t\bar{t}$ ist ein klarer Unterschied für $\Delta R(\mu,\mathrm{Jet}) < 0.4$ zu sehen. Der Abstand von Myon und Jet erscheint generell kleiner in der vollen Simulation. Da für diesen Bereich Myonen entfernt werden, wenn sie sich



a) Jet-Multiplizität für 20 GeV/c < p_{T} < 50 GeV/c

b) Jet-Multiplizität für $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c

c) p_{T} des ersten Jets

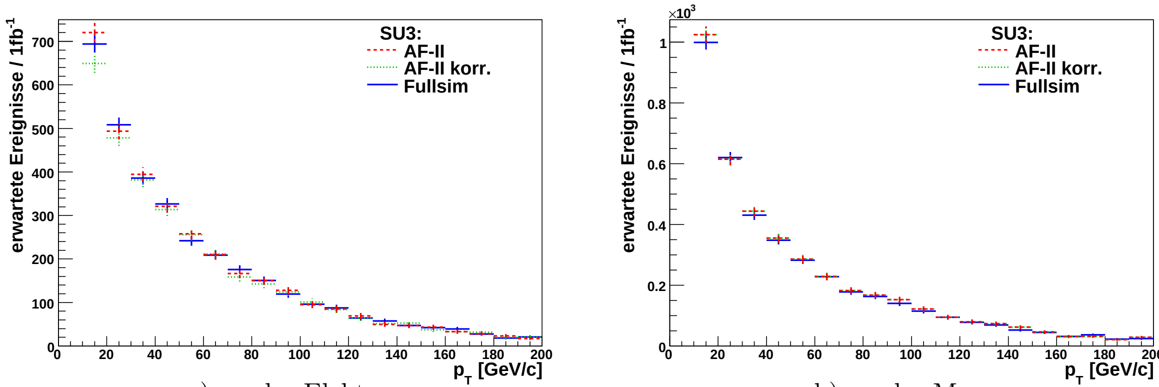
d) p_{T} des vierten Jets

Abbildung 5.2: Anzahl und p_{T} der Jets für $t\bar{t}$. In a) und b) ist die Anzahl von Jets mit 20 GeV/c < p_{T} < 50 GeV/c bzw. $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c und in c) und d) der Transversalimpuls des ersten, bzw. vierten Jets zu sehen.

überschneiden, werden in der vollen Simulation mehr Myonen entfernt als für AF-II. Daher rührt der beobachtete Überschuss von Myonen. Die Ursache für dieses Problem liegt vermutlich darin, dass der Energieverlust der Myonen im Kalorimeter von AF-II nicht berücksichtigt wird. Die Kalorimeterinformation und damit auch die Information über den Energieverlust der Myonen wird für AF-II verworfen. Die Energie, die das Myon beim Durchqueren des Kalorimeters verliert (≈ 3 GeV) wird dabei nicht mehr berücksichtigt und geht verloren. Dieser Energiebeitrag kann jedoch für eine leichte Verschiebung der Richtung eines naheliegenden Jets in Richtung des Myons sorgen, indem er zum Jet hinzuaddiert wird und damit erklären, warum in Fullsim generell ein kleinerer Abstand zwischen Myon und Jet zu beobachten ist. In der neueren Version 13.0.40.5 wird die Situation verbessert, indem die Myonen die volle Simulation des Kalorimeters durchlaufen und ihr Energiebeitrag im Kalorimeter damit berücksichtigt wird. Alle anderen Teilchen werden vor dem Kalorimeter gestoppt.

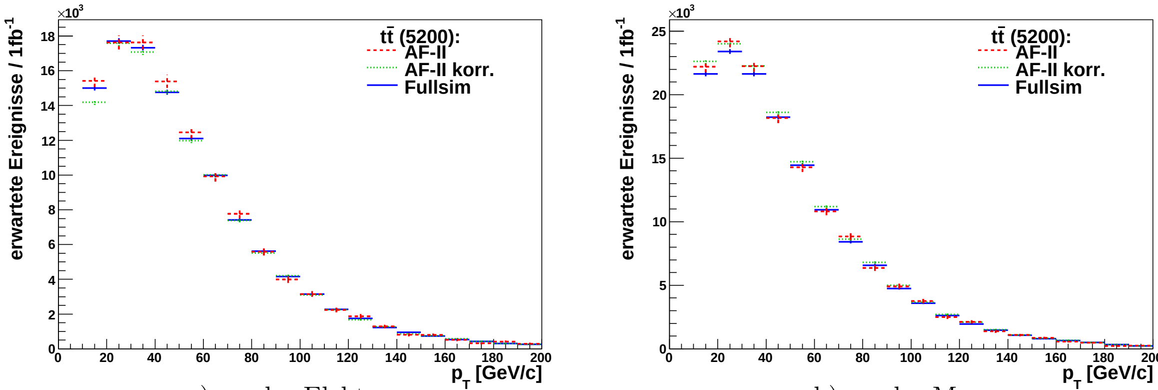
Fehlende Transversalenergie

Die fehlende Transversalenergie ist eine der fundamentalen Größen für SUSY. In Abbildung 5.7 und 5.8 ist die Verteilung für SU3 bzw. $t\bar{t}$ zu sehen. Es wird die Verteilung gezeigt wie sie vor Schnitt 3 ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV) vorliegt. Es ist eine gute Übereinstimmung für sowohl SU3 als auch $t\bar{t}$ zu sehen. Außerdem erscheint die korrigierte AF-II Version für $t\bar{t}$ ein klein wenig besser als die unkorrigierte Version. Dies liegt schätzungsweise an der unterschiedlichen Anzahl von Ereignissen, da keine direkten Korrekturen auf $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ angewendet wurden.



a) p_T des Elektrons b) p_T des Myons

Abbildung 5.3: Transversalimpuls des Elektrons a) und des Myons b) mit jeweils größtem p_T für SU3.



a) p_T des Elektrons b) p_T des Myons

Abbildung 5.4: Transversalimpuls des Elektrons a) und des Myons b) mit jeweils größtem p_T für $t\bar{t}$.

Transversale Sphärizität

In Schnitt 5 ($S_T > 0.2$) wird auf die transversale Sphärizität geschnitten. Die Verteilung von S_T vor diesem Schnitt ist in Abbildung 5.9 für SU3 und 5.10 für $t\bar{t}$ wiedergegeben. Für SU3 stimmen Fullsim und AF-II gut überein. Für $t\bar{t}$ sind recht große statistische Schwankungen zu sehen, besonders für die unkorrigierte Version von AF-II. AF-II korrigiert liegt generell über Fullsim, was dadurch zu erklären ist, dass insgesamt mehr Ereignisse für AF-II vor Schnitt 5 ($S_T > 0.2$) vorliegen (siehe Tabelle 5.4).

b-Jets

Die b-Jet-Multiplizität vor dem ersten und vor dem letzten Schnitt (2 b-Jets) als auch die p_T-Verteilungen des ersten und zweiten b-Jets danach sind in Abbildung 5.11 für SU3 und 5.12 für $t\bar{t}$ zu sehen. Vor dem ersten Schnitt ist kaum ein Unterschied zwischen voller und schneller Simulation zu erkennen. Vor dem sechsten Schnitt sind größere Unterschiede zu sehen. Allerdings sind diese Unterschiede eine Überlagerung aller vorangegangenen Effekte. Analoges gilt für die p_T-Verteilungen. Da die b-Jets in dieser Analyse von besonderer Bedeutung sind, wird in Abschnitt 5.3 auf fundamentalere Größen wie die b-tagging-Effizienzen eingegangen.

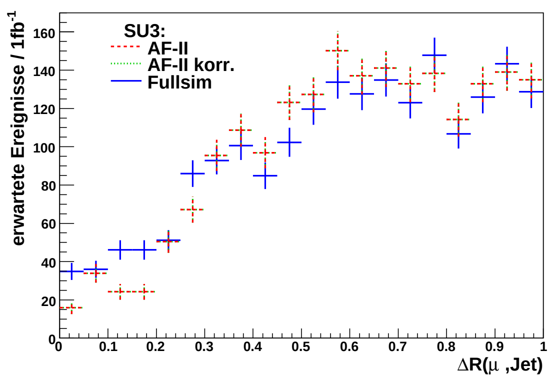


Abbildung 5.5: Abstand zwischen Myon und dem nächsten Jet für SU3.

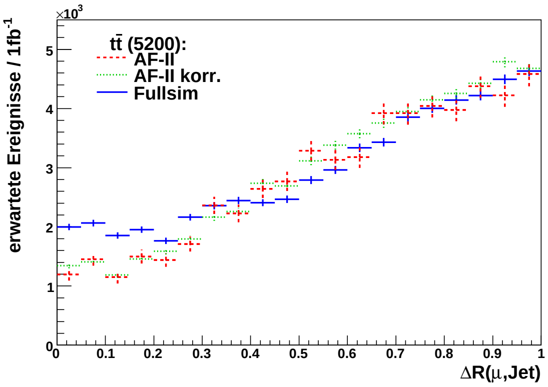


Abbildung 5.6: Abstand zwischen Myon und dem nächsten Jet für $t\bar{t}$.

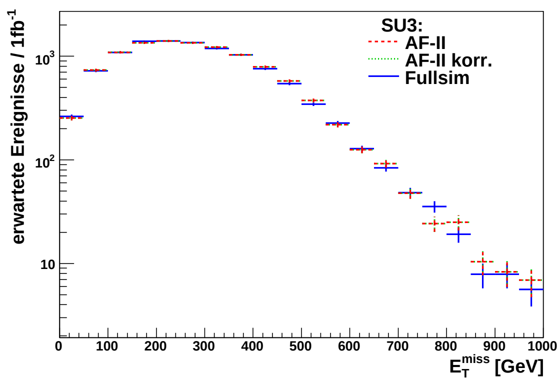


Abbildung 5.7: fehlende Transversalenergie für SU3.

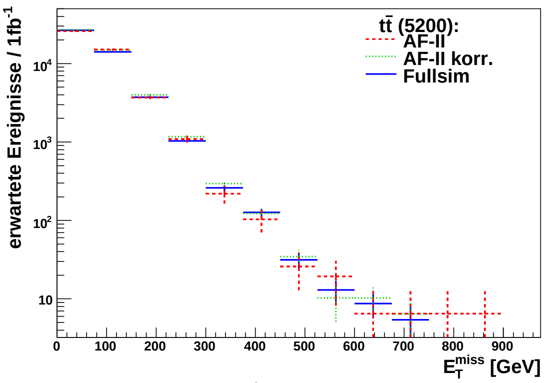


Abbildung 5.8: fehlende Transversalenergie für $t\bar{t}$.

Effektive Masse

Nach den Analyseschnitten ist die M_{eff}-Verteilung zu betrachten. Diese ist in Abbildung 5.13 für SU3 und in 5.14 für $t\bar{t}$ zu sehen. Um einen Einblick in die Evolution der Verteilung zu erhalten, wird neben der Verteilung nach dem letzten Schnitt (2 b-Jets) auch die Verteilung nach Schnitt 2 ($p_{\text{T}}(\text{Jet}_1) > 100$ GeV$/c$) gezeigt.
Da sich M_{eff} aus $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ und den Transversalimpulsen der vier ersten Jets und der Leptonen zusammensetzt, haben alle zuvor gezeigten Differenzen dieser Variablen einen Einfluss auf die M_{eff}-Verteilung. Nach Schnitt 2 ist eine Verschiebung zu höheren Werten für AF-II zu erkennen, was aus den Differenzen für die Jet-Verteilungen resultiert. Nach dem letzten Schnitt überlagern sich viele Effekte, aber dennoch ist eine recht gute Übereinstimmung von Fullsim und AF-II zu sehen. Generell kann die Übereinstimmung von AF-II und Fullsim für $t\bar{t}$ durch die Korrekturen leicht verbessert werden. Für SU3 ist jedoch kaum ein Unterschied zu erkennen.

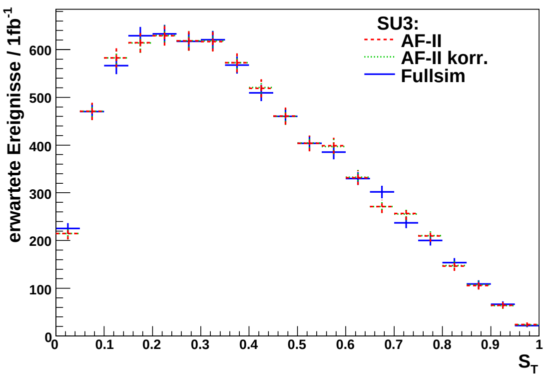


Abbildung 5.9: transversale Sphärizität für SU3.

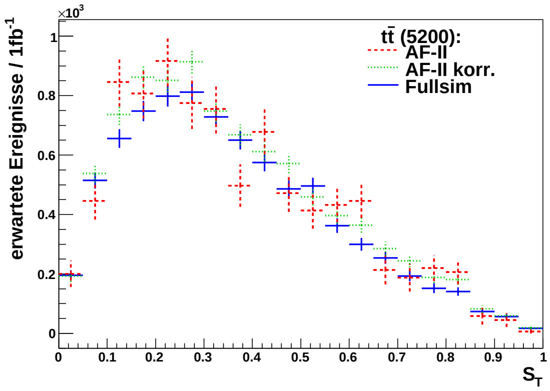
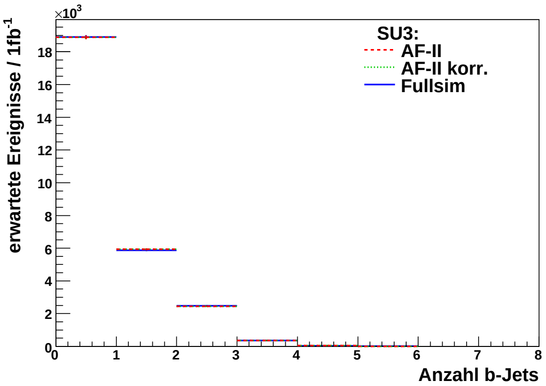
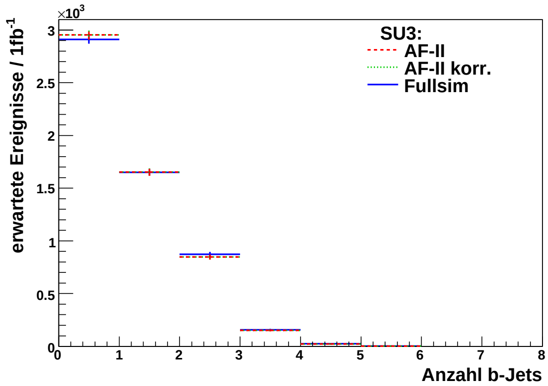


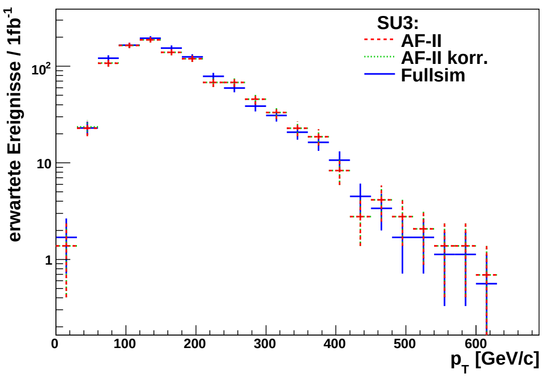
Abbildung 5.10: transversale Sphärizität für $t\bar{t}$.



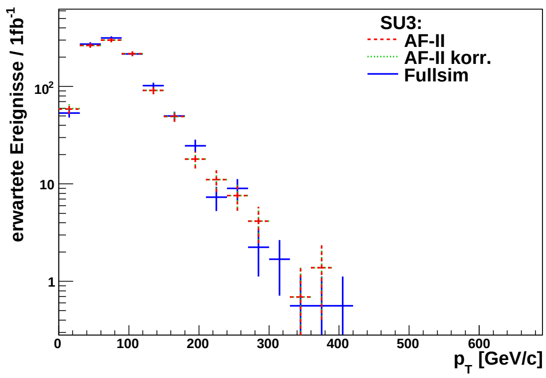
a) b-Jet-Multiplizität vor Schnitt 1



b) b-Jet-Multiplizität vor Schnitt 6

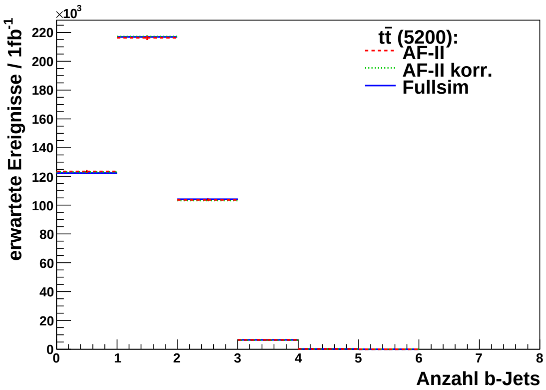


c) Transversalimpuls von b-Jet$_1$

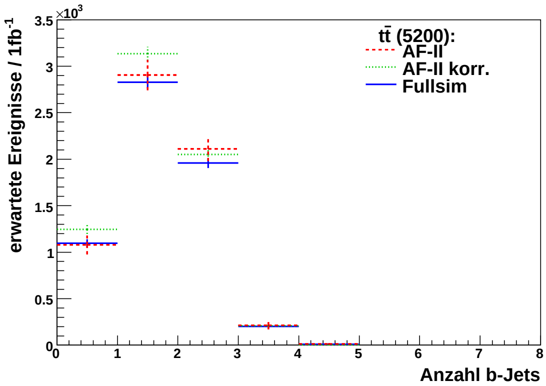


d) Transversalimpuls von b-Jet$_2$

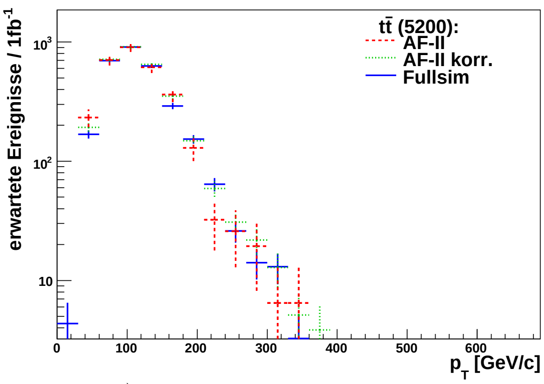
Abbildung 5.11: b-Jets in SU3: Multiplizität in a) und b) vor Schnitt 1 bzw. 6 und Transversalimpulse in c) und d) für den ersten bzw. zweiten b-Jet nach Schnitt 6.



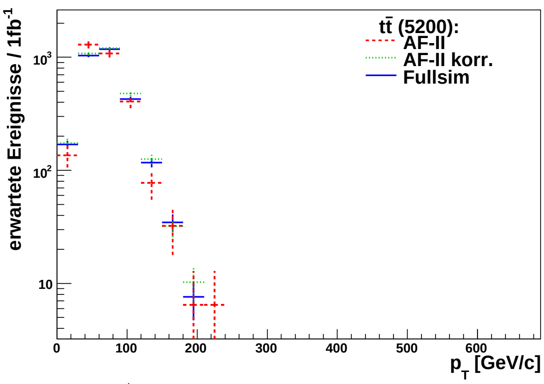
a) b-Jet-Multiplizität vor Schnitt 1



b) b-Jet-Multiplizität vor Schnitt 6

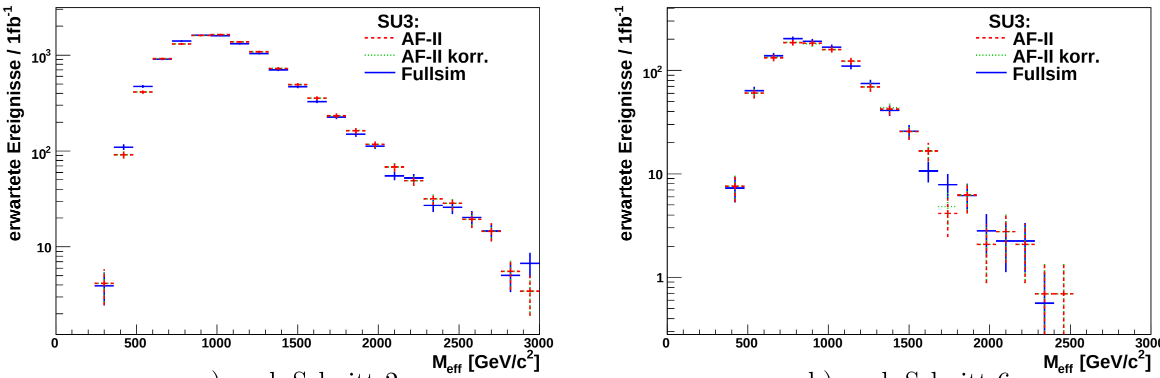


c) Transversalimpuls von b-Jet$_1$



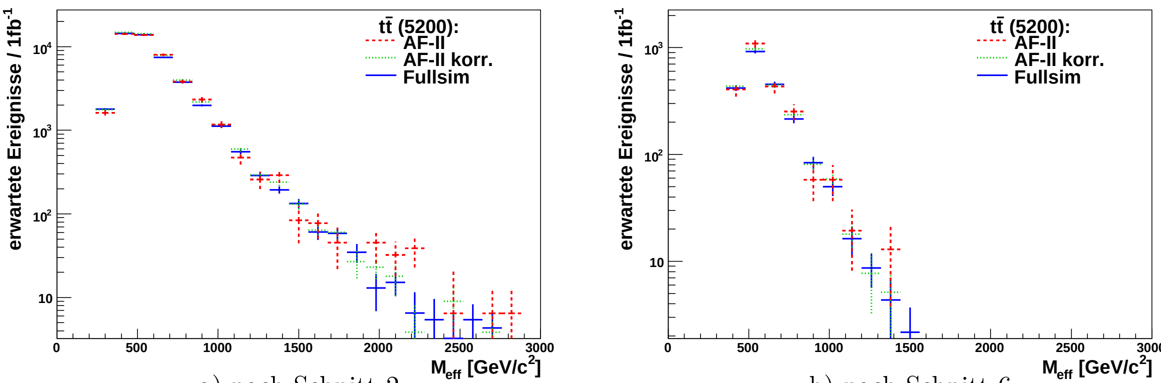
d) Transversalimpuls von b-Jet$_2$

Abbildung 5.12: b-Jets in $t\bar{t}$: Multiplizität in a) und b) vor Schnitt 1 bzw. 6 und Transversalimpulse in c) und d) für den ersten bzw. zweiten b-Jet nach Schnitt 6.



a) nach Schnitt 2 b) nach Schnitt 6

Abbildung 5.13: M_{eff}-Verteilungen für SU3 nach Schnitt 2 in a) und nach dem letzten Schnitt in b).



a) nach Schnitt 2 b) nach Schnitt 6

Abbildung 5.14: M_{eff}-Verteilungen für $t\bar{t}$ nach Schnitt 2 in a) und nach dem letzten Schnitt in b).

5.3 Effizienz und Unterdrückung für die b-Quark-Erkennung

Da b-Jets eine wesentliche Rolle in dieser Analyse spielen, werden die Auswirkungen von AF-II auf die Effizienz für die Rekonstruktion von b-Jets und die Unterdrückung von fehlrekonstruierten Jets für das b-tagging separat untersucht. Es wird kein großer Unterschied von AF-II zu Fullsim erwartet, da auch für AF-II die volle Simulation des inneren Detektors genutzt wurde und das b-tagging im wesentlichen anhand der Spuren im inneren Detektor durchgeführt wird (siehe Abschnitt 3.3.2). Da für die untersuchten Variablen außerdem kein wesentlicher Unterschied durch die AF-II Korrekturen zu erwarten ist, werden die Ergebnisse übersichtshalber nur ohne Korrekturen gezeigt.
Die b-tagging Effizienz ε und die Unterdrückung R einer bestimmten Art von Jets (x-Jets, mit beispielsweise x=c für c-Jets) ist wie folgt definiert:

$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl wahrer } b\text{-Jets identifiziert als } b\text{-Jets}}{\text{Anzahl wahrer } b\text{-Jets}}$$

$$R = \frac{\text{Anzahl wahrer x-Jets}}{\text{Anzahl wahrer x-Jets identifiziert als } b\text{-Jets}}$$

Während die Effizienz nur Werte zwischen 0 und 1 zulässt, kann die Unterdrückung, die gerade invers zur Effizienz definiert ist, beliebig hohe Werte annehmen. Bei der Unterdrückung wird generell zwischen c-Jets und Jets mit leichten Quarks unterschieden. Die Jets mit leichten Quarks werden als q_l-Jets bezeichnet und umfassen u-, d- und s-Jets. Außerdem werden Jets aus Gluonen zu den leichten Jets dazu gezählt.
Optimal wäre es, gleichzeitig eine hohe Effizienz für die b-Jets und eine hohe Unterdrückung anderer Jets zu erreichen. Durch einen harten Schnitt auf die *weight*-Variable wird die Unterdrückung fehlrekonstruierter Jets verbessert, allerdings nimmt die Effizienz ab. Andersherum lässt sich die Effizienz durch einen weicheren Schnitt auf die *weight*-Variable verbessern, was zu einer schlechteren Unterdrückung führt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.15 für SU3 und 5.16 für $t\bar{t}$ zu sehen, jeweils einmal für c-Jets und q_l-Jets. Die Unterdrückung in Abhängigkeit von der Effizienz wurde durch einen Scan über die *weight*-Variable berechnet. Neben dem Standardalgorithmus für das b-tagging (IP3DSV1="COMB") wird hier auch der JetFitter-Algorithmus (siehe Abschnitt 3.3.2) überprüft. Generell ist eine recht gute Übereinstimmung von AF-II und Fullsim zu erkennen. Bei gleicher Effizienz liegt AF-II meist etwas über Fullsim, insbesondere für q_l-Jets. Außerdem ist, mit einer Ausnahme für c-Jets bei $t\bar{t}$, eine deutliche Verbesserung mit dem Jet-Fitter-Algorithmus zu sehen. Generell können Jets leichter Quarks besser unterdrückt werden als c-Jets. Dies liegt daran, dass die c-Hadronen analog zu den b-Hadronen eine kleine Strecke zurücklegen können, bevor sie zerfallen[3]. Die Leistungsfähigkeit für $t\bar{t}$ und SU3 ist leicht unterschiedlich und lässt sich im Wesentlichen durch die unterschiedliche Kinematik der Jets erklären, da diese stark von p_T und $|\eta|$ abhängt.
Die b-Jets werden durch *weight* > 6.75 für die Analyse selektiert. Daher werden die Effizienzen und Unterdrückungen für diesen Wert in Abhängigkeit von $|\eta|$ und p_T näher betrachtet. Alle Verteilungen wurden diesmal nur mit dem Standardalgorithmus für das b-tagging erstellt. Die Verteilungen für SU3 sind in Abbildung 5.17 und für $t\bar{t}$ in 5.18 zu sehen.

3 Ein D-Meson legt in seiner mittleren Lebensdauer typischerweise eine Strecke von 0.5 mm zurück (im Vergleich zu 5 mm für die b-Hadronen).

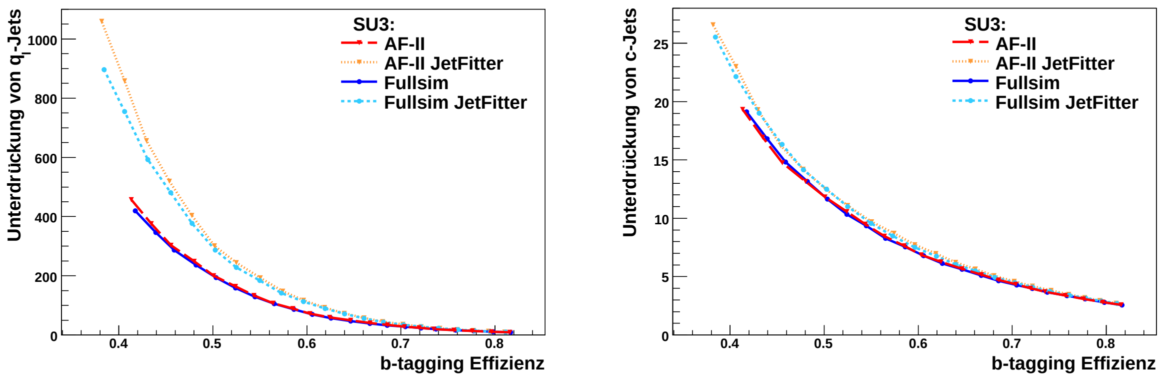


Abbildung 5.15: Unterdrückung fehlrekonstruierter Jets in Abhängigkeit der b-tagging Effizienz für Jets mit leichten Quarks (links) und c-Jets (rechts) für SU3 mit dem Standardalgorithmus für b-tagging und mit JetFitter.

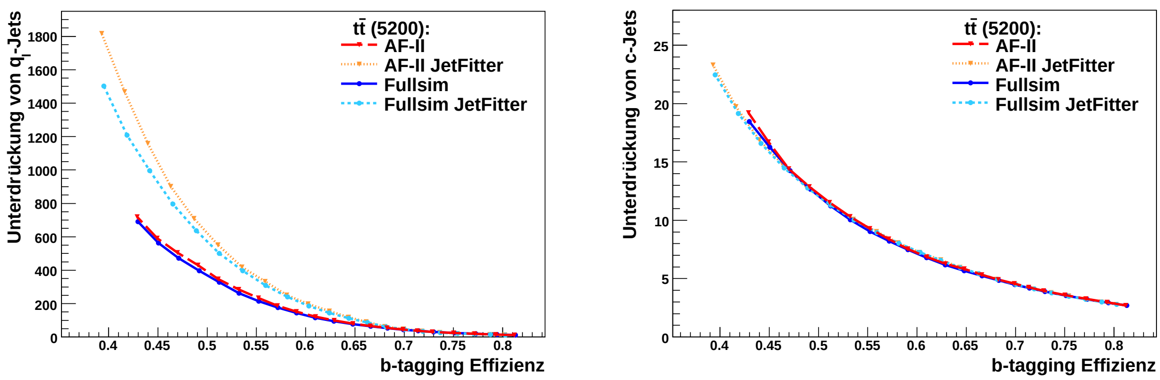
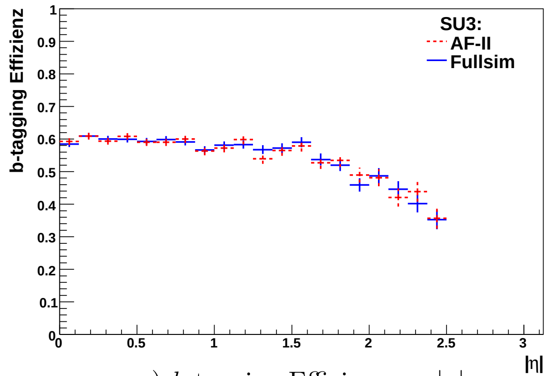


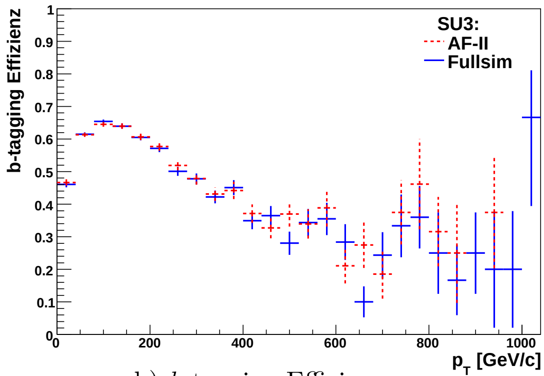
Abbildung 5.16: Unterdrückung fehlrekonstruierter Jets in Abhängigkeit der b-tagging Effizienz für Jets mit leichten Quarks (links) und c-Jets (rechts) für $t\bar{t}$ mit dem Standardalgorithmus für b-tagging und mit JetFitter.

Für sowohl SU3 als auch $t\bar{t}$ stimmen die b-tagging Effizienzen für AF-II und Fullsim innerhalb der statistischen Unsicherheiten überein. Auch die Unterdrückung von q_{l}- und c-Jets ist konsistent für SU3. Für $t\bar{t}$ liegt AF-II bei der Unterdrückung von q_{l}-Jets leicht über der Verteilung von Fullsim, in Übereinstimmung mit Abbildung 5.16. Dies ist besonders in Abbildung 5.18 d) für p_{T}-Bereiche um 100-200 GeV$/c$ zu erkennen. Für c-Jets lässt sich auch bei $t\bar{t}$ kein wesentlicher Unterschied zwischen AF-II und Fullsim erkennen.

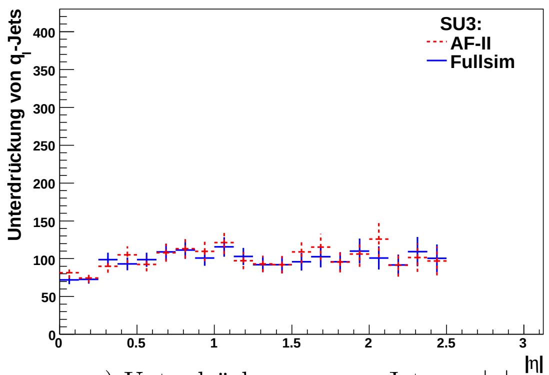
Ein Hauptgrund für die leichten Unterschiede zwischen AF-II und Fullsim dürfte sein, dass in AF-II andere Jets rekonstruiert wurden als in Fullsim. In Abbildung 5.1 und 5.2 war eine höhere Jet-Multiplizität für AF-II zu sehen und im nächsten Abschnitt wird insbesondere die Energie-Skala der Jets näher betrachtet. Ansonsten könnten Unterschiede in der Richtungsauflösung der Jets ein Grund sein, da sich die Vorzeichen der Impakt-Parameter daraus ergeben. Dies wird hier jedoch nicht weiter untersucht.



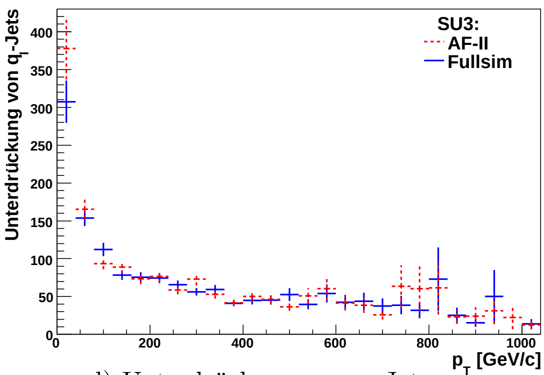
a) b-tagging Effizienz vs. $|\eta|$



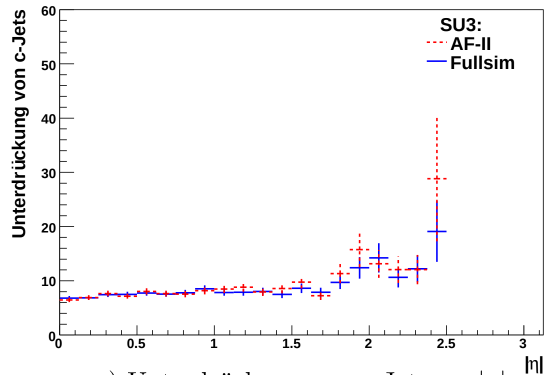
b) b-tagging Effizienz vs. p_{T}



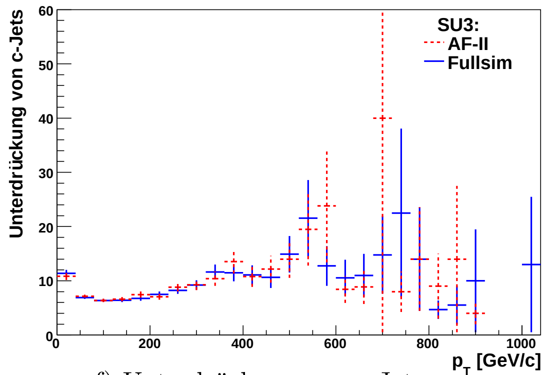
c) Unterdrückung von q_{l}-Jets vs. $|\eta|$



d) Unterdrückung von q_{l}-Jets vs. p_{T}

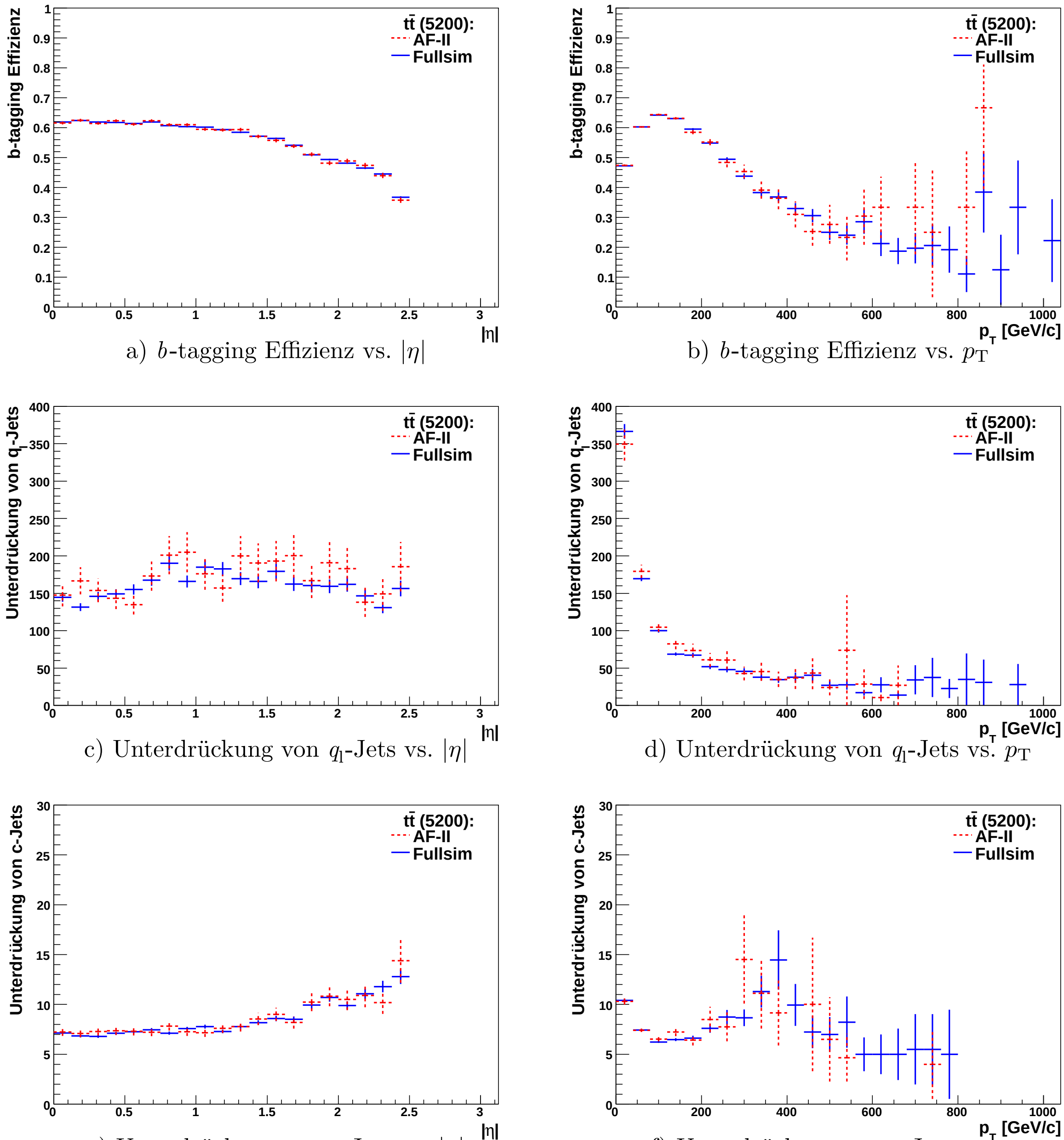


e) Unterdrückung von c-Jets vs. $|\eta|$



f) Unterdrückung von c-Jets vs. p_{T}

Abbildung 5.17: Effizienz und Unterdrückung fehlrekonstruierter Jets in Abhängigkeit von $|\eta|$ und p_{T} für SU3. In a) und b) ist die b-tagging Effizienz, in c) und d) die Unterdrückung von q_{l}-Jets und in e) und f) die Unterdrückung von c-Jets zu sehen.



a) b-tagging Effizienz vs. $|\eta|$

b) b-tagging Effizienz vs. p_{T}

c) Unterdrückung von q_{l}-Jets vs. $|\eta|$

d) Unterdrückung von q_{l}-Jets vs. p_{T}

e) Unterdrückung von c-Jets vs. $|\eta|$

f) Unterdrückung von c-Jets vs. p_{T}

Abbildung 5.18: Effizienz und Unterdrückung fehlrekonstruierter Jets in Abhängigkeit von $|\eta|$ und p_{T} für $t\bar{t}$. In a) und b) ist die b-tagging Effizienz, in c) und d) die Unterdrückung von q_{l}-Jets und in e) und f) die Unterdrückung von c-Jets zu sehen.

5.4 Jet-Rekonstruktion

Im Rahmen der Validierung wurde die Effizienz für die Rekonstruktion der Jets und die p_T-Auflösung getestet. Da für die betrachteten Verteilungen kein Unterschied für SU3 und $t\bar{t}$ zu sehen ist, werden hier nur die Verteilungen für $t\bar{t}$ gezeigt, für welche eine größere Datenmenge zur Verfügung stand. Die Verteilungen für SU3 werden in Anhang A gezeigt.
Außerdem wird in diesem Abschnitt nur die korrigierte Version von AF-II verwendet. Durch die Korrekturen werden keine Unterschiede erwartet, aber es standen wesentlich mehr Ereignisse mit Korrekturen für $t\bar{t}$ zur Verfügung. Außerdem wurden die hier betrachteten Größen gesondert im Rahmen der AF-II Validierung untersucht. Auch dort wurden die korrigierten Datensätzen verwendet und die Untersuchungen ließen sich somit besser vergleichen.
Die Verteilungen wurden jeweils in vier $|\eta|$-Bereiche unterteilt, um auch die Abhängigkeit von $|\eta|$ zu untersuchen:

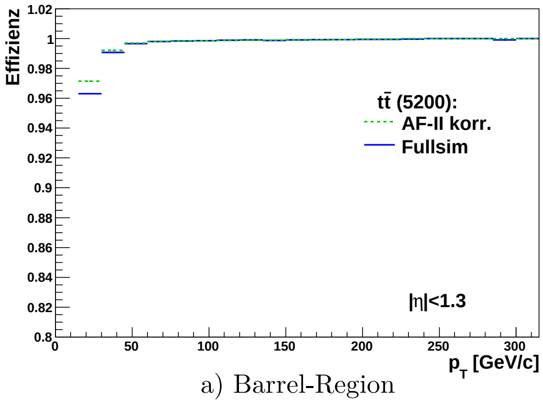
1. Barrel-Region: $|\eta| < 1.3$
2. Crack-Region[4]: $1.3 < |\eta| < 1.9$
3. Endkappen-Region: $1.9 < |\eta| < 3.5$
4. Vorwärts-Region: $3.5 < |\eta|$

Die Effizienz ε für die Rekonstruktion von Jets ist definiert durch:

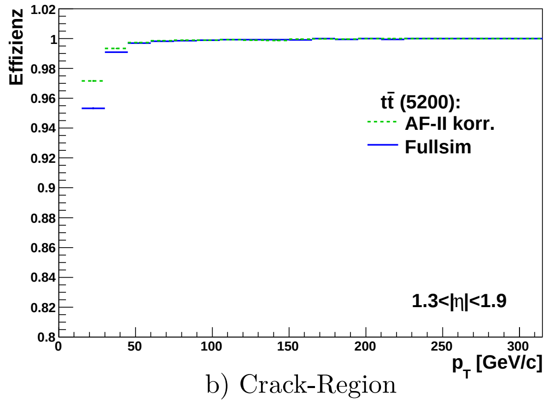
$$\varepsilon = \frac{\text{Anzahl wahrer Jets identifiziert mit einem rekonstruierten Jet}}{\text{Anzahl wahrer Jets}}$$

Ein wahrer Jet wird dann mit einem rekonstruierten Jet identifiziert, wenn der Abstand der beiden Jets kleiner ist als $\Delta R = 0.4$. Können mehrere rekonstruierte Jets für einen wahren Jet gefunden werden, so wird der mit dem geringsten Abstand gewählt. In jedem der $|\eta|$-Bereiche weist die Effizienz eine Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T auf. Um diese zu untersuchen, werden die wahren Jets in Abhängigkeit von p_T und $|\eta|$ selektiert. Auf die rekonstruierten Jets werden keine p_T- oder $|\eta|$-Schnitte angewendet.
In Abbildung 5.19 ist die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von p_T der wahren Jets für die unterschiedlichen $|\eta|$-Bereiche zu sehen. Generell liegt AF-II für die niedrigen p_T-Bereiche etwas oberhalb von Fullsim. Ab $p_T > 80$ GeV/c liegt die Effizienz in beiden Fällen fast bei 100% und es ist kein Unterschied zu erkennen.
Die Unterschiede können durch die Schauerform der Jets in den Kalorimetern erklärt werden[5]: In Fullsim werden stärkere Fluktuationen der Schauerbreite berücksichtigt als in AF-II. Damit ist die Schauerform in AF-II teilweise etwas schmaler und die Energie wird in einem kleineren Bereich hinterlassen. Dies führt zu einem häufigeren Überschreiten der Energieschwelle, um als Keimzelle in den Rekonstruktionsalgorithmus einzugehen. In der Vorwärtsregion sind die Unterschiede zwischen AF-II und Fullsim etwas größer und können auf eine andere Ursache zurückgeführt werden: Die Schauerform wird hier für AF-II vernachlässigt und die gesamte Energie eines Teilchens wird in nur einer einzigen Kalorimeterzelle deponiert. Dies führt wiederum zu einem häufigeren Überschreiten der Energieschwelle, um als Keimzelle in den Rekonstruktionsalgorithmus einzugehen. In anderen Bereichen mit feinerer Granularität verteilt ein Teilchen seine Energie generell über mehrere Zellen.

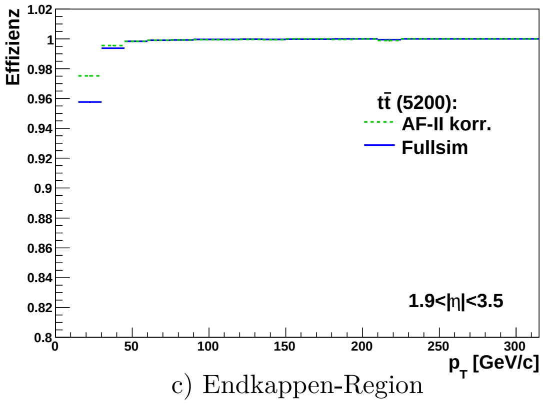
4 Genaugenommen erstreckt sich die Crack-Region nur bis $|\eta| = 1.52$. Hier wird der Bereich hinzugenommen in dem der Solenoidmagnet für einen großen Materialbeitrag vor den Kalorimetern sorgt.
5 Siehe Abschnitt 3.3 für Details zur Rekonstruktion von Jets.



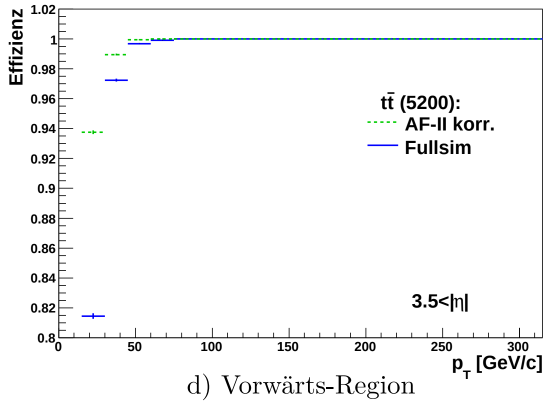
a) Barrel-Region



b) Crack-Region



c) Endkappen-Region



d) Vorwärts-Region

Abbildung 5.19: Rekonstruktionseffizienzen für Jets in den verschiedenen Detektorregionen für $t\bar{t}$.

Die p_{T}-Auflösung der Jets ergibt sich aus der Verteilung der folgenden Größe:

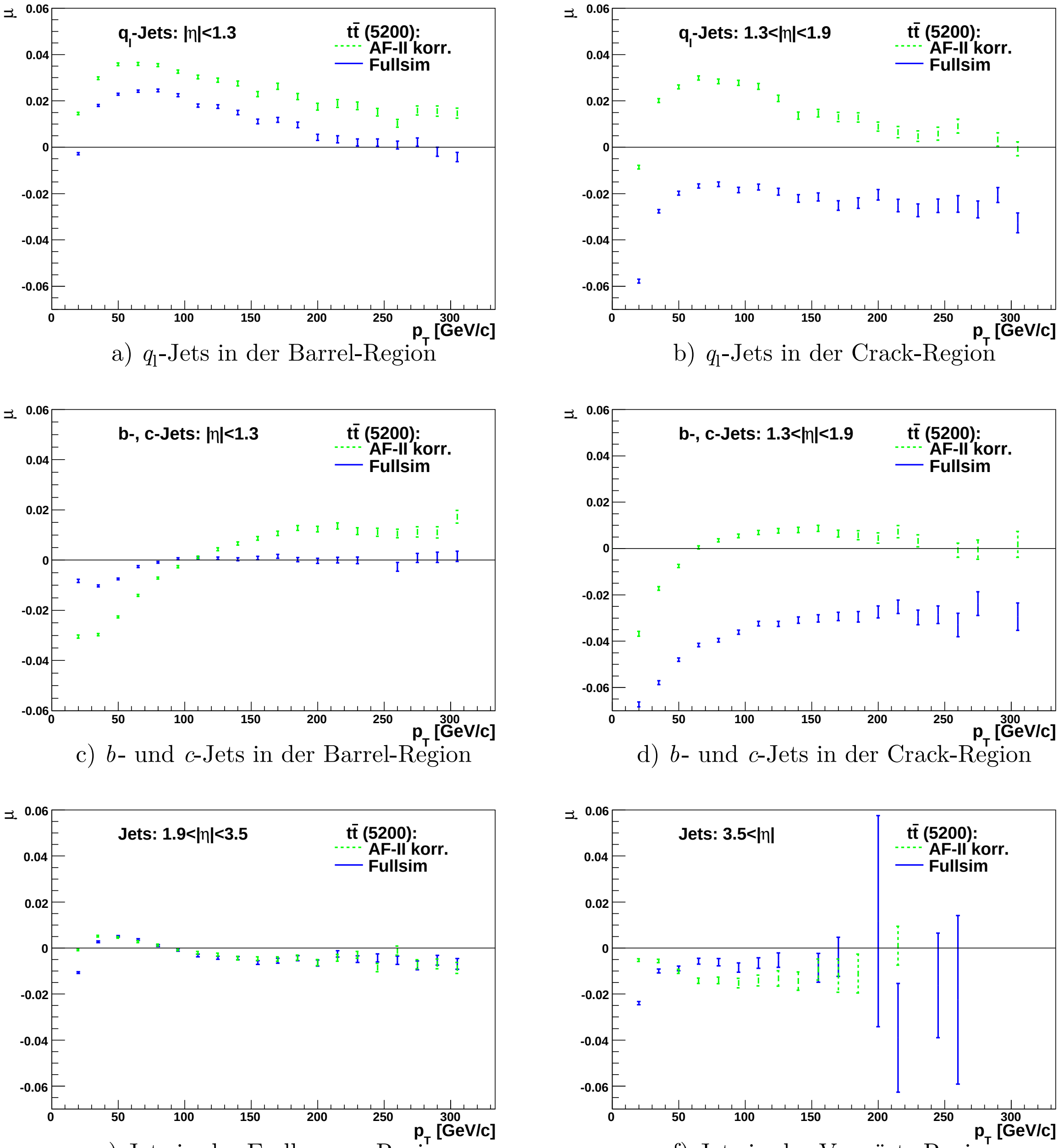
$$\frac{p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_{\mathrm{rek.}}) - p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_{\mathrm{wahr}})}{p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_{\mathrm{wahr}})}$$

Dabei ist $p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_{\mathrm{wahr}})$ der Transversalimpuls der wahren Jets und $p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_{\mathrm{rek.}})$ derjenige des zugehörigen rekonstruierten Jets (auch hier mit Abstand kleiner $\varDelta R = 0.4$). Die Verteilungsfunktion wird in p_{T}-Intervallen bezüglich der wahren Jets betrachtet und ist jeweils gaußförmig. Die Breite einer solchen Verteilung wird als Auflösung σ bezeichnet. Desweiteren wird der Mittelwert μ betrachtet. Die Werte werden für jedes Intervall durch einen iterativen Mehrfachfit bestimmt. In jedem Schritt wird eine Gaußverteilung an das 2σ Intervall um den Mittelwert μ gefittet, wobei für σ und μ die Ergebnisse des vorherigen Fits verwendet werden.

Die Auflösung σ und der Mittelwert μ werden separat für Jets leichter Quarks und für Jets schwerer Quarks betrachtet. Die Jets leichter Quarks sind durch die q_{l}-Jets, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, gegeben. Zu den Jets schwerer Quarks zählen die b- und c-Jets. In der hier genutzten Athena-Version wurde die wahre Information über den Flavour der Jets (also ob es sich um beispielsweise einen b- oder einen q_{l}-Jet handelt) nur bis $|\eta| < 2.5$ abgespeichert. Darüber hinaus findet keine Unterscheidung zwischen den b-, c- und q_{l}-Jets statt und daher wird für den Endkappen- und Vorwärts-Bereich nur die Verteilung für alle Jets

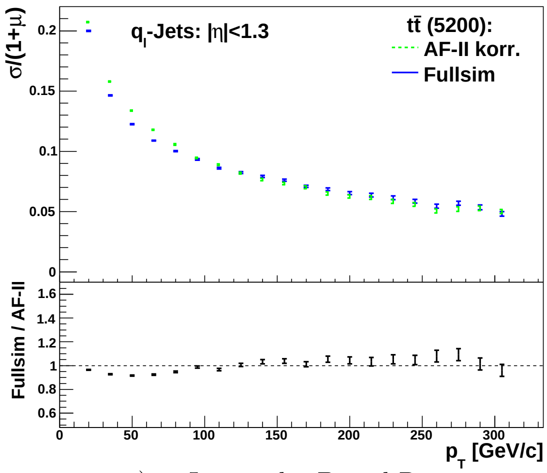
ohne die Unterscheidung für schwere und leichte Quarks gezeigt. Für die hohen $|\eta|$-Bereiche sind, zumindest für die hier betrachteten $t\bar{t}$-Ereignisse, nur wenige b- und c-Jets zu erwarten und daher entspricht die Verteilung dort im wesentlichen der Verteilung für q_l-Jets.
In Abbildung 5.20 sind die Mittelwerte μ in Abhängigkeit von p_T für die verschiedenen $|\eta|$-Bereiche dargestellt. Nicht für alle p_T-Werte konnte ein zuverlässiger Fit durchgeführt werden, was in der Regel an zu geringen Ereigniszahlen im Bereich hoher p_T-Werte lag. Für einige wenige p_T-Werte sind daher Lücken in den Verteilungen zu erkennen.
Die größten Unterschiede zwischen voller Simulation und AF-II sind in der Crack-Region festzustellen. In diesem Bereich ist die Rekonstruktion der Jets besonders schwierig, so dass etwas größere Unterschiede hier nicht verwunderlich sind. Zwischen Athena V10 und V13 gab es die größten Änderungen für die Materialverteilung in der Crack-Region. Die Verteilungen für q_l-Jets einerseits und b- und c-Jets andererseits weisen eine leicht unterschiedliche Form aber ein insgesamt ähnliches Verhalten auf.
Eine Ursache für die Unterschiede generell ist sicherlich, dass bereits vor der Jet-Kalibrierung starke Unterschiede vorliegen, da die Parametrisierung der Energie und Schauerform im Kalorimeter bei AF-II auf Daten einer älteren Detektorversion (Athena 10.0.1) basieren. Außerdem wird für AF-II generell eine andere Kalibrierung verwendet als für Fullsim. Insgesamt sind die Unterschiede jedoch recht klein (immer $< 6\%$) und liegen damit in derselben Größenordnung wie die intrinsischen Schwankungen der Kalibrierungen selbst.

Die p_T-Auflösung ist in Abbildung 5.21 zu sehen. Bei einer Gaußverteilung hängt der Wert von σ auch immer indirekt vom Wert von μ ab. Um diesen Einfluss herauszunehmen, wird statt σ der Wert von $\sigma/(1+\mu)$ aufgetragen. Außerdem wird jeweils das Verhältnis von Fullsim zu AF-II angegeben, um die Unterschiede besser sichtbar zu machen. Der Verlauf der Kurven zeigt, wie erwartet für ein Kalorimeter, generell eine schlechtere Auflösung für niedrige p_T-Bereiche und eine bessere Auflösung für höhere p_T-Bereiche.
Auch die p_T-Auflösung zeigt leichte Unterschiede zwischen AF-II und Fullsim. Die größten Unterschiede sind in der Crack-Region im Bereich hoher p_T und in der Vorwärts-Region im Bereich kleiner p_T zu sehen und liegen bei circa 30%. Es sind kaum Unterschiede für die Verteilungen von q_l-Jets und b- und c-Jets festzustellen. Die Auflösung ist, mit einer kleinen Ausnahme für q_l-Jets in Barrel-Bereich, für AF-II besser als für Fullsim. Die Erklärung dafür dürfte eine Kombination der bereits genannten Unterschiede von AF-II und Fullsim sein. Die unterschiedliche Kalibrierung und die Eigenschaft, dass die Schauerform etwas schmaler ist für AF-II, können dafür sorgen, dass die Energie stärker in einen Kegel gebündelt wird und damit vollständiger rekonstruiert wird.

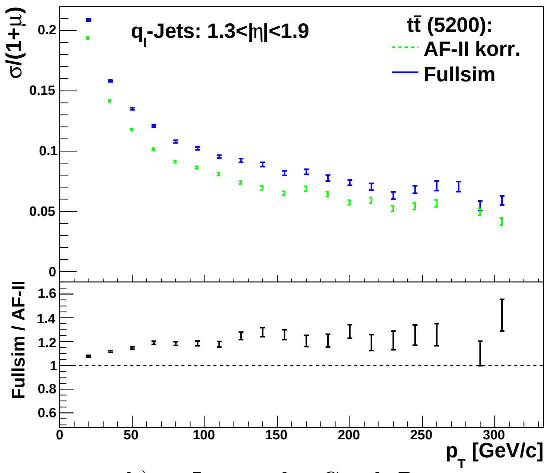


a) q_l-Jets in der Barrel-Region
b) q_l-Jets in der Crack-Region
c) b- und c-Jets in der Barrel-Region
d) b- und c-Jets in der Crack-Region
e) Jets in der Endkappen-Region
f) Jets in der Vorwärts-Region

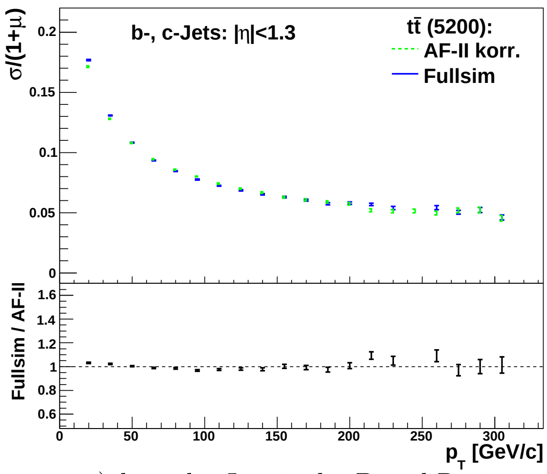
Abbildung 5.20: Mittelwerte der Energieverteilung in den verschiedenen Detektorregionen für $t\bar{t}$. Für die Barrel- bzw. Crack-Region wird zwischen q_l-Jets in a) bzw. b) und b-, c-Jets in c) bzw. d) unterschieden. Für die Endkappen- und Vorwärts-Region in e) und f) findet keine Unterscheidung aufgrund des Jet-Flavours statt.



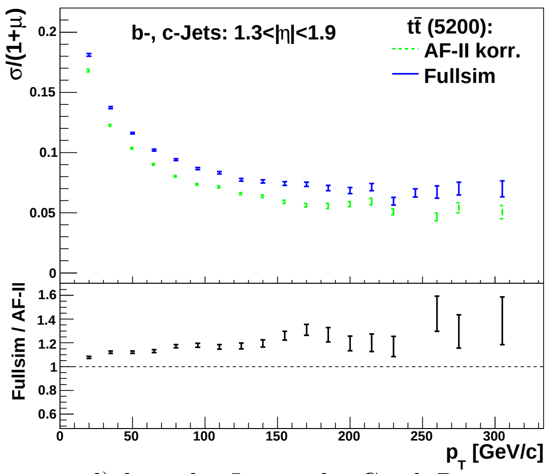
a) q_l-Jets in der Barrel-Region



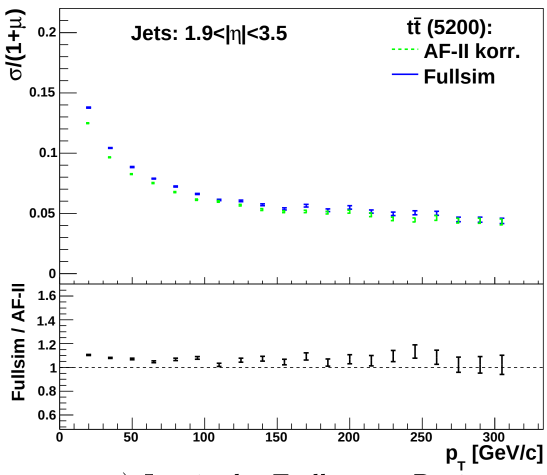
b) q_l-Jets in der Crack-Region



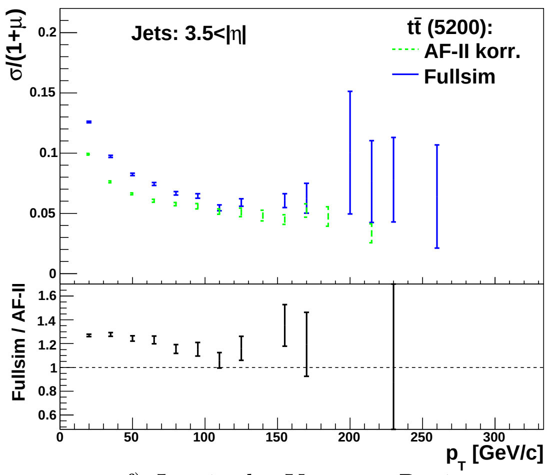
c) b- und c-Jets in der Barrel-Region



d) b- und c-Jets in der Crack-Region



e) Jets in der Endkappen-Region



f) Jets in der Vorwärts-Region

Abbildung 5.21: Energie-Auflösung in den verschiedenen Detektorregionen für $t\bar{t}$. Unterhalb der Verteilungen wird jeweils auch das Verhältnis von Fullsim zu AF-II korr. gezeigt. Für die Barrel- bzw. Crack-Region wird zwischen q_l-Jets in a) bzw. b) und b-, c-Jets in c) bzw. d) unterschieden. Für die Endkappen- und Vorwärts-Region in e) und f) findet keine Unterscheidung aufgrund der Jet-Flavours statt.

KAPITEL 6

Entdeckungspotential

In diesem Kapitel wird das Entdeckungspotential für SUSY mit der in Kapitel 4 vorgestellten Analyse untersucht. Ein wesentlicher Unterschied ist jedoch, dass anstatt der mSUGRA-Punkte SU3 und SU6 ein ganzes Gitter von mSUGRA-Punkten in der (m_0, $m_{1/2}$)-Ebene benutzt wurde. Dieses wird in Abschnitt 6.1 näher spezifiziert. Die Analyse wird zunächst mit Athena-Version 12 (V12) durchgeführt. Der Untergrund wird entsprechend Kapitel 4 verwendet. Die Ergebnisse in diesem Kapitel beziehen sich wiederum auf eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1}, soweit nicht anders angegeben.
In Abschnitt 6.2 wird beschrieben, wie das Entdeckungspotential berechnet wird. Die Methode wird anhand eines Vergleichs des 0-Lepton-Kanals mit den Ergebnissen der CSC-Studie überprüft. Das Entdeckungspotential für den b-Jet-Kanal wird in Abschnitt 6.3 für V12 vorgestellt. In Abschnitt 6.4 wird untersucht, ob das Entdeckungspotential durch weitere Schnitte auf die Ereignisse verbessert werden kann. Weitere Betrachtungen in Bezug auf das in V12 erstellte Gitter finden sich in Abschnitt 6.5. Dort wird der Anteil wahrer b-Jets und deren Ursprung als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ untersucht. Außerdem wird ein exklusiver $2b$-Jet-Kanal betrachtet und die 5σ-Konturlinien werden auch für geringere integierte Luminositäten berechnet. Das verwendete mSUGRA-Gitter ist mit ATLFAST-I (AF-I) mit V12 erstellt worden. Um die Ergebnisse mit einer größeren Anzahl an Ereignissen zu überprüfen, wird das Entdeckungspotential in Abschnitt 6.6 mit ATLFAST-II (AF-II) mit Athena-Version 13 untersucht.

6.1 Das mSUGRA-Gitter

In mSUGRA-Szenarien wird vor allem für große $\tan\beta$-Werte eine hohe Ereignisrate mit b-Jets erwartet. Es wird daher ein (m_0, $m_{1/2}$)-Gitter bei $\tan\beta = 50$, $A_0 = 0$ und $\mathrm{sgn}(\mu) = +1$ verwendet. Dabei wird ein Wertebereich von 200 GeV/$c^2 < m_0 <$ 2600 GeV/c^2 in Schritten von 200 GeV/c^2 und 100 GeV/$c^2 < m_{1/2} <$ 1100 GeV/c^2 in Schritten von 100 GeV/c^2 abgedeckt. Für jeden Punkt wurde ein Datensatz mit ISAJET 7.75 und HERWIG 6.510 produziert. Da der Rechenaufwand zu groß gewesen wäre, um die volle Detektorsimulation zu nutzen, wurde ATLFAST-I mit Korrekturen verwendet. Die Korrekturen werden im folgenden Unterabschnitt 6.1.1 vorgestellt und überprüft.

In Abbildung 6.1 sind die Wirkungsquerschnitte in führender Ordnung, wie sie von HERWIG geliefert wurden, für alle Gitter-Punkte zu sehen. Diese sind durch die schwarzen Punkte in der Grafik gekennzeichnet. Die Wirkungsquerschnitte nehmen stark ab in Richtung großer $m_{1/2}$-Werte und liegen für $m_{1/2} \geq 600$ GeV/c^2 mit circa 0.1 pb mehr als zwei Größenordnun-

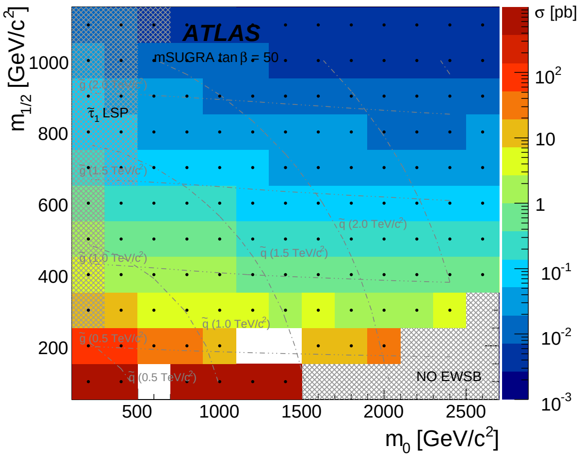


Abbildung 6.1: Wirkungsquerschnitte des mSUGRA-Gitters ($\tan\beta = 50$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$) in führender Ordnung. Für die weißen Bereiche konnten keine Ereignisse produziert werden.

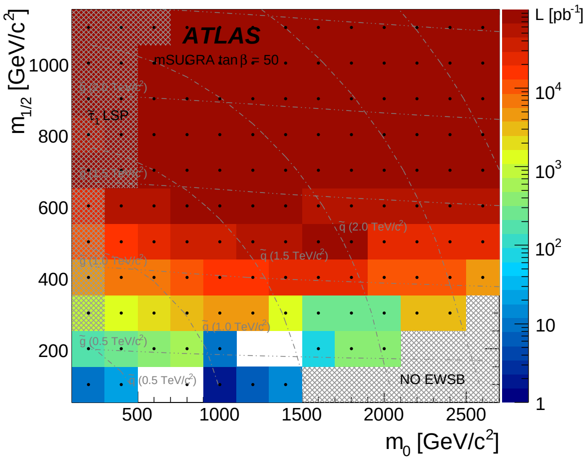


Abbildung 6.2: Luminositäten für die mit AF-I in V12 simulierten Ereignisse des mSUGRA-Gitters ($\tan\beta = 50$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$). Für die weißen Bereiche konnten keine Ereignisse produziert werden.

gen unter den Wirkungsquerschnitten für $m_{1/2} < 200$ GeV$/c^2$. Die Wirkungsquerschnitte in nächsthöherer Ordnung standen nicht zur Verfügung.
Die nächstführende Ordnung ist lediglich für die speziellen Punkte SU6 und SU3 verfügbar und liefert stets positive Korrekturbeiträge (die K-Faktoren liegen bei 1.36 für SU6 und 1.49 für SU3). Für die Untergründe, die unabhängig vom Signal sind, ist der Beitrag der nächstführenden Ordnung ebenfalls bekannt und wird generell berücksichtigt. Dadurch ergeben sich für das Gitter etwas konservativere Abschätzungen für den Signalbeitrag.
In der Grafik sind zwei Bereiche markiert, die auch in allen folgenden Grafiken auftauchen. Der durch „NO EWSB“ markierte Bereich ist aufgrund theoretischer Überlegungen ausgeschlossen, da dort keine elektroschwache Symmetriebrechung (engl. **E**lectro**w**eak **S**ymmetry **B**reaking) möglich ist. In dem durch „$\tilde{\tau}_1$ LSP“ markierten Bereich wäre das $\tilde{\tau}_1$ das LSP (anstelle von $\tilde{\chi}_1^0$). Es wird davon ausgegangen, dass Dunkle Materie nicht aus geladenen Teilchen besteht, wodurch dieser Bereich des Gitters an Relevanz verliert. Desweiteren sind Linien gleicher Gluinomassen (nahezu horizontal) und gleicher Squarkmassen (kreisförmig) eingezeichnet. Bei den Squark-Linien wird immer die Masse des leichtesten Squarks, jedoch nicht Sbottoms oder Stops, gewählt. Die Massen-Werte sind in der Grafik angegeben und reichen von 0.5 TeV$/c^2$ bis 2.5 TeV$/c^2$ bzw. bis 3 TeV$/c^2$ für die Gluino-Linien bzw. Squark-Linien.
Für jeden Punkt wurden zwischen 5000 und 15000 Ereignisse produziert. Die integrierten Luminositäten, denen dies entspricht, werden in Abbildung 6.2 veranschaulicht. Für einige wenige Punkte konnte keine ausreichende Anzahl Ereignisse produziert werden, da die Methode, um den SUSY-Phasenraum zu behandeln, in HERWIG zu Problemen führte[1]. Für die Punkte (m_0, $m_{1/2}$)=(600,100), (1200,200), (1400,200) konnten gar keine Ereignisse, für (m_0, $m_{1/2}$)=(1000,100) nur 600, für (m_0, $m_{1/2}$)=(1000,200) nur 200 und für (m_0, $m_{1/2}$)=(800,100) nur 400 Ereignisse produziert werden.

1 In der neuesten HERWIG++ Version ist dieses Problem gelöst und es findet momentan eine Validierung dieser neuen Version bei ALTAS statt.

Der SUSY-Punkt SU6 liegt mit seinen Parametern ($m_0 = 320$ GeV/c^2, $m_{1/2} = 375$ GeV/c^2, $A_0 = 0$, $\tan\beta = 50$, $\mu > 0$) im Parameterraum des Gitters. Da für SU6 sowohl in voller Simulation, als auch AF-I und AF-II Datensätze produziert wurden, eignet er sich gut als Referenzpunkt, z.B. um die AF-I Korrekturen zu überprüfen.

6.1.1 ATLFAST-I Korrekturen

Für diese Analyse wurden zwei unterschiedliche Korrekturen für AF-I verwendet, um eine bessere Übereinstimmung mit der vollen Simulation (Fullsim) zu erreichen.
Die erste Korrektur stammt aus [61] und wendet Parametrisierungen auf die Jets, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ und die Leptonen an. Die Jets werden mithilfe von Transferfunktionen, die auf die wahren Jets angewendet werden, korrigiert. In Vergleichsdatensätzen wurden die wahren Jets dafür in Anhängigkeit ihrer Energie und Pseudorapidität so skaliert, dass sie möglichst ähnliche Verteilungen ergaben wie die rekonstruierten Jets der vollen Simulation. Für die Elektronen und Myonen werden Effizienzkorrekturen in Abhängigkeit von p_{T} und η angewendet. Schließlich wird $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ unter Berücksichtigung der korrigierten Objekte neu berechnet.
In AF-I wird die *weight*-Variable für das b-tagging nicht simuliert. Daher wird eine zweite Korrektur verwendet, die für jedes Ereignis einen *weight*-Wert, ausgehend von p_{T}, η und der wahren Identität des Jets, vorhersagt.
Die Auswirkungen der Korrekturen werden anhand des SUSY-Punktes SU6 überprüft. In Tabelle 6.1 sind die Ereigniszahlen nach den verschiedenen Schnitten für Fullsim und AF-I mit und ohne Korrekturen zu sehen (die b-tagging-Korrekturen wurden in beiden Fällen angewendet). Außerdem sind die Schnitteffizienzen jeweils bezüglich der vorherigen Ereigniszahl für einen einfacheren Vergleich angegeben. Für fast alle Schnitte liegen die Effizienzen für AF-I näher an denen von Fullsim, nachdem die Korrekturen angewendet wurden. Die größten Unterschiede, sowohl zwischen AF-I und Fullsim generell, als auch mit und ohne Korrekturen für AF-I, sind bei den beiden Schnitten auf Jet-Multiplizitäten (4 Jets, $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c; 2 b-Jets) zu erkennen.

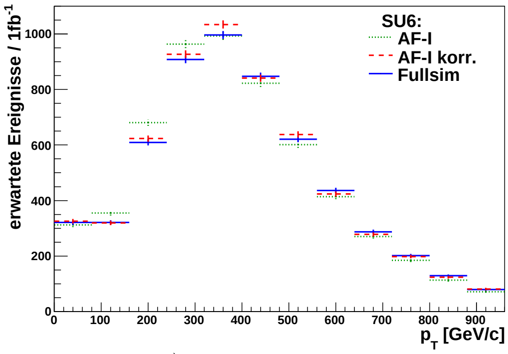
	Fullsim		**ATLFAST-I**			
Schnitte			ohne Korr.		mit Korr.	
ohne	6070 ± 35	eff[%]	6070 ± 35	eff[%]	6070 ± 35	eff[%]
4 Jets, $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c	2702 ± 23	44.5	2870 ± 24	47.3	2669 ± 23	44.0
$p_{\mathrm{T}}(\mathrm{Jet}_1) > 100$ GeV/c	2696 ± 23	99.8	2862 ± 24	99.7	2664 ± 23	99.8
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV	2546 ± 23	94.4	2710 ± 23	94.7	2512 ± 23	94.3
$M_{\mathrm{eff}} > 0.2 E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}/c^2$	2020 ± 20	79.3	2197 ± 21	81.1	1999 ± 20	79.6
$S_{\mathrm{T}} > 0.2$	1454 ± 17	72.0	1555 ± 18	70.8	1438 ± 17	71.9
2 b-Jets	499 ± 10	34.3	609 ± 11	39.2	537 ± 10	37.3
$\Delta\phi(\mathrm{Jet}_{1..3}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.2$	471 ± 10	94.4	577 ± 11	94.7	504 ± 10	93.9

Tabelle 6.1: Ereigniszahlen und Schnitteffizienzen für SU6 in voller Simulation und mit AF-I, einmal mit und einmal ohne Korrekturen (die b-tagging-Korrekturen sind in beiden Fällen enthalten).

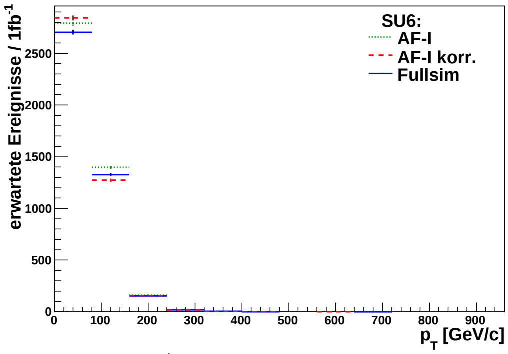
In Abbildung 6.3 werden die Verteilungen einiger relevanter Variablen gezeigt. Sie beinhalten die Transversalimpulse des ersten und vierten Jets, die Jet-Multiplizität, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, die b-Jet-Multiplizität und die *weight*-Variable jeweils vor dem ersten Analyse-Schnitt. Die Transversalimpulse der ersten zwei b-Jets werden nach dem Schnitt auf zwei b-Jets (Schnitt 6) gezeigt (Graphen g) und h)). Auch für diese Verteilungen ist zu sehen, dass die Korrekturen die Übereinstimmung von AF-I und Fullsim verbessern. Der Vergleich im Falle der *weight*-Variable (Graph f)) zeigt außerdem, dass die b-tagging-Korrekturen eine sinnvolle

weight-Verteilung ergeben.
Da die M_{eff}-Verteilungen für die Berechnung des Entdeckungspotentials benötigt werden (siehe Abschnitt 6.2) und daher besonders hier eine gute Übereinstimmung wichtig ist, werden diese in Abbildung 6.4 nach Schnitt 3 ($E_{\mathrm{T}}^{\text{miss}} > 100$ GeV) und Schnitt 7 ($\Delta\phi(\text{Jet}_{1..3}, E_{\mathrm{T}}^{\text{miss}}) > 0.2$) verglichen. Außerdem wird jeweils das Verhältnis der korrigierten AF-I-Version zu Fullsim dargestellt. Nach Schnitt 3 ist noch eine sehr gute Übereinstimmung zu sehen, nach Schnitt 7 zeigt sich jedoch die Tendenz, dass AF-I die Fullsim-Werte für größer werdende M_{eff}-Werte in zunehmendem Maße überschreitet. Um diese Verschiebung zu berücksichtigen, werden die Wirkungsquerschnitte für die Signalpunkte für die Berechnung des Entdeckungspotentials um 10% verringert. Wie später zu sehen sein wird, ist dies eine vorsichtige Abschätzung, da die Physik in anderen Gitterbereichen anders sein kann.

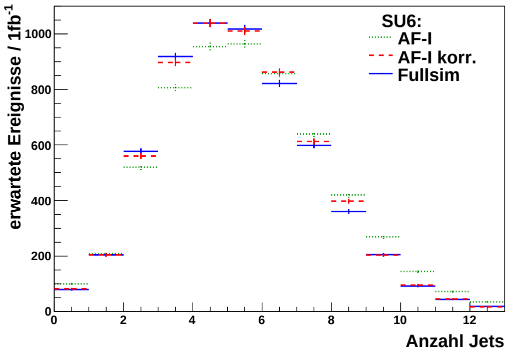
An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass in den AF-I-Datensätzen nicht alle Variablen der vollen Simulation enthalten sind, so dass für Elektronen und Myonen nur die p_{T}- und η-Schnitte durchgeführt werden können.



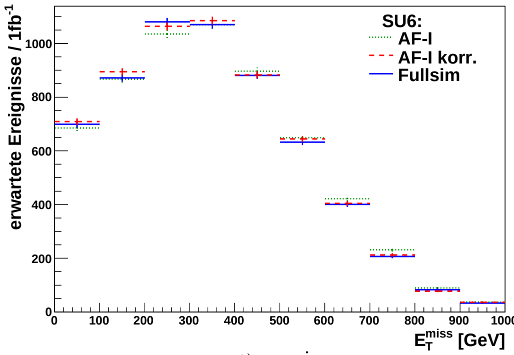
a) p_{T} des ersten Jets



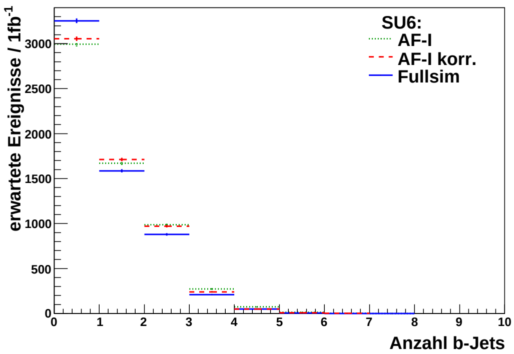
b) p_{T} des vierten Jets



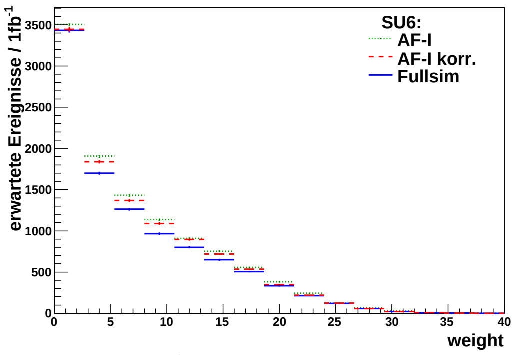
c) Jet-Multiplizität



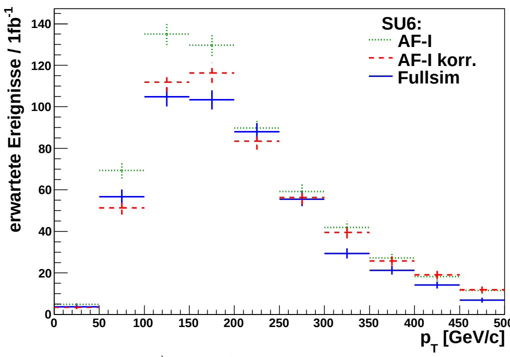
d) $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$



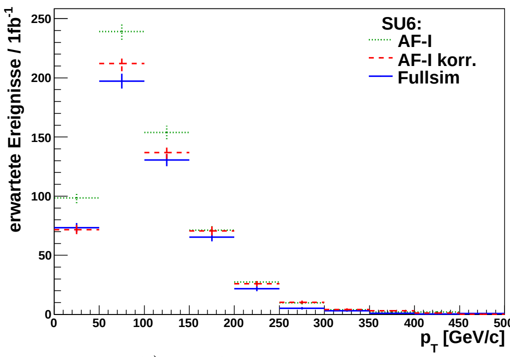
e) b-Jet-Multiplizität



f) b-tagging *weight*

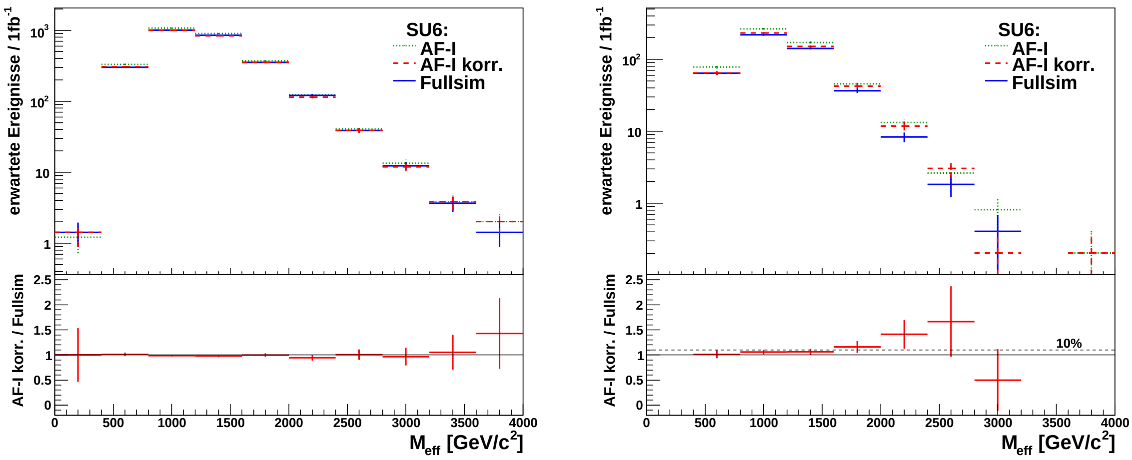


g) p_{T} des ersten b-Jets



h) p_{T} des zweiten b-Jets

Abbildung 6.3: Verteilungen relevanter Variablen vor dem ersten Schnitt für a) bis f) und nach Schnitt 6 für g) und h). SU6 in Fullsim und AF-I, mit und ohne Korrekturen, sind in unterschiedlichen Farben gekennzeichnet.



a) nach Schnitt 2 b) nach Schnitt 7

Abbildung 6.4: M_{eff}-Verteilungen nach Schnitt 2 in a) und Schnitt 7 in b) für SU6 in Fullsim und in AF-I, mit und ohne Korrekturen. Darunter ist jeweils das Verhältnis der korrigierten AF-I-Version zu Fullsim zu sehen.

6.2 Methode für das Erstellen von Entdeckungsgrafiken

Eine Entdeckung zeichnet sich dadurch aus, dass die Wahrscheinlichkeit, die gemessenen Daten durch eine Fluktuation des erwarteten Untergrundes zu beschreiben, verschwindend gering ist. Es liegen bislang noch keine Messdaten vor und es findet daher vielmehr eine Abschätzung des Entdeckungspotentials mit den Monte-Carlo-Daten statt.

Der Untergrundbeitrag N_b lässt sich direkt aus den vorliegenden Datensätzen berechnen. Um abzuschätzen, wie groß die gemessene Datenmenge, N_{Data}, an einem bestimmten mSUGRA Punkt wäre, wird der Monte-Carlo-Beitrag dieses Punktes N_{Signal} zu dem Untergrundbeitrag hinzuaddiert ($N_{\text{Data}} = N_b + N_{\text{Signal}}$). Da eine besonders gute Trennung von Signal und Untergrund in der M_{eff}-Verteilung vorliegt, wird diese genutzt, um die Untergrund- und Signalbeiträge abzuschätzen. Ab einem bestimmten Bin[2] des Histogramms, b_{min}, werden die Histogrammbeiträge aller folgenden Bins (einschließlich b_{min}) aufsummiert. Diese Prozedur entspricht einem zusätzlichen Schnitt auf M_{eff}.

Unsicherheiten werden nur für den Untergrundbeitrag N_b berücksichtigt, nicht aber für N_{Data}, da N_{Data} die Simulation der gemessenen Daten darstellt und als fehlerfrei angenommen wird. Die Unsicherheit für den Untergrund, δN_b, setzt sich aus den statistischen und systematischen Unsicherheiten zusammen und wird in folgender Weise anhand der M_{eff}-Verteilungen aufsummiert:

- statistische Unsicherheit:
  quadratische Addition der beitragenden Bins b_i des totalen SM-Untergrundes

$$\delta^2_{\text{stat}}(\text{SM}) = \sum_{b_i \geq b_{min}} \delta^2_{b_i,\text{stat}}(\text{SM})$$

- systematische Unsicherheiten[3]:
  lineare Addition der beitragenden Bins b_i für jeden Untergrund separat
  $\rightarrow$ quadratische Addition der Ergebnisse für die unterschiedlichen Untergründe

$$\delta^2_{\text{sys}}(\text{SM}) = \sum_{\lambda = t\bar{t},\ldots} \left(\sum_{b_i \geq b_{min}} \delta_{b_i,\text{sys}}(\lambda) \right)^2$$

- insgesamt:
  quadratische Addition der statistischen und systematischen Unsicherheiten

$$(\delta N_b)^2 = \delta^2_{\text{stat}}(\text{SM}) + \delta^2_{\text{sys}}(\text{SM})$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass N_{Data}, oder ein beliebiger Wert darüber, sich bei einer gegebenen Unsicherheit δN_b des Untergrundes durch eine Fluktuation von N_b erklären lässt, ist durch

$$p = A \int_0^\infty G(b; N_b, \delta N_b) \sum_{i=N_{\text{Data}}}^{\infty} \frac{e^{-b} b^i}{i!} \quad db$$

2 Für jedes Histogramm findet eine Partionierung der Achsen (im 1-dimensionalen Fall der x-Achse) statt. Die einzelnen Intervalle, die sich dabei ergeben, werden als Bins bezeichnet.

3 Hier werden zunächst nur die Standard-Unsicherheiten von 50% für QCD und 20% für die anderen Untergründe berücksichtigt. Die Unsicherheiten beim b-tagging werden in Abschnitt 6.3.1 beschrieben und gehen in die Fehlerrechnung ein.

gegeben. Dabei wird angenommen, dass der Untergrund b einer Gaußverteilung $G(b; N_b, \delta N_b)$ der Breite δN_b um den Erwartungswert N_b folgt. Die Poissonverteilung

$$P(b; N_{\text{Data}}) = \sum_{i=N_{\text{Data}}}^{\infty} \frac{e^{-b} b^i}{i!}$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein bestimmter Untergrundwert b zu oder über N_{Data} hinaus fluktuiert. Der Faktor A ist ein Normierungsfaktor, der sich aus der Forderung $p(N_{\text{Data}} = 0) = 1$ bestimmt (also der Wahrscheinlichkeit, dass der Untergrund zu irgendeinem Wert fluktuiert).
Aus der Gleichung

$$\int_{\mu - Z_n\sigma}^{\mu + Z_n\sigma} G(x, \mu, \sigma) dx = 1 - p \tag{6.1}$$

bestimmt sich die Signifikanz $Z_n(p)$. Es gilt

$$Z_n(p) = \text{erf}^{-1}(1 - 2p) \cdot \sqrt{2},$$

wobei erf^{-1} die inverse Fehlerfunktion bezeichnet. Je größer Z_n, bzw. je kleiner die Wahrscheinlichkeit p ist, desto wahrscheinlicher ist es, eine Entdeckung, in diesem Fall der SUSY, gemacht zu haben. Gleichung (6.1) legt nahe, für $Z_n \geq k$ von einer $k\sigma$-Entdeckung zu sprechen. In der Regel wird die Signifikanz $Z_n = 5$ als Entdeckungsgrenze gesetzt, was einer Wahrscheinlichkeit von $p = 2.9 \cdot 10^{-7}$ entspricht. Auch in dieser Arbeit wird betrachtet, für welchen Bereich des $(m_0, m_{1/2})$-Gitters $Z_n \geq 5$ ist. Die Grenze des Bereichs, die durch $Z_n = 5$ gegeben ist, wird als 5σ-Konturlinie bezeichnet. Die Größe der eingeschlossenen Fläche gibt Aufschluss über das Entdeckungspotential der Analyse.
Es steht noch offen, wie das untere Bin b_{min} gewählt werden muss, damit sich ein maximales Entdeckungspotential ergibt. Da sich die M_{eff}-Signalverteilungen für unterschiedliche Regionen des $(m_0, m_{1/2})$-Gitters unterscheiden, wird b_{min} für jeden Gitterpunkt so gewählt, dass sich ein maximales Z_n ergibt. Um starke Fluktuationen aufgrund geringer Ereigniszahlen zu verhindern, wird dabei gefordert, dass $N_{\text{Data}} > 5$ und $N_b \geq 0.5$ ist[4]. Für die Entdeckugsgrafiken werden zunächst M_{eff}-Verteilungen mit zehn Bins in einem Bereich von 0 GeV/c^2 bis 4000 GeV/c^2 genutzt. In den späteren Abschnitten ab 6.4 wird die Anzahl der Bins jedoch auf 40 erhöht.
Die gefilterten Untergrunddaten werden mehrfach verwendet, um verschiedene Signalhypothesen zu überprüfen. Es ist daher wahrscheinlicher, dass statistische Fluktuationen als Entdeckung neuer Physik fehlinterpretiert werden. Dieses Problem ist als Alphafehler-Kumulierung (engl. multiple comparisons) bekannt und lässt sich korrigieren. In dieser Arbeit werden Korrekturen aus der CSC-Studie verwendet. Für diese wurden 50 Millionen hypothetische M_{eff}-Verteilungen für den Untergrund generiert, die jeweils ein mögliches Messergebnis darstellen. Für jede dieser Verteilungen wurde Z_n berechnet. Der Anteil Histogramme mit einem Wert $Z_n \geq Z_{n,0}$ gibt die korrigierte Wahrscheinlichkeit p^{korr} an und lässt sich in Z_n^{korr} umrechnen. In der CSC-Studie [36] ergab sich folgende lineare Korrektur:

$$Z_n^{\text{korr}} = -0.709 + 1.08 Z_{n,0}$$

4 Die Werte von 5 und 0.5 sind von der ATLAS-Kollaboration festgelegte Werte.

Für $Z_{n,0} = 5$ beispielsweise folgt $Z_n^{\mathrm{korr}} = 4.69$.
In den folgenden Abschnitten werden die Signifikanzwerte für jeden Gitterpunkt mit der hier angegebenen Methode für verschiedene Analysen berechnet. Das Ergebnis wird jeweils in Form der 5σ-Konturlinien dargestellt.

6.2.1 Kontrollversuch im 0-Lepton-Kanal

Für die Entdeckungsgrafiken in der CSC-Studie wurden andere AF-I Korrekturen verwendet als in dieser Arbeit. Um zu sehen, ob dadurch größere Unterschiede entstehen und um die Prozedur zu überprüfen, mit der die Entdeckungsgrafiken erstellt werden, findet ein Vergleich im 4-Jets-0-Lepton-Kanal[5] statt, der einen wichtigen Referenzkanal der CSC-Studien darstellt. Dieser Kanal eignet sich besonders gut für den Vergleich, da ähnliche Schnitte verwendet wurden wie im *b*-Jet-Kanal. In Abbildung 6.5 sind die 5σ-Konturlinien zu sehen. Als Referenz ist auch die 5σ-Konturlinie für den 4-Jets-1-Lepton-Kanal aus der CSC-Studie abgebildet.

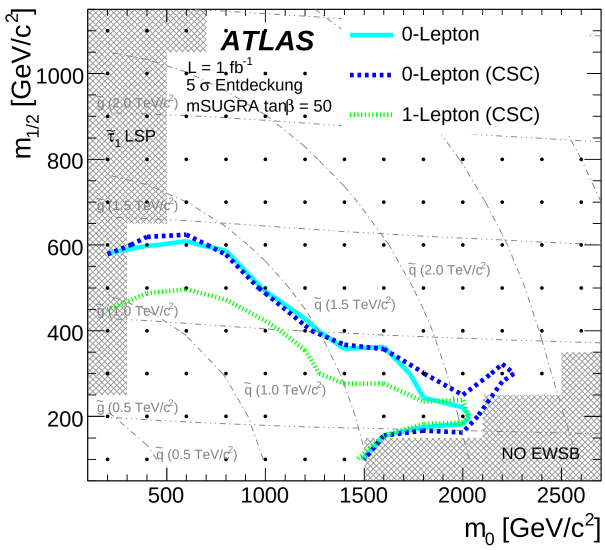


Abbildung 6.5: Vergleich des 5σ-Entdeckungspotentials im 0-Lepton-Kanal mit den Ergebnissen der CSC-Studie. Als Referenz wird auch die Konturlinie für den 1-Lepton-Kanal aus der CSC-Studie gezeigt.

Für kleine m_0-Werte stimmen die Kurven recht gut überein, für größere Werte um etwa 2000 GeV/c^2 sind hingegen Unterschiede zu sehen. Diese Unterschiede betreffen lediglich 2-3 Punkte des Gitters und es wurde gezeigt, dass sie durch Unterschiede des Signalbeitrags zustande kommen und daher sehr wahrscheinlich auf den verschiedenen Korrekturen für AF-I basieren.

6.3 Entdeckungspotential für die *b*-Jet-Analyse

In Abbildung 6.6 ist die 5σ-Konturlinie des *b*-Jet-Kanals nach Schnitt 6 (2 *b*-Jets) und Schnitt 7 ($\Delta\phi(\mathrm{Jet}_{1..3}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.2$) zu sehen. Als Referenz sind auch die Linien für den

5 Dieser Kanal wird im folgenden kurz als 0-Lepton-Kanal bezeichnet.

0-Lepton-Kanal eingezeichnet. Die Untersuchung des Entdeckungspotentials im b-Jet-Kanal zeigt, dass eine vergleichbare und teilweise sogar bessere Reichweite als im 0-Lepton-Kanal erreicht werden kann.

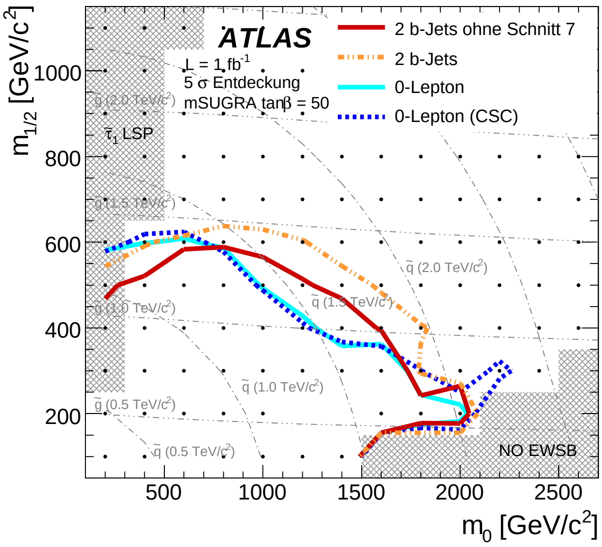


Abbildung 6.6: 5σ-Entdeckungspotential im b-Jet-Kanal nach Schnitt 6 in rot und nach dem letzten Schnitt in orange. Als Referenz sind außerdem die Linien für den 0-Lepton-Kanal eingezeichnet.

Die Konturlinien der beiden Kanäle weisen einen unterschiedlichen Verlauf auf. Um diesen besser zu verstehen, wird die Schnitteffizienz in Abbildung 6.7 veranschaulicht. Sie ist hier als Anzahl der Ereignisse nach dem letzten Schnitt (im b-Jet-Kanal nach Schnitt 7) geteilt durch die Anfangsereigniszahlen definiert. Die weißen Löcher im unteren mittleren Bereich der Grafiken sind gerade die Punkte im Gitter, für die keine Ereignisse produziert werden konnten. Im 0-Lepton-Kanal ist die Region mit den höchsten Effizienzwerten näher an der $(m_0 = m_{1/2})$-Diagonale als im b-Jet-Kanal, wo die Region sich mehr in den Bereich höherer m_0-Werte erstreckt. Dieses Verhalten kann qualitativ die Unterschiede in der Form des Entdeckungspotentials der beiden Kanäle erklären.
Für quantitative Aussagen müssen auch die Untergründe betrachtet werden. Diese wurden in Kapitel 4 für den b-Jet-Kanal ausführlich untersucht.

Außerdem ist in Abbildung 6.6 eine wesentliche Verbesserung durch den letzten Schnitt $(\varDelta\phi(\mathrm{Jet}_{1..3}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.2)$ zu sehen. Dies liegt jedoch zum Großteil an der Methode für die Berechnung des Entdeckungspotentials: Im Falle geringer Ereigniszahlen für große M_{eff}-Werte führen kleine Fluktuationen der Ereigniszahlen zu großen Änderungen im Entdeckungspotential. Dieses Problem wird in den nächsten Abschnitten weitergehend diskutiert.

6.3.1 Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten beim b-tagging

Bislang wurden die systematischen Unsicherheiten für das b-tagging, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, nicht explizit berücksichtigt. Die Unsicherheiten müssen zu δN_b hinzugefügt werden: Sie werden zunächst linear für alle beitragenden Bins der M_{eff}-Verteilung des gesamten Untergrundes aufsummiert und dann quadratisch zu den restlichen Unsicherheiten addiert. Das Entdeckungspotential, unter Berücksichtigung der b-tagging-Unsicherheiten, ist

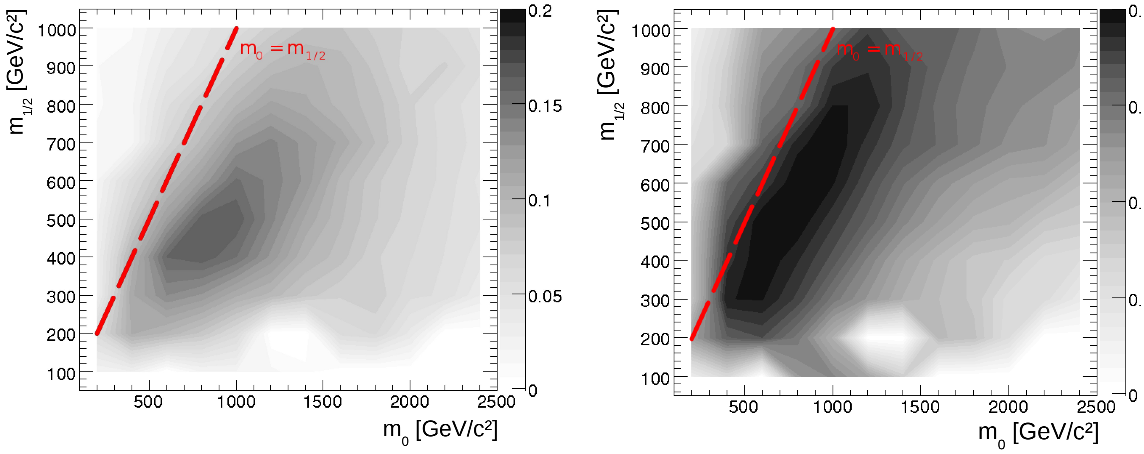


Abbildung 6.7: Schnitteffizienz im b-Jet-Kanal nach Schnitt 7 (links) und im 0-Lepton-Kanal (rechts). Es ist außerdem jeweils die ($m_0 = m_{1/2}$)-Diagonale eingezeichnet.

in Abbildung 6.8 zu sehen. „Up“ bedeutet, dass die Anzahl fehlrekonstruierter Jets um 50% erhöht wurde und „Down“, dass sie um 50% erniedrigt wurde (vergleiche Abschnitt 4.4). In beiden Fällen wird der 5% Unsicherheit der Effizienz für die wahren b-Jets Rechnung getragen.

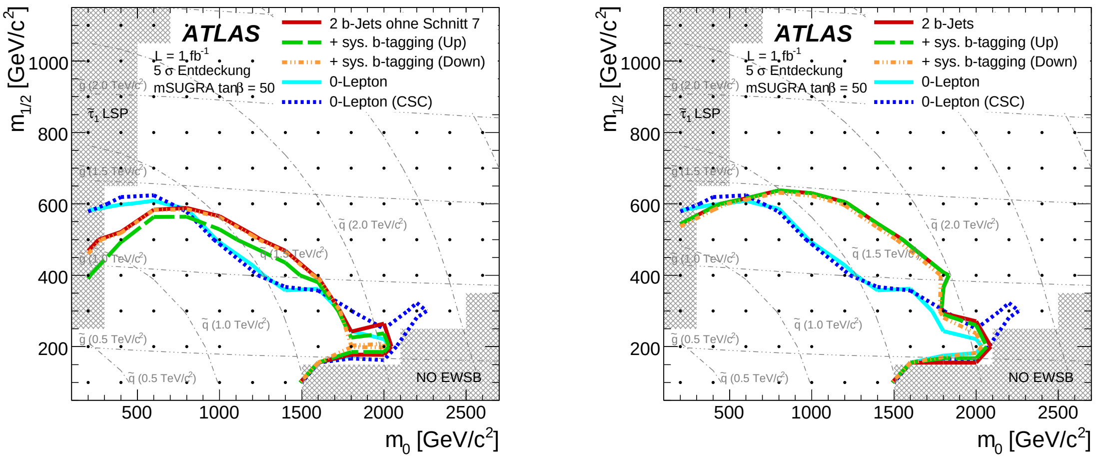


Abbildung 6.8: Entdeckungspotential des b-Jet-Kanals ohne und mit b-tagging-Unsicherheiten nach Schnitt 6 (links) und Schnitt 7 (rechts). Es werden Fluktuationen der fehlrekonstruierten Jets nach oben (Up) und unten (Down) betrachtet. In beiden Fällen wird die Unsicherheit auf die b-tagging-Effizienz berücksichtigt. Als Referenz sind die 0-Lepton-Kanal Linien eingezeichnet.

Das Entdeckungspotential wird durch die zusätzlichen Unsicherheiten nicht wesentlich verschlechtert. Einzig für die „Up“-Fluktuation nach Schnitt 6 ist das Entdeckungspotential ein wenig schlechter. Dies liegt nicht daran, dass die Unsicherheiten für diesen Fall insgesamt größer sind, sondern daran, dass neue Ereignisse im hohen M_{eff}-Bereich generiert wurden, wie in Abbildung 6.9 zu sehen ist. Dies ist auch ein Unterschied zur CSC-Studie, in der Unsicherheiten nur prozentual auf nicht leere Bins angewendet wurden.

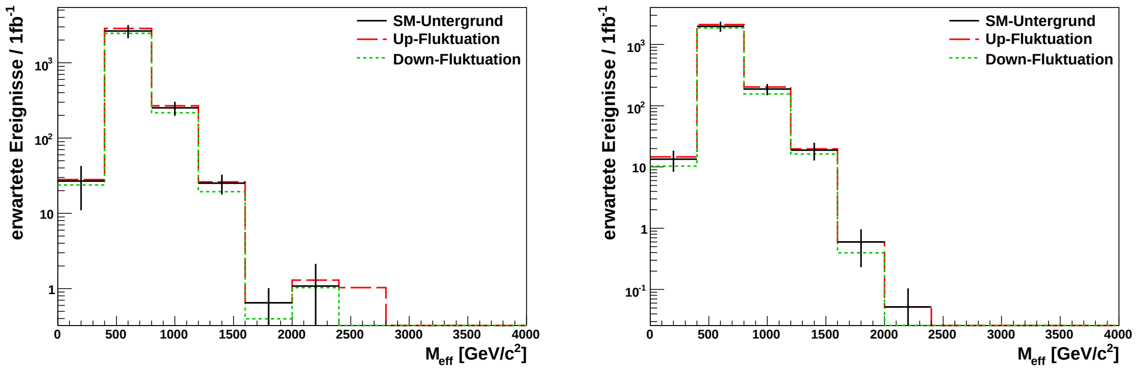


Abbildung 6.9: Fluktuation der M_{eff}-Verteilung aufgrund der Fluktuation fehlrekonstruierter Jets nach oben (Up) oder nach unten (Down) nach Schnitt 6 (links) und Schnitt 7 (rechts).

6.4 Verbesserung des Entdeckungspotentials durch weitere Schnitte

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung möglicher zusätzlicher Schnitte auf das Entdeckungspotential untersucht. In Unterabschnitt 6.4.1 wird zunächst die Vorgehensweise genauer erläutert, wie weitere Schnitte getestet werden. Es wird die Auswirkung anderer *weight*-Schnitte beim b-tagging (Unterabschnitt 6.4.2), zusätzlicher Schnitte auf Leptonen (6.4.3), weiterer Schnitte auf die b-Jets (6.4.4) und die Abstimmung der vorhandenen Schnitte (6.4.5) untersucht. Die wichtigsten Ergebnisse werden in Unterabschnitt 6.4.6 zusammengefasst.

6.4.1 Methode zur Untersuchung weiterer Schnitte

Um zu verhindern, dass kleine Fluktuationen aufgrund niedriger Ereigniszahlen einen großen Einfluss auf das Entdeckungspotential haben (wie in Abschnitt 6.3.1), wird das Anfangsbin für die Summation über die M_{eff}-Verteilung, b_{min}, nach oben beschränkt. Dadurch wird das Entdeckungspotential zwar herabgesetzt (b_{min} wird nicht mehr optimal gewählt), es ist dafür aber wesentlich robuster gegenüber Untergrundfluktuationen im Bereich großer M_{eff}-Werte (siehe Anhang B). Der Vergleich der Einflüsse verschiedener Schnitte wird aus diesem Grund als vertrauenswürdiger bewertet. Diese Vorgehensweise werde als M_{eff}-Bedingung bezeichnet und wie folgt definiert.
$\boldsymbol{M_{\text{eff}}}$**-Bedingung:** Es wird eine kleinere Schrittweite von 100 GeV$/c^2$ verwendet und das Anfangsbin b_{min} unterliegt der Bedingung, dass die zugehörigen M_{eff}-Werte $M_{\text{eff}} \leq 1200$ GeV$/c^2$ sind.
In Abbildung 6.10 wird die M_{eff}-Verteilung mit kleinerer Schrittweite gezeigt und es ist zu sehen, dass mindestens 15 Untergrundereignisse über der M_{eff}-Begrenzung liegen und daher in der Rechnung berücksichtigt werden.
Das Entdeckungspotential mit dieser neuen Auflage ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Wie erwartet, hat das Entdeckungspotential nun eine etwas kleinere Reichweite, ist aber im Bereich mittlerer bis hoher m_0-Werte immer noch mit dem 0-Lepton-Kanal vergleichbar. Außerdem verschwinden die Unterschiede, die im vorigen Abschnitt zwischen Schnitt 6 und 7 zu sehen waren. Es ist daher davon auszugehen, dass diese Unterschiede durch statistische Fluktuationen für hohe M_{eff}-Werte entstanden sind.

In den folgenden Unterabschnitten wird die M_{eff}-Bedingung verwendet. Mögliche neue Schnitte werden meist anhand der Verteilung der entsprechenden Variable für SU6 postu-

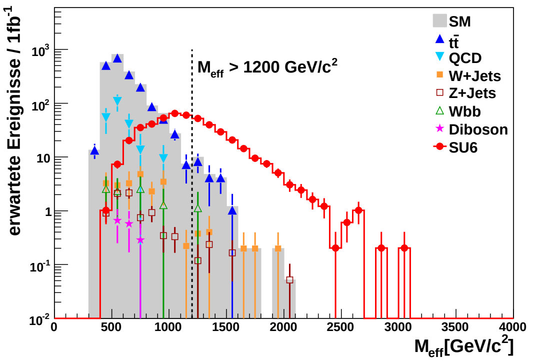


Abbildung 6.10: M_{eff}-Verteilung mit kleinerer Schrittweite nach Schnitt 7. Der Schwellenwert bei $M_{\text{eff}} = 1200$ GeV$/c^2$ ist durch die gestrichelte Linie markiert.

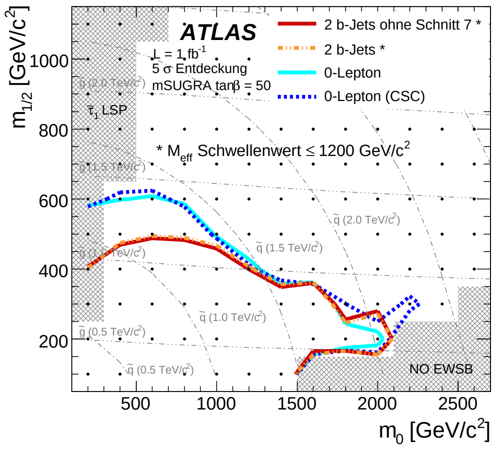


Abbildung 6.11: Entdeckungspotential für den b-Jet-Kanal mit M_{eff}-Bedingung (M_{eff} Schwellenwert ≤ 1200 GeV$/c^2$).

liert. Die Auswirkungen der Schnitte können in verschiedenen Regionen des Gitters jedoch unterschiedlich sein, wie zu sehen sein wird. Um ein vollständigeres Bild der Auswirkung eines bestimmten neuen Schnittes zu erhalten, wird der Schätzer der Signifikanz $S/\delta B$ mit $\delta B = \sqrt{B + \delta B_{sys}^2}$ nach allen Schnitten (inklusive des neuen Schnitts) und nach einem zusätzlichen $M_{\text{eff}} > 1200$ GeV$/c^2$ Schnitt für SU6 und zwei weitere Gitterpunkte, P_{med} und P_{high}, angegeben. Hierbei ist S die Anzahl der Signalereignisse, B die Anzahl der Untergrundereignisse und δB die Unsicherheit von B. Die beiden Signifikanzen werden mit σ_7 und $\sigma_{M_{\text{eff}}}$ bezeichnet.
Die Referenzpunkte SU6, P_{med} und P_{high} decken den Bereich kleiner, mittlerer und hoher m_0-Werte ab[6]:

- SU6: $m_0 = 320$ GeV$/c^2$, $m_{1/2} = 375$ GeV$/c^2$
- P_{med}: $m_0 = 1000$ GeV$/c^2$, $m_{1/2} = 400$ GeV$/c^2$
- P_{high}: $m_0 = 2000$ GeV$/c^2$, $m_{1/2} = 200$ GeV$/c^2$

Die Verteilungen und in den Tabellen angegebenen Ereigniszahlen und Signifikanzen entsprechen immer den Erwartungswerten für eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1}.
Im letzten Unterabschnitt werden die gewonnenen Erkenntnisse noch einmal zusammengefasst und es wird ein Vorschlag gemacht, mit welchen zusätzlichen Schnitten sich die CSC-Ergebnisse verbessern lassen.

6.4.2 Auswirkung anderer *weight*-Schnitte beim *b*-tagging

In Tabelle 4.12 war zu sehen, dass die W+Jets- und Z+Jets-Untergründe einen hohen Anteil fehlrekonstruierter b-Jets besitzen. Diese Untergründe sollten sich daher durch einen härteren Schnitt auf die *weight*-Variable bei der Selektion der b-Jets reduzieren lassen. In Abbildung 6.12 sind neben der Standardkurve mit *weight* $= 6.75$ auch die Kurven für *weight*-

6 Für SU6 werden die Ereigniszahlen mit dem Wirkungsquerschnitt in nächstführender Ordnung skaliert, in Übereinstimmung mit den bisher in dieser Arbeit gezeigten Grafiken und Tabellen. Für P_{med} und P_{high} liegen die Wirkungsquerschnitte wie für die übrigen Gitterpunkte nur in führender Ordnung vor. In den Tabellen wird außerdem darauf verzichtet, den Signalbeitrag um 10% zu reduzieren (siehe Ende Abschnitt 6.1.1).

Werte von 3.5 und 8.5 zu sehen. Die statistischen Signifikanzen für SU6, P_{med} und P_{high} sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

Schnitt	SU6 S	SU6 σ_7	SU6 $\sigma_{M_{eff}}$	P_{med} S	P_{med} σ_7	P_{med} $\sigma_{M_{eff}}$	P_{high} S	P_{high} σ_7	P_{high} $\sigma_{M_{eff}}$	SM B
weight > 6.75	471	1.16	32.9	151	0.37	15.7	1010	2.48	10.6	2207
weight > 3.5	697	1.14	40.5	191	0.31	16.0	1293	2.11	14.1	3370
weight > 8.5	359	1.18	31.4	126	0.41	17.2	777	2.56	9.8	1637

Tabelle 6.2: Erwartete Ereigniszahlen für SU6, P_{med}, P_{high} und SM-Untergrund (B) für unterschiedliche *weight*-Werte nach Schnitt 7 und die entsprechenden Signifikanzen nach Schnitt 7 (σ_7) und mit zusätzlichem $M_{eff} > 1200$ GeV/c^2 Schnitt ($\sigma_{M_{eff}}$).

Die neuen *weight*-Schnitte scheinen nur einen sehr geringen Effekt auf das Entdeckungspotential zu haben. Kleinere *weight*-Werte scheinen das Ergebnis im Bereich kleiner m_0-Werte tendenziell zu verbessern. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Vergleich zum 0-Lepton-Kanal (siehe Abbildung 6.6 und 6.7). Bei einem im Experiment beobachteten Überschusssignal lassen sich mithilfe der Signatur mit b-Jets in den Endzuständen bereits Rückschlüsse auf das zugrundeliegende SUSY-Modell ziehen. Es ist daher für diese Signatur von einem niedrigen *weight*-Schnitt, der die Rate fehlrekonstruierter b-Jets erhöht, abzuraten.
In der Tabelle ist zu sehen, dass ein härterer *weight*-Schnitt die Signifikanz zunächst verbessert. Dieses Verhalten wird für SU6 und P_{high} jedoch durch den zusätzlichen M_{eff}-Schnitt umgekehrt und der härtere Schnitt ist für hohe M_{eff}-Werte weniger effektiv.

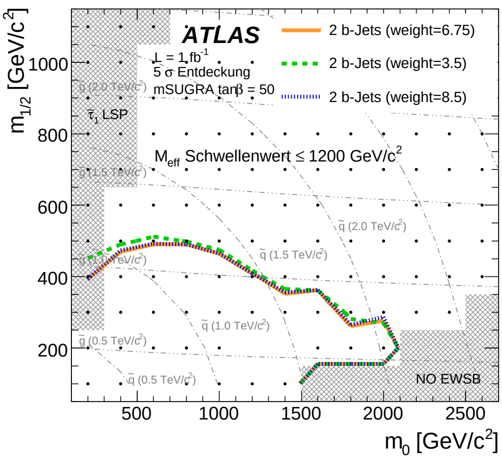


Abbildung 6.12: Entdeckungspotential des b-Jet-Kanals mit verschiedenen *weight*-Werten beim b-tagging.

6.4.3 Schnitte auf Leptonen[7]

Bislang wurden die Leptonen inklusiv behandelt. Nun soll die Möglichkeit untersucht werden, den b-Jet-Kanal in einen 0 (exklusiv) und einen 1 (inklusiv) Lepton-Kanal aufzuteilen. Zusätzlich wird ein Schnitt auf die transversale Masse M_T zwischen Lepton und E_T^{miss} eingeführt, durch den Untergründe mit leptonisch zerfallenden W-Bosonen unterdrückt werden (also besonders der $t\bar{t}$- und der W+Jets-Untergrund). Die transversale Masse eines Leptons

7 Wie in Kapitel 4 eingeführt, umfassen Leptonen auch in diesem Abschnitt ausschließlich Elektronen und Myonen.

und $E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}$ ist definiert durch:

$$M_\mathrm{T} = \sqrt{2p_\mathrm{T}(\mathrm{Lepton})/c \cdot E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}/c^2 \cdot \left[1 - \cos\left(\Delta\phi(\mathrm{Lepton}, E_\mathrm{T}^\mathrm{miss})\right)\right]}$$

Falls es mehrere Leptonen gibt, so wird das Lepton mit der geringsten Richtungsabweichung von $E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}$ gewählt, da in dieser Analyse angenommen wird, dass das W-Boson einen hohen Transversalimpuls trägt (großes $E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}$).
Insgesamt werden vier unterschiedliche Möglichkeiten getestet:

1. Ereignisse ohne Leptonen
2. Ereignisse mit mindestens einem Lepton
3. Ereignisse mit mindestens einem Lepton und einem zusätzlichem Schnitt auf die transversale Masse M_T zwischen Lepton und $E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}$ ($M_\mathrm{T} > 100$ GeV/c^2)
4. Falls das Ereignis mindestens ein Lepton besitzt, wird der Schnitt auf die transversale Masse ($M_\mathrm{T} > 100$ GeV/c^2) angewendet, Ereignisse ohne Leptonen werden beibehalten

Schnitt	SU6			$\mathrm{P_{med}}$			$\mathrm{P_{high}}$			SM
	S	σ_7	σ_{M_eff}	S	σ_7	σ_{M_eff}	S	σ_7	σ_{M_eff}	B
7 (standard)	471	1.16	32.9	151	0.37	15.7	1010	2.48	10.6	2207
0 Leptonen	351	1.16	32.3	102	0.34	13.6	777	2.58	9.0	1637
≥ 1 Leptonen	120	1.05	16.5	49	0.43	10.7	233	2.04	7.6	570
≥ 1 Lep. + M_T	73	7.30	19.6	32	3.23	12.7	100	10.02	5.3	39
M_T	424	1.37	35.3	134	0.44	16.3	878	2.84	9.8	1677

Tabelle 6.3: Erwartete Ereigniszahlen für SU6, $\mathrm{P_{med}}$, $\mathrm{P_{high}}$ und SM-Untergrund (B) mit Unterscheidung zwischen Ereignissen mit und ohne Leptonen und die entsprechenden Signifikanzen nach den jeweiligen Schnitten (σ_7) und mit zusätzlichem $M_\mathrm{eff} > 1200$ GeV/c^2 Schnitt (σ_{M_eff}). Dabei steht M_T als Abkürzung für M_T >100 GeV/c^2.

Die Auswirkung der Schnitte auf das Entdeckungspotential ist in Abbildung 6.13 zu sehen. Es ist keine große Verbesserung zu erkennen. Eine leichte Erhöhung der Signifikanz ließe sich durch die Kombination des 0-Lepton- und 1-Lepton-Kanals erreichen. Das beste Ergebnis wird mit dem letzten Schnitt erzielt, der den M_T-Schnitt für Ereignisse mit Leptonen hinzufügt und Ereignisse ohne Leptonen beibehält. Weiter ist zu sehen, dass die Reichweite des Entdeckungspotentials von Ereignissen ohne Leptonen dominiert wird. In Tabelle 6.3 werden die Ereigniszahlen und resultierenden Signifikanzen für die ausgewählten Signalpunkte aufgelistet. Die Werte nach dem zusätzlichen M_eff-Schnitt spiegeln das Verhalten der 5σ-Konturlinien wider. Es sticht hervor, dass ohne den M_eff-Schnitt eine hohe Signifikanz für den dritten Fall (Ereignisse mit mindestens einem Lepton und $M_\mathrm{T} > 100$ GeV/c^2) erreicht wird. Dieser Schnitt bewirkt eine starke Reduktion der Ereigniszahlen, besonders für den Untergrund in niedrigen M_eff-Bereichen.

6.4.4 Weitere Schnitte auf die b-Jets

Für die b-Jets wurde bislang nur ein Schnitt auf die Anzahl der b-Jets angewendet. Nun sollen zusätzliche Schnitte auf den Transversalimpuls der b-Jets und den azimutalen Winkelabstand zu $E_\mathrm{T}^\mathrm{miss}$ untersucht werden. Außerdem wird eine mögliche Variation des Schnitts auf die b-Jet-Multiplizität betrachtet.

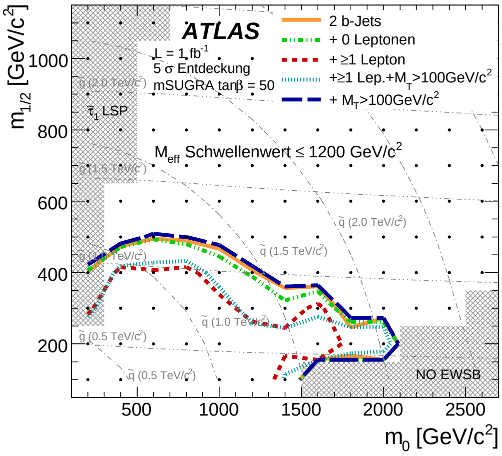
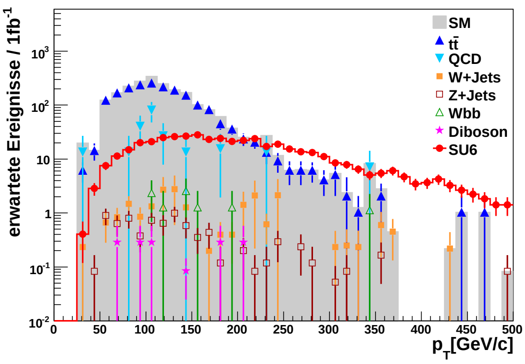


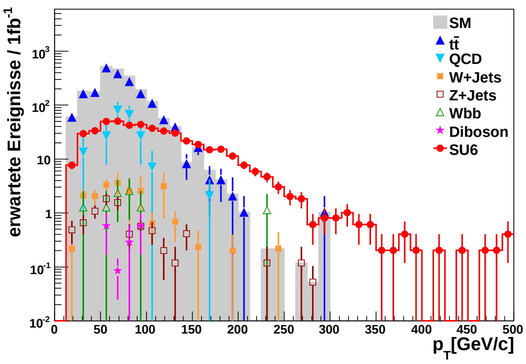
Abbildung 6.13: Entdeckungspotential des b-Jet-Kanals mit Unterscheidung zwischen verschiedenen Lepton-Schnitten. Die erste Kurve (2 b-Jets , in orange) entspricht der Standardkonturlinie nach Schnitt 7 und für die anderen Kurven werden die weiteren Schnitte jeweils zu den Standardschnitten hinzugefügt.

p_{T} der *b*-Jets

In Abbildung 6.14 wird die p_{T}-Verteilung der zwei führenden b-Jets in p_{T} nach dem letzten Analyseschnitt dargestellt. Schnitte auf die p_{T}-Variablen sind mit den abschließenden M_{eff}-Schnitten korreliert (wenn die b-Jets unter die ersten vier Jets fallen). Ob dennoch eine Verbesserung erreicht werden kann, wird untersucht. Bei der Objekt-Definition der b-Jets wird bereits $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV/c verlangt, damit ein b-Jet als solcher identifiziert wird. Dieser Schwellenwert ist möglicherweise zu niedrig, um eine gute Rekonstruktion der b-Jets mit den ersten Daten nach Beginn des LHC-Experiments zu gewährleisten. In Tabelle 6.4 sind die Signifikanzen für verschiedene Schnitte auf den Transversalimpuls des ersten bzw. zweiten b-Jets zusammengestellt. Die Auswirkung einer Auswahl dieser Schnitte auf das Entdeckungspotential ist in Abbildung 6.15 zu sehen.



p_{T} des ersten b-Jets



p_{T} des zweiten b-Jets

Abbildung 6.14: Transversalimpuls-Verteilung der beiden ersten b-Jets in p_{T} für SU6 und den SM-Untergrund. Für den zweiten b-Jet ist zu erkennen, dass der $Wb\bar{b}$-Untergrund in einem Bin etwas oberhalb des gesamten SM-Untergrundes liegt. Dies wird durch ein $t\bar{t}$-Ereignis mit negativem Gewicht verursacht[8].

Schnitt	SU6 S	SU6 σ_7	SU6 $\sigma_{M_{\text{eff}}}$	$\mathrm{P_{med}}$ S	$\mathrm{P_{med}}$ σ_7	$\mathrm{P_{med}}$ $\sigma_{M_{\text{eff}}}$	$\mathrm{P_{high}}$ S	$\mathrm{P_{high}}$ σ_7	$\mathrm{P_{high}}$ $\sigma_{M_{\text{eff}}}$	SM B
7 (standard)	471	1.16	32.9	151	0.37	15.7	1010	2.48	10.6	2207
$p_{\mathrm{T}}(1) > 100$	414	1.64	32.1	138	0.55	15.5	875	3.47	11.1	1374
$p_{\mathrm{T}}(1) > 150$	315	4.06	33.5	114	1.47	16.5	579	7.45	11.0	416
$p_{\mathrm{T}}(1) > 200$	219	8.66	29.2	88	3.47	15.3	328	12.99	8.4	131
$p_{\mathrm{T}}(2) > 50$	400	1.21	35.5	133	0.40	17.5	838	2.54	12.6	1790
$p_{\mathrm{T}}(2) > 100$	214	4.27	30.7	88	1.76	17.5	402	8.01	10.4	254
$p_{\mathrm{T}}(1) > 150$ & $p_{\mathrm{T}}(2) > 100$	186	6.89	31.5	80	2.98	18.1	331	12.27	11.4	133

Tabelle 6.4: Erwartete Ereigniszahlen für SU6, $\mathrm{P_{med}}$, $\mathrm{P_{high}}$ und SM-Untergrund für zusätzliche Schnitte auf den Transversalimpuls der b-Jets und die entsprechenden Signifikanzen σ_7 und $\sigma_{M_{\text{eff}}}$. Dabei werden $p_{\mathrm{T}}(1)$ und $p_{\mathrm{T}}(2)$ als Abkürzung für $p_{\mathrm{T}}(b\text{-Jet}_1)/(\mathrm{GeV}/c)$ bzw. $p_{\mathrm{T}}(b\text{-Jet}_2)/(\mathrm{GeV}/c)$ verwendet.

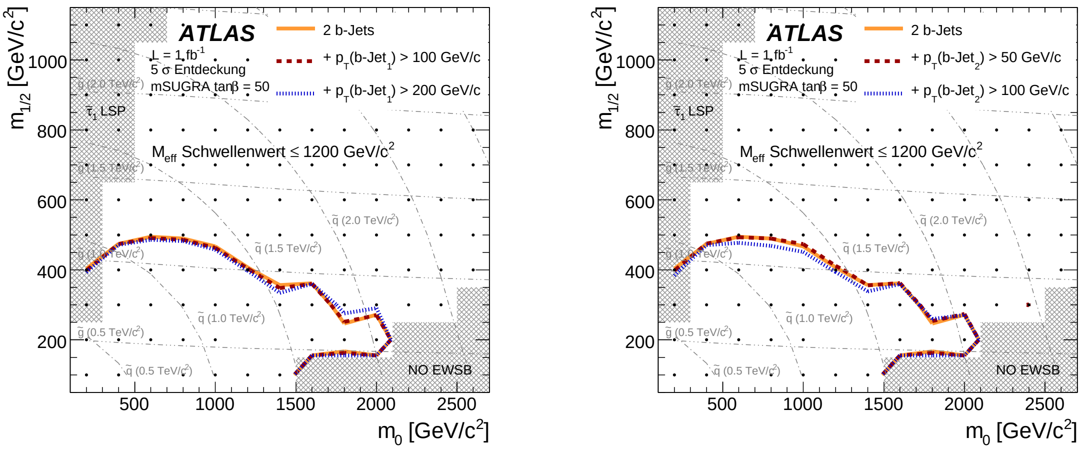


Abbildung 6.15: Vergleich der Standard-Konturlinie mit den 5σ-Konturlinien für zusätzliche Schnitte auf den Transversalimpuls des ersten b-Jets (links) und des zweiten b-Jets (rechts).

Anhand der Tabelle ist gut nachzuvollziehen, dass die Schnitte das Verhältnis von Signal zu Untergrund im Prinzip verbessern, dieser Effekt aber durch den dazu korrelierten M_{eff}-Schnitt aufgehoben wird. Dementsprechend ist kaum eine Auswirkung der Schnitte auf das Entdeckungspotential zu erkennen. Sehr harte Schnitte wirken sich im Bereich mittlerer m_0 eher leicht negativ aus. Eine Schlussfolgerung ist daher, dass der p_{T}-Schwellenwert der b-Jets von 20 GeV$/c$ auf höhere Werte hinaufgesetzt werden kann, ohne das Ergebnis zu mindern. Diese Tatsache ist besonders im Hinblick auf die Physikanalyse zu Beginn der Datennahme von Bedeutung.

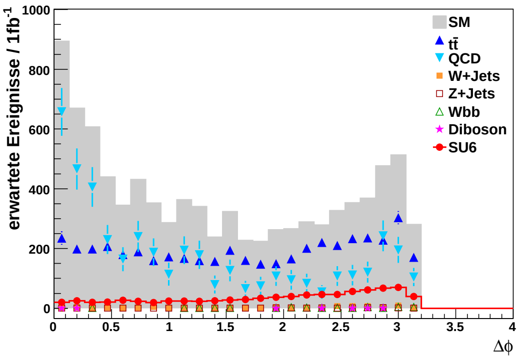
Es wurden außerdem Schnitte auf den Transversalimpuls der vektoriellen Summe der beiden b-Jets und ihren Abstand ΔR untersucht. Im Signal stammen die beiden b-Jets möglicherweise aus demselben Zerfall (z.B. $\tilde{g} \to b\tilde{b} \to bb\chi_0^2$) und hätten in diesem Fall einen kleinen Abstand bzw. als vektorielle Summe einen großen p_{T}-Beitrag. Im Gegensatz dazu stammen die beiden b-Jets, beispielsweise im $t\bar{t}$-Untergrund, eher aus verschiedenen Zerfällen und zei-

8 Einigen der $t\bar{t}$-Ereignissen ist ein negatives Gewicht zugeschrieben, um innerhalb des MC@NLO Monte-Carlo-Generators die nächstführende Ordnung korrekt zu beschreiben.

gen in entgegengesetzte Richtung. Für solche Schnitte konnte jedoch keine Verbesserung der Signifikanzwerte festgestellt werden, was schätzungsweise an einer Korrelation mit den anderen Analyseschnitten und einer anderen Verteilung der Richtungen der b-Jets (z.B. durch *gluon-splitting* für den Untergrund, der nicht von $t\bar{t}$-Prozessen rührt) liegt.

Der azimutale Winkelabstand $\Delta\phi\,(b\text{-Jets},E_T^{\text{miss}})$

Multi-Jet-Prozesse des QCD-Untergrundes können signifikante E_T^{miss}-Beiträge aufgrund semileptonischer schwacher Zerfälle der b-Quarks aufweisen. Es werden daher Schnitte auf den azimutalen Abstand $\Delta\phi\,(b\text{-Jets},E_T^{\text{miss}})$ zwischen E_T^{miss} und der vektoriellen Summe der beiden b-Jets untersucht. Die Verteilung dieser Größe ist in Abbildung 6.16 einmal nach Schnitt 3 in linearer Skala und einmal nach Schnitt 6 in logarithmischer Skala zu sehen. Die lineare Skala wird verwendet, um die Unterschiede zu verdeutlichen.
Nach Schnitt 3 ist ein deutliches Maximum des QCD-Untergrundes bei $\Delta\phi\,(b\text{-Jets},E_T^{\text{miss}}) = 0$ zu erkennen. Der QCD-Untergrund ist nach Schnitt 6 stark reduziert, aber eine leichte Tendenz für das Maximum ist weiterhin vorhanden. Da für diesen Untergrund im Vergleich zu den hohen Produktionswirkungsquerschnitten nur eine geringe Ereigniszahl generiert wurde, ist es sinnvoll einen solchen Schnitt zu betrachten.



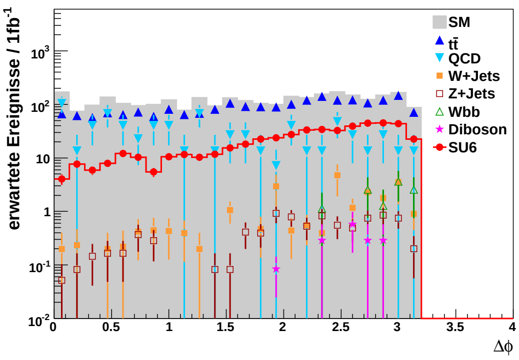


Abbildung 6.16: Azimutaler Abstand der vektoriellen Summe der beiden b-Jets und E_T^{miss} ($\Delta\phi\,(b\text{-Jets},E_T^{\text{miss}})$) nach Schnitt 3 in linearer Skala (links) und nach Schnitt 6 in logarithmischer Skala für SU6 und den SM-Untergrund.

Schnitt	SU6 S	SU6 σ_7	SU6 $\sigma_{M_{\text{eff}}}$	P_{med} S	P_{med} σ_7	P_{med} $\sigma_{M_{\text{eff}}}$	P_{high} S	P_{high} σ_7	P_{high} $\sigma_{M_{\text{eff}}}$	SM B
7 (standard)	471	1.16	32.9	151	0.37	15.7	1010	2.48	10.6	2207
$\Delta\phi > 0.2$	464	1.20	32.5	147	0.38	15.3	997	2.59	10.1	2081
$\Delta\phi > 0.4$	455	1.23	37.6	142	0.38	17.3	976	2.63	10.9	1998

Tabelle 6.5: Erwartete Ereigniszahlen für SU6, P_{med}, P_{high} und SM-Untergrund für zusätzliche $\Delta\phi\,(b\text{-Jets},E_T^{\text{miss}})$-Schnitte und die entsprechenden Signifikanzen σ_7 und $\sigma_{M_{\text{eff}}}$.

Zwei Schnitte ($\Delta\phi > 0.2$ und $\Delta\phi > 0.4$) wurden getestet und in Abbildung 6.17 und Tabelle 6.5 werden die Ergebnisse dafür gezeigt.
Weder für die Signifikanzwerte noch für die 5σ-Konturlinien ist eine signifikante Änderung zu erkennen. Das Entdeckungspotential wird also nicht durch einen solchen Schnitt, der eventuell hilfreich ist, um den großen QCD-Beitrag samt seiner Unsicherheiten zu kontrollieren, beeinträchtigt.

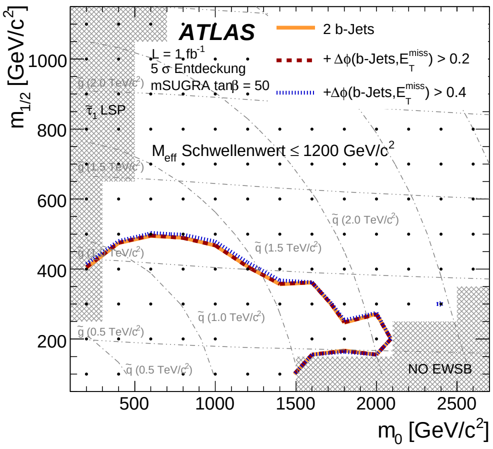


Abbildung 6.17: 5σ-Konturlinien mit zusätzlichen $\Delta\phi\left(b\text{-Jets}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}\right)$-Schnitten.

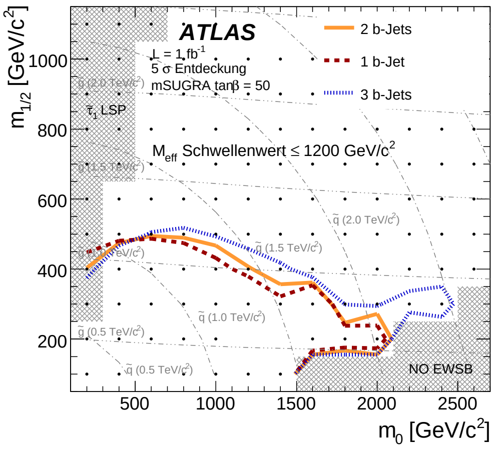


Abbildung 6.18: Entdeckungspotential für verschiedene b-Jet-Multiplizitäten.

b-Jet-Multiplizität

Als weitere Möglichkeit wird der Schnitt auf die Anzahl der b-Jets variiert. In Abbildung 6.18 wird das Entdeckungspotential mit nur einem oder mit drei b-Jets anstelle von zwei b-Jets gezeigt (in allen Fällen sind die Schnitte inklusiv zu verstehen). Die entsprechenden Ereigniszahlen und Signifikanzen sind in Tabelle 6.6 aufgeführt.

	SU6			$\mathrm{P_{med}}$			$\mathrm{P_{high}}$			SM
cut	S	σ_7	$\sigma_{M_{\mathrm{eff}}}$	S	σ_7	$\sigma_{M_{\mathrm{eff}}}$	S	σ_7	$\sigma_{M_{\mathrm{eff}}}$	B
7 (standard)	471	1.16	32.9	151	0.37	15.7	1010	2.48	10.6	2207
1 b-Jet	951	0.99	36.6	215	0.22	11.9	1484	1.55	9.6	5441
3 b-Jets	124	3.02	19.5	82	1.99	23.5	418	10.20	15.9	207

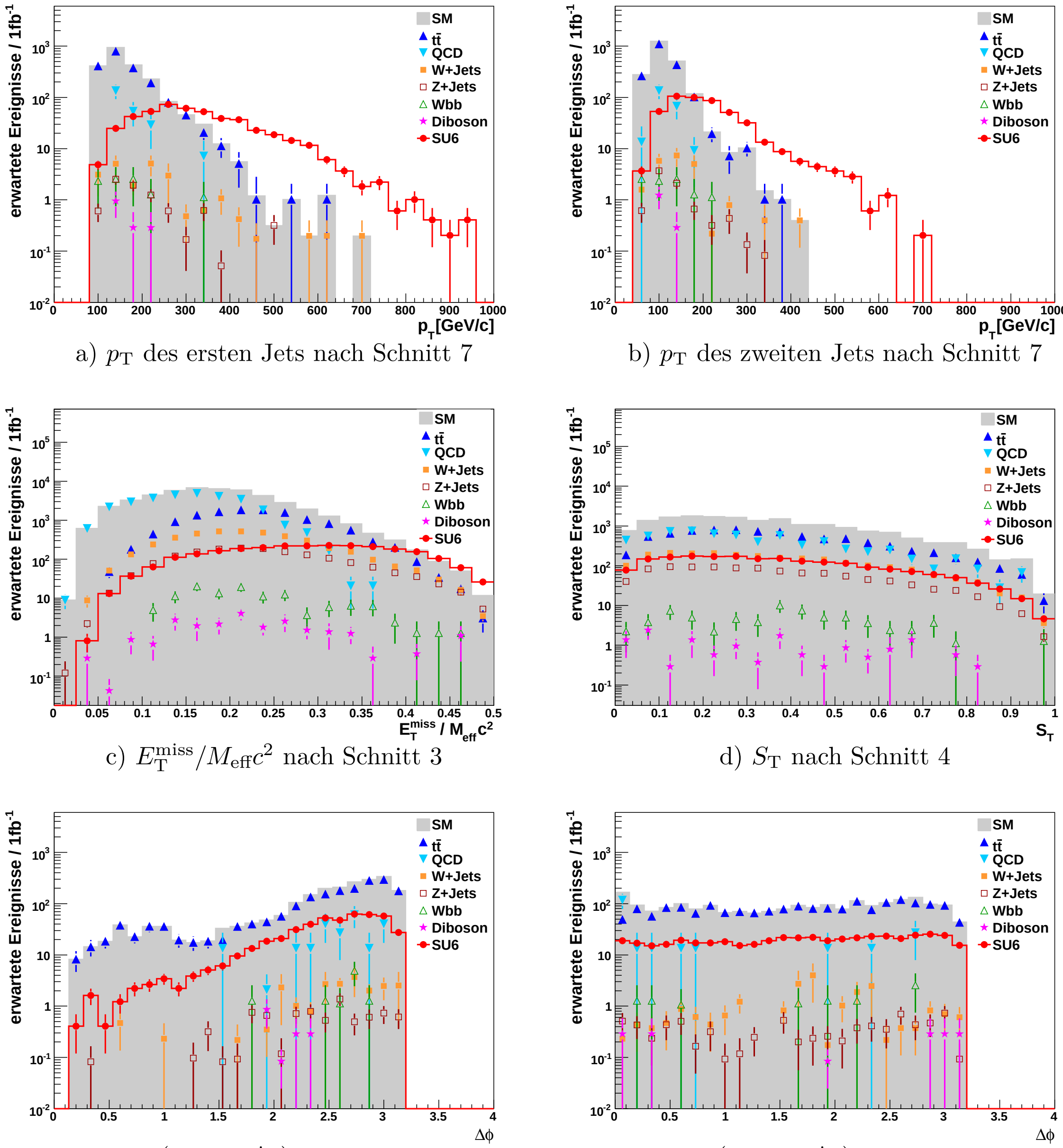
Tabelle 6.6: Erwartete Ereigniszahlen für SU6, $\mathrm{P_{med}}$, $\mathrm{P_{high}}$ und SM-Untergrund für unterschiedliche b-Jet-Multiplizitäten (inklusiv) und die entsprechenden Signifikanzen σ_7 und $\sigma_{M_{\mathrm{eff}}}$.

Verglichen mit dem Entdeckungspotential für zwei b-Jets ergibt sich mit nur einem b-Jet generell ein niedrigeres Entdeckungspotential. Für drei b-Jets hingegen ist das Entdeckungspotential größer, was vor allem für große m_0-Werte auffällt. Eine Ausnahme bildet der Bereich besonders kleiner m_0-Werte. Dort ist das Verhalten gerade umgekehrt, in Übereinstimmung mit Abbildung 6.6 und 6.7. Die $\sigma_{M_{\mathrm{eff}}}$-Werte der Tabelle bestätigen das beobachtete Verhalten, für die σ_7-Werte ohne zusätzlichen M_{eff}-Schnitt allerdings bringt der Schnitt auf drei b-Jets für alle drei Punkte eine wesentliche Verbesserung und der Schnitt auf nur einen b-Jet liefert schlechtere Ergebnisse.
Eine tiefergehende Behandlung und weitere Informationen über die Signatur mit drei b-Jets finden sich in Abschnitt 6.5.

6.4.5 Abstimmung der vorhandenen Schnitte

In diesem Abschnitt werden Modifizierungen der Standardschnitte (siehe Abschnitt 4.3) untersucht. Diese basieren auf Schnitten ähnlicher Analysen der CSC-Studie, für die sie anhand von Referenzpunkten, wie beispielsweise SU6, optimiert wurden. Da für verschiedene m_0- und $m_{1/2}$-Bereiche unterschiedliche SUSY-Topologien zu erwarten sind, werden die Schnitte hier noch einmal im Kontext des (m_0, $m_{1/2}$)-Gitters überprüft. Abbildung 6.19 zeigt die Verteilungen relevanter Variablen, die für die Schnitte genutzt werden. Davon ausgehend werden die folgenden Änderungen vorgeschlagen und in Abbildung 6.20 und Tabelle 6.7 angewendet:

- a), b) härtere Schnitte auf den Transversalimpuls der zwei ersten Jets
- c) härterer Schnitt auf $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}/M_{\mathrm{eff}}$
- d) Auslassen des S_{T}-Schnittes
- e), f) härtere Schnitte auf $\Delta\phi(\mathrm{Jets},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$
- ohne Verteilung: Erhöhen des $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$-Schnittes[9]



a) p_{T} des ersten Jets nach Schnitt 7

b) p_{T} des zweiten Jets nach Schnitt 7

c) $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}/M_{\mathrm{eff}}c^2$ nach Schnitt 3

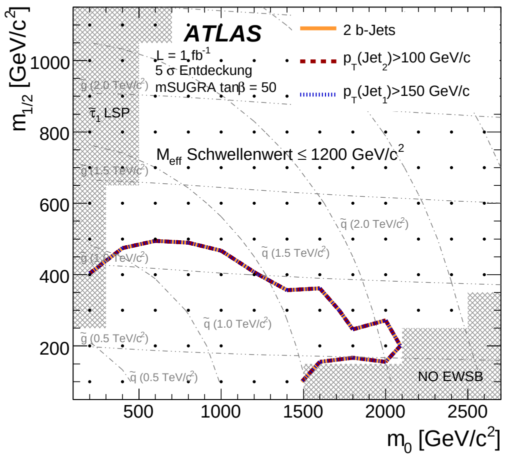
d) S_{T} nach Schnitt 4

e) $\Delta\phi\left(\mathrm{Jet}_1,E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}\right)$ nach Schnitt 7

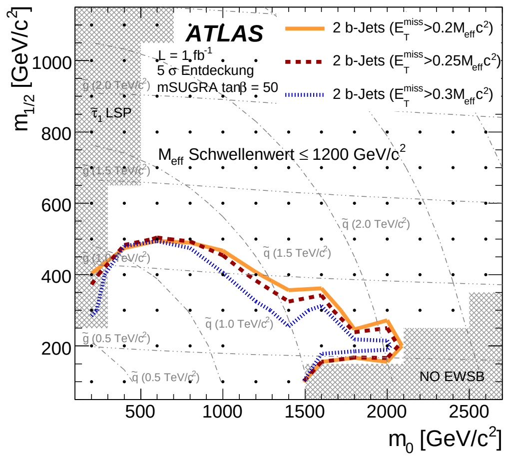
f) $\Delta\phi\left(\mathrm{Jet}_4,E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}\right)$ nach Schnitt 7

Abbildung 6.19: Verteilungen relevanter Variablen für die Analyse-Schnitte für SU6 und SM-Untergrund.

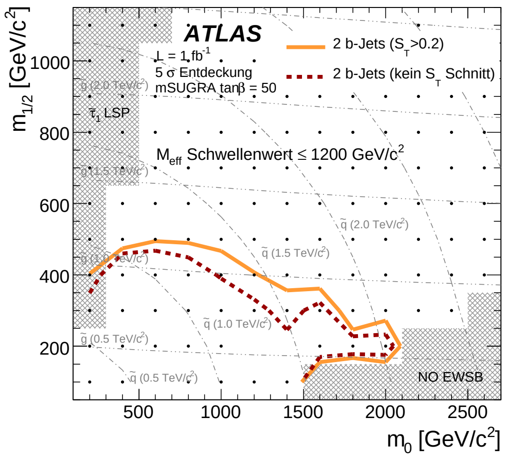
9 Dieses wird betrachtet, um zu testen, ob der $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$-Ereignisfilter auf Generatorebene für den QCD-Untergrund (siehe Abschnitt 4.1) eine negative Auswirkung hat.



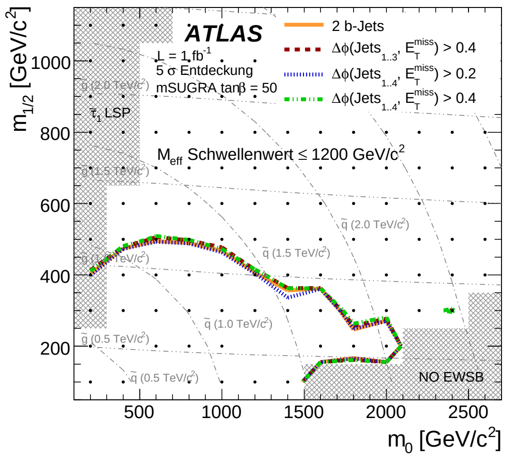
a) härtere p_{T}-Schnitte für die Jets



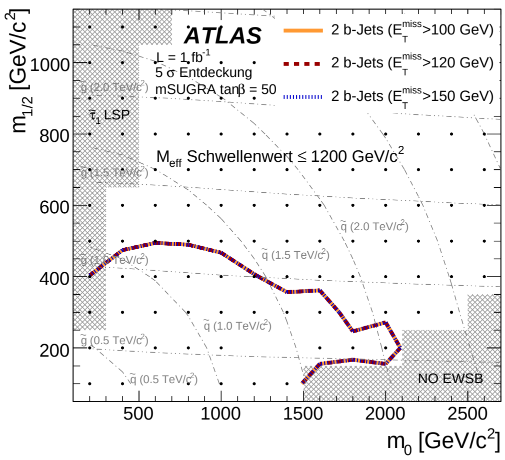
b) Modifikation des $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}/M_{\mathrm{eff}}$-Schnittes



c) Kein S_{T}-Schnitt



d) Modifikation des $\Delta\phi\left(\mathrm{Jet}_4, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}\right)$-Schnittes



e) Variation des $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$-Schnittes

Abbildung 6.20: Entdeckungspotential mit Modifikationen der Standardschnitte der *b*-Jet-Analyse.

cut	SU6 S	SU6 σ_7	SU6 $\sigma_{M_{\rm eff}}$	P$_{\rm med}$ S	P$_{\rm med}$ σ_7	P$_{\rm med}$ $\sigma_{M_{\rm eff}}$	P$_{\rm high}$ S	P$_{\rm high}$ σ_7	P$_{\rm high}$ $\sigma_{M_{\rm eff}}$	SM B
7 (standard)	471	1.16	32.9	151	0.37	15.7	1010	2.48	10.6	2207
$p_{\rm T}({\rm Jet}_2) > 100$ GeV/c	450	1.97	32.8	148	0.65	15.7	883	3.87	10.6	1239
$p_{\rm T}({\rm Jet}_1) > 150$ GeV/c	448	2.28	32.9	147	0.75	15.7	857	4.37	10.6	1065
$E_{\rm T}^{\rm miss}/M_{\rm eff}c^2 > 0.25$	383	1.72	47.5	96	0.43	17.9	606	2.72	12.2	1167
$E_{\rm T}^{\rm miss}/M_{\rm eff}c^2 > 0.3$	275	2.84	42.1	53	0.55	12.4	283	2.92	5.9	486
kein S_T-Schnitt	606	1.14	23.6	177	0.33	9.8	1169	2.19	9.4	2896
$\Delta\phi({\rm Jets}_{1,\ldots,3}, E_{\rm T}^{\rm miss}) > 0.4$	443	1.22	36.9	137	0.38	17.1	928	2.56	10.4	1963
$\Delta\phi({\rm Jets}_{1,\ldots,4}, E_{\rm T}^{\rm miss}) > 0.2$	443	1.18	33.5	142	0.38	16.0	960	2.55	11.0	1984
$\Delta\phi({\rm Jets}_{1,\ldots,4}, E_{\rm T}^{\rm miss}) > 0.4$	394	1.25	40.3	119	0.38	18.1	817	2.60	10.8	1639
$E_{\rm T}^{\rm miss} > 120$ GeV	469	1.52	32.9	150	0.49	15.7	986	3.19	10.6	1662
$E_{\rm T}^{\rm miss} > 150$ GeV	464	2.44	32.9	149	0.78	15.7	886	4.67	10.6	1007

Tabelle 6.7: Erwartete Ereigniszahlen für SU6, P$_{\rm med}$, P$_{\rm high}$ und SM-Untergrund für verschiedene Modifikationen der Standardschnitte und die entsprechenden Signifikanzen σ_7 und $\sigma_{M_{\rm eff}}$.

Die härteren $p_{\rm T}$-Schnitte für die Jets haben keinen sichtbaren Effekt auf das Entdeckungspotential, da durch den abschließenden $M_{\rm eff}$-Schnitt indirekt auf $p_{\rm T}$ der vier ersten Jets geschnitten wird, wie anhand der Signifikanzwerte zu sehen ist. Obwohl Abbildung 6.18 einen härteren Schnitt auf $E_{\rm T}^{\rm miss}/M_{\rm eff}$ suggeriert, ist für Punkte, die im Parameterraum von SU6 abweichen, keine Verbesserung sondern eher ein negativer Effekt zu beobachten. Die $S_{\rm T}$-Verteilung in Abbildung 6.19 d) hingegen lässt vermuten, dass ein Schnitt auf $S_{\rm T}$ kaum eine Verbesserung des Entdeckungspotentials bewirken kann. Es ist jedoch deutlich anhand der 5σ-Konturlinien und auch der $\sigma_{M_{\rm eff}}$-Werte zu sehen, dass der $S_{\rm T}$-Schnitt sinnvoll ist, besonders für mittlere m_0-Werte. Die härteren $\Delta\phi$-Schnitte scheinen sich leicht positiv auszuwirken, wenn auch nicht zwingend (die Signifikanzen in Tabelle 6.7 sprechen eher dagegen). Für unterschiedliche $E_{\rm T}^{\rm miss}$-Schnitte schließlich kann kein Unterschied festgestellt werden, da diese Schnitte komplett vom $M_{\rm eff}$-Schnitt erfasst werden.
Insgesamt kann gefolgert werden, dass die der CSC-Studie entnommenen Analyse-Schnitte bereits relativ gut gewählt wurden und keine signifikante Verbesserung des Entdeckungspotentials durch Variation einer dieser Schnitte erreicht wird.

6.4.6 Zusammenfassung

Die wichtigsten Ergebnisse der vorangegangenen Unterabschnitte sollen nun zusammengefasst werden. Das Ziel liegt darin, neue Schnitte vorzuschlagen, die vor allem zu Beginn der Daten-Analyse nach dem Start des LHC genutzt werden können und möglichst modellunabhängig sind. Die interessanten Ergebnisse der verschiedenen Studien werden im Folgenden zusammengefasst:

- *weight*-Variable: Ein härterer Schnitt auf die *weight*-Variable für das b-tagging bewirkt keine signifikante Änderung des Entdeckungspotentials und kann daher angewendet werden, um eine reinere Selektion von b-Jets zu erhalten. Im Gegensatz dazu ist davon abzuraten, den Schwellenwert auf niedrigere *weight*-Werte herabzusetzen, obwohl eine leichte Verbesserung für kleine m_0-Werte erreicht wird, da dies zu einem großen Anteil fehlrekonstruierter b-Jets führen kann. *Vorschlag:* Zunächst Belassen des Schnittes bei *weight*> 6.75. Später gegebenenfalls Änderung des Schnittes, abhängig von der Leistungsfähigkeit der b-tagging Algorithmen mit den Messdaten.

- M_{T}: Ein Schnitt auf die transversale Masse zwischen Lepton (falls vorhanden) und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ hat einen leicht positiven Effekt auf das 5σ-Entdeckungspotential. Der Effekt wird unterdrückt durch die Tatsache, dass der Kanal von Ereignissen ohne Leptonen dominiert wird. *Vorschlag*: Anwenden des Schnittes $M_{\mathrm{T}} > 100$ GeV$/c^2$, wenn mindestens ein Lepton im Ereignis enthalten ist.

- p_{T} der b-Jets: Diese Schnitte sind mit dem abschließenden M_{eff}-Schnitt korreliert und haben kaum einen Effekt auf das Entdeckungspotential. Ein höherer Schwellenwert für die p_{T}-Werte der b-Jets kann jedoch von Vorteil sein, um ein besseres Verständnis der Objekte zu Beginn der Datennahme zu erlangen. *Vorschlag*: Erhöhung des p_{T}-Schwellenwertes auf 50 GeV$/c$.

- $\Delta\phi\,(b\text{-Jets},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$: Obwohl diese Schnitte auf den azimutalen Abstand zwischen der vektoriellen Summe der beiden b-Jets und $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ nur eine sehr kleine Verbesserung des Entdeckungspotentials zeigen, sind sie wichtig für eine bessere Kontrolle des QCD-Untergrunds. Multi-Jet-Ereignisse mit semileptonischen schwachen Zerfällen in den b-Jets können damit unterdrückt werden. *Vorschlag*: Hinzunahme des Schnittes $\Delta\phi\,(2\ b\text{-Jets},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) \geq 0.4$.

- b-Jet-Multiplizität: Eine wesentliche Verbesserung, vor allem in Bereichen großer m_0-Werte, wird durch die Forderung nach drei b-Jets erzielt. *Vorschlag*: Aufteilung in zwei unabhängige Analysen, eine mit 2 b-Jets und eine mit 3 b-Jets, da Zusammenhänge für die Signal- und Untergrundbeiträge der beiden Kanäle noch untersucht werden müssen.

- $\Delta\phi\,(\text{Jets},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$: In den CSC-Studien wird ein Schnitt von $\Delta\phi\,(\text{Jets},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.2$ vorgeschlagen. Es ist allerdings zu sehen, dass der Schwellenwert erhöht werden kann ohne signifikanten Einfluss auf das Entdeckungspotential zu nehmen. Härtere Schnitte tragen dazu bei, die Analyse robust gegen Beiträge von Multi-Jet-Prozessen zu machen. *Vorschlag*: Erhöhung des Schwellenwertes für den azimutalen Abstand auf 0.4 (dies entspricht dem Jet-Radius) für die ersten drei Jets.

Die Modifikationen und zusätzlichen Schnitte für den $2b$-Jet-Kanal werden zu den Standardschnitten hinzugefügt und die so erhaltene Selektion wird im Folgenden als „Neue Schnitte“ bezeichnet.

Neue Schnitte:

1. mindestens 4 Jets mit $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV
2. $p_{\mathrm{T}}(\text{Jet}_1) > 100$ GeV
3. $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 100$ GeV
4. $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 0.2\ M_{\mathrm{eff}}/c^2$
5. $S_{\mathrm{T}} > 0.2$
6. mindestens 2 b-Jets mit $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV$/c$
7. $\Delta\phi(\text{Jet}_{1..3},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.4$
8. $M_{\mathrm{T}} > 100$ GeV$/c^2$ (wenn mind. ein Lepton vorhanden ist)
9. $\Delta\phi(b\text{-Jets},E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) > 0.4$

$3b$-Jet-Kanal:
Wie oben erläutert wird separat ein $3b$-Jet-Kanal vorgeschlagen. Die Schnitte entsprechen den Standardschnitten mit der Änderung, dass mindestens drei b-Jets verlangt werden anstelle von mindestens zwei b-Jets.

Die 5σ-Konturlinien für die neuen Schnitte und den $3b$-Jet-Kanal sind in Abbildung 6.21 zu sehen. Mit den neuen Schnitten im $2b$-Jet-Kanal wird nur eine mäßige Verbesserung des Entdeckungspotentials erwirkt. Der wesentliche Erfolgt liegt darin, dass das Ergebnis nun robuster gegenüber Fluktuationen, maßgeblich des QCD-Untergrundes, ist (siehe Anhang B). Eine wesentliche Verbesserung, besonders im Bereich hoher m_0-Werte, wird mit dem $3b$-Jet-Kanal erreicht.
In Abschnitt 6.6 werden diese Ergebnisse für eine weit größere Statistik an $t\bar{t}$-Ereignissen und für das gleiche, jedoch mit V13 berechnete, Gitter überprüft. Da die Signalereignisse in diesem Fall mit AF-II generiert werden, entfällt die Abhängigkeit von Korrekturen, wie sie im Falle von AF-I verwendet wurden. Des Weiteren kann die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Athena-Version damit untersucht werden.

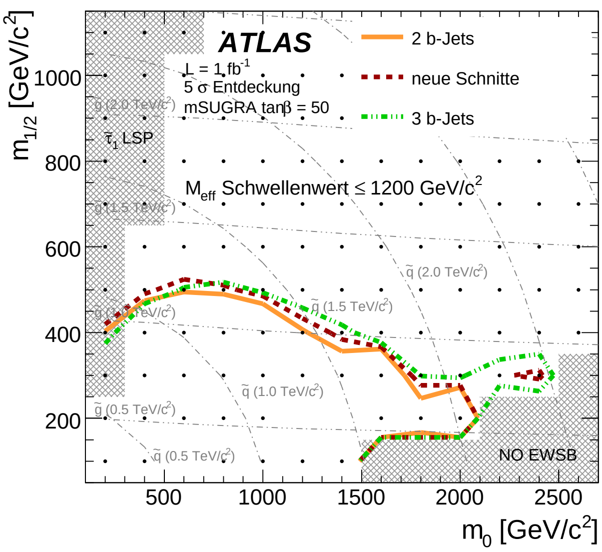


Abbildung 6.21: 5σ-Konturlinien im $(m_0,\ m_{1/2})$-Gitter für die Standardschnitte im $2b$-Jet-Kanal, die neuen Schnitte im $2b$-Jet-Kanal und den $3b$-Jet-Kanal.

6.5 Weiterführende Betrachtungen in Version 12

In diesem Abschnitt werden einige weiterführende Ideen für die Analyse der Entdeckungspotentiale diskutiert. Zunächst soll der Verlauf der 5σ-Konturlinien anhand der Verteilung der b-Jet-Multiplizitäten im $(m_0,\ m_{1/2})$-Gitter in Unterabschnitt 6.5.1 und anhand des Ursprunges der b-Jets in Unterabschnitt 6.5.2 weiter untersucht werden. Weiterhin wird die Überdeckung des $2b$-Jet-Kanals mit dem $3b$-Jet-Kanal in Unterabschnitt 6.5.3 untersucht, indem das Entdeckungspotential für einen exklusiven $2b$-Jet-Kanal betrachtet wird. Die Ergebnisse dieser Arbeit beziehen sich stets auf eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1}. In Unterabschnitt 6.5.4 werden 5σ-Konturlinien für geringere Luminositäten berechnet.

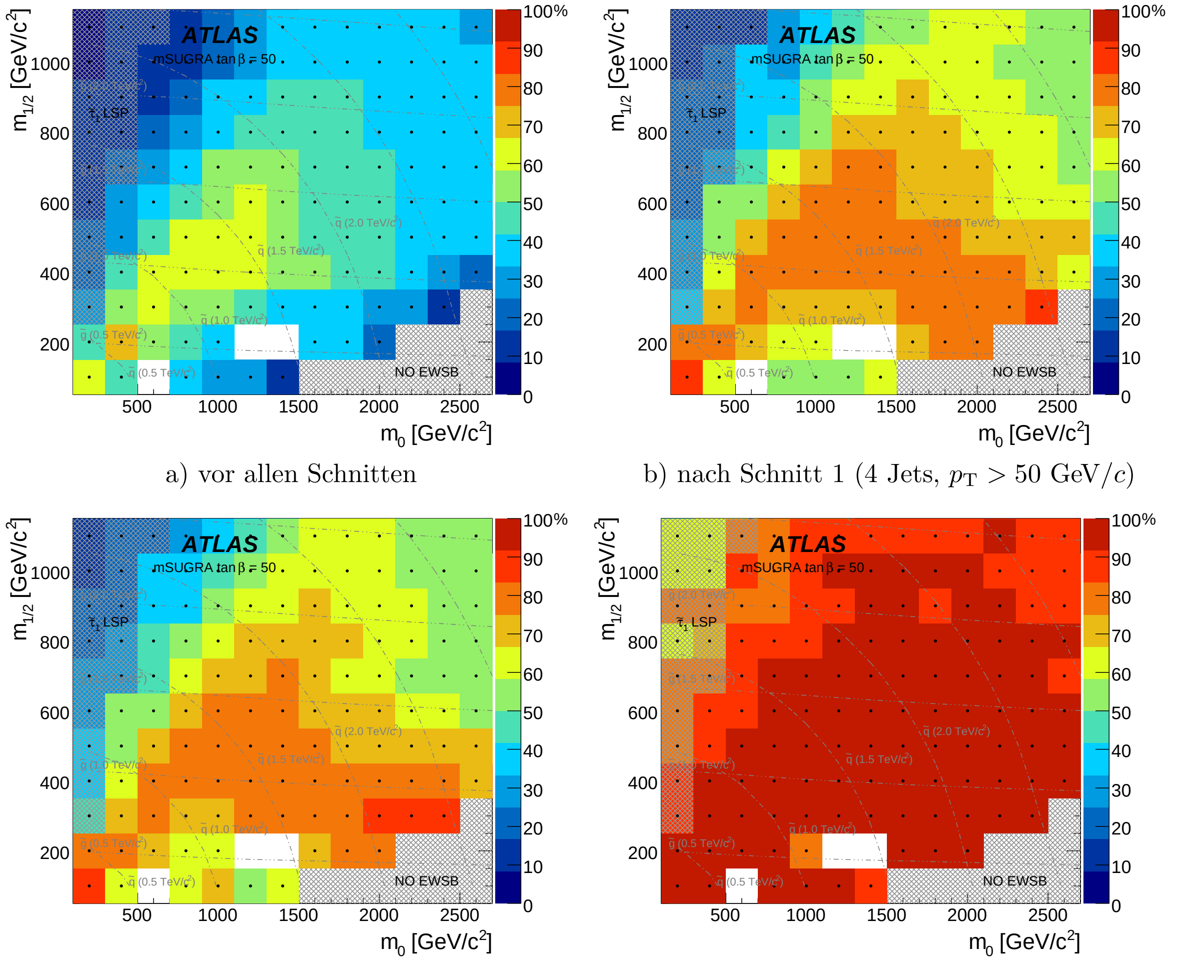
6.5.1 Verteilung der b-Jets im mSUGRA-Gitter

In diesem Abschnitt wird betrachtet, in welchen Bereichen des Gitters hohe Anteile von Ereignissen mit b-Jets vorkommen. Dadurch kann bewertet werden, ob die beobachteten Sensitivitäten wirklich durch einen Überschuss von b-Jets verursacht werden.
Es wird zunächst der Anteil der Ereignisse mit mindestens zwei wahren b-Jets betrachtet. In Abbildung 6.22 wird der Prozentsatz als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ sowohl vor den Schnitten, als auch nach Schnitt 1, 5 und 6 aufgetragen.
Vor den Analyseschnitten liegen die maximalen Prozentsätze im Bereich kleiner m_0- und $m_{1/2}$-Werte und orientieren sich entlang der ($m_0 = 2m_{1/2}$)-Linie. Die Werte betragen dort maximal 70% und fallen nach außen auf 30-40% ab. Der erste Schnitt verlangt mindestens vier Jets und hat daher auch einen großen Einfluss auf die relative Anzahl der b-Jets. Die Region größerer Prozentzahlen erstreckt sich nun weiter auch auf den Bereich großer m_0-Werte und beträgt um die 80%. Im Extremfall sehr großer m_0-Werte wird die Prozentzahl durch den ersten Schnitt von circa 10% auf über 80% hochgesetzt. Die folgenden Schnitte haben keinen großen Einfluss auf die Anzahl der b-Jets in den Ereignissen. Die Grafik vor dem Schnitt auf zwei b-Jets (nach Schnitt 5) weist keine wesentlichen Unterschiede zu der zuvor betrachteten auf. Nach dem Schnitt auf zwei rekonstruierte b-Jets (Schnitt 6) schließlich, haben fast alle Ereignisse im gesamten Gitter mindestens zwei wahre b-Jets in den Endzuständen. Die entsprechenden Prozentzahlen für den Standardmodell-Untergrund können in Tabelle 4.12 in Abschnitt 4.5 eingesehen werden.
Analoge Grafiken für den Anteil der Ereignisse mit mindestens drei b-Jets sind in Abbildung 6.23 zu sehen. Es ist generell das gleiche Profil wie für den Fall von zwei b-Jets zu sehen, allerdings sind die Prozentzahlen insgesamt um 10% bis 30% geringer. Auch hier werden durch die Schnitte Ereignisse mit wahren b-Jets vor allem für große m_0-Bereiche selektiert.
Nach den Schnitten liegt sowohl im $2b$-Jet-Kanal als auch im $3b$-Jet-Kanal eine hohe Rate von Ereignissen mit wahren b-Jets vor. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die beiden Kanäle nicht durch fehlrekonstruierte b-Jets dominiert werden. Eine zusätzliche Information über die rekonstruierten b-Jets lässt sich an Abbildung 6.24 ablesen. Dort sind die Mittelwerte für die Anzahl rekonstruierter b-Jets für alle Gitterpunkte sowohl vor den Schnitten, als auch nach Schnitt 1, 5 und 7 zu sehen. Wie erwartet folgen die Verteilungen den Profilen der zuvor betrachteten Verteilungen für die wahren b-Jets. Nach allen Standardschnitten des $2b$-Jet-Kanals liegen im Mittel 3-3.5 rekonstruierte b-Jets vor.

6.5.2 Ursprung der b-Quarks

Es soll nun untersucht werden, durch welche Prozesse die b-Jets entstehen, in Abhängigkeit von m_0 und $m_{1/2}$. Ein tiefgehenderes Verständnis darüber ließe sich nutzen, um die Suchstrategie für bestimmte Parameterbereiche entsprechend der Zerfallstopologien zu verbessern.
Dieser Abschnitt greift auf die „wahre“ Monte-Carlo-Information der Ereignisse zu. Ausgangspunkt für die Untersuchung bilden alle wahren b-Jets (mit $p_T > 20$ GeV/c und $|\eta| < 2.5$). Es werden jeweils die b-Quarks mit $p_T > 5$ GeV/c in einem Radius von $\Delta R = 0.3$ betrachtet. Werden mehrere für einen b-Jet gefunden, so wird das b-Quark mit maximalem p_T zugeordnet. Dieses wird solange zurückverfolgt, bis sich als Vorgängerteilchen ein SUSY-Teilchen oder Higgs-Boson findet[10]. Für einen geringen Anteil der b-Jets ist die Rückverfolgung aufgrund der Funktionsweise des Generators HERWIG nicht möglich. Es handelt sich jedoch fast im

10 Dies gilt auch für den Fall, dass es sich bei dem Vorgängerteilchen um ein t-Quark handelt, um einen besseren Ausschluss über den zugrundeliegenden SUSY-Prozess zu erhalten.



a) vor allen Schnitten

b) nach Schnitt 1 (4 Jets, $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c)

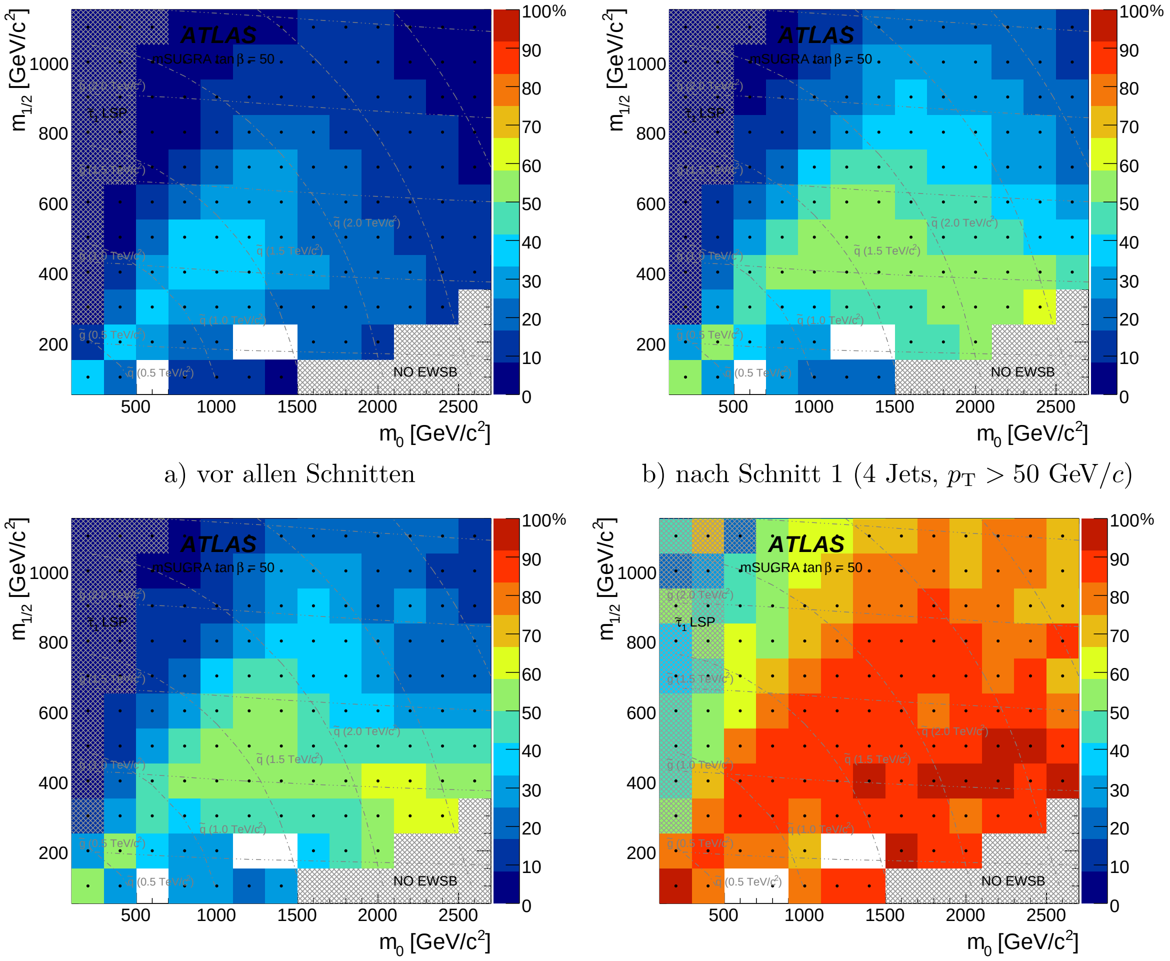
c) nach Schnitt 5 ($S_{\mathrm{T}} > 0.2$)

d) nach Schnitt 6 (2 b-Jets)

Abbildung 6.22: Anteil der Ereignisse mit mindestens zwei b-Jets als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ vor den Schnitten in a) und nach Schnitt 1, 5 und 6 in b), c) und d), bzgl. der Standardschnitte des 2b-Jet-Kanals.

gesamten Gitter um einen Anteil kleiner als 3%. Lediglich für sehr hohe $m_{1/2}$- und kleine m_0-Werte erhöht sich dieser Anteil auf bis zu 8%.
Es wird jeweils der prozentuale Anteil an b-Jets mit einem bestimmten Vorgängerteilchen betrachtet. Dabei wird unterschieden, ob es sich um den ersten, zweiten oder dritten b-Jet (sortiert nach p_{T}) handelt. Es wird generell gefordert, dass mindestens zwei b-Jets in dem Ereignis vorliegen, da dies dem untersuchten 2b-Jet-Kanal entspricht. Der Anteil von b-Jets, deren Vorgängerteilchen ein Gluino oder das leichteste Higgs-Boson ist, wird in Abbildung 6.25 dargestellt. In Abbildung 6.26 wird der Anteil der b-Jets mit Sbottom oder Stop als Vogängerteilchen gezeigt.

Im Bereich niedriger $m_{1/2}$ (<400 GeV/c^2) stammen die meisten b-Jets aus $\tilde{g}$-Zerfällen. Dies gilt für alle drei b-Jets. Die Prozentzahlen reichen von über 80% für den dritten bis über 90% für den ersten b-Jet. Die mSUGRA-Parameter nehmen hier Werte an, die keinen Zerfall der Gluinos in Sbottoms oder Stops erlauben. Es handelt sich vielmehr um Drei-Körper-Zerfälle der Art $\tilde{g} \to \tilde{\chi}_2^0 b\bar{b}$. Der Bereich erstreckt sich, vor allem für den dritten b-Jet, unterhalb der ($m_0 = 2m_{1/2}$)-Diagonale etwas nach oben. Oberhalb der Diagonale findet sich hingegen ein



a) vor allen Schnitten

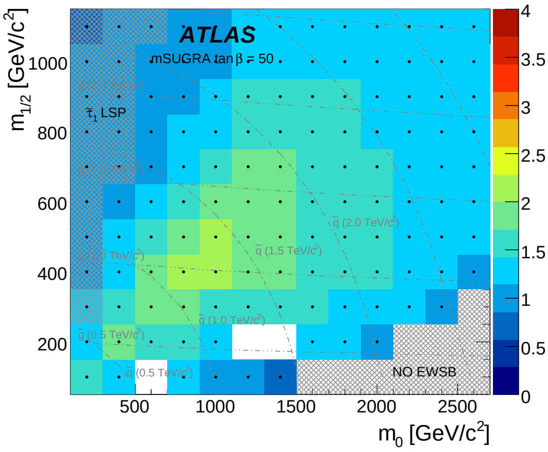
b) nach Schnitt 1 (4 Jets, $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c)

c) nach Schnitt 5 ($S_{\mathrm{T}} > 0.2$)

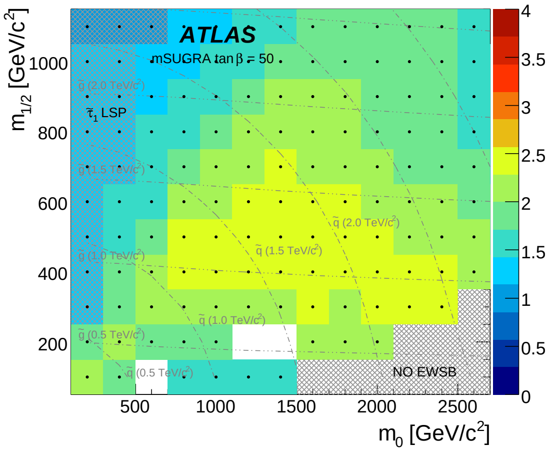
d) nach allen Schnitten des 3b-Jet-Kanals

Abbildung 6.23: Anteil der Ereignisse mit mindestens drei b-Jets als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ vor den Schnitten in a), nach Schnitt 1 und 5 in b) und c) und nach allen Schnitten des 3b-Jet-Kanals in d).

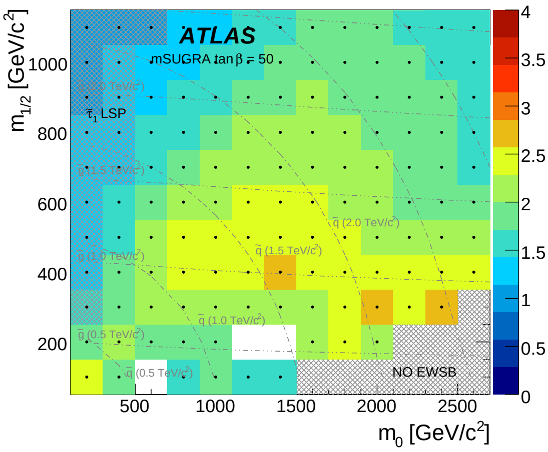
deutlich geringerer Anteil von b-Jets aus $\tilde{g}$-Zerfällen.
b-Jets aus h-Zerfällen dominieren den Bereich hoher m_0 und $m_{1/2}$. Dies ist vor allem für die ersten beiden b-Jets mit Prozentzahlen über 80% der Fall, die vermutlich durch den Prozess $h \to b\bar{b}$ entstehen. Für den dritten b-Jets sind die Prozentzahlen deutlich geringer, was durch die höheren Werte für die $\tilde{g}$-Zerfälle ausgeglichen wird. Unterhalb der Grenze $m_{1/2} < 400$ GeV/c^2 findet sich nahezu kein Beitrag durch die h-Zerfälle. Dies entspricht gerade dem Bereich in dem die $\tilde{g}$-Zerfälle dominieren.
Die $\tilde{b}$- und $\tilde{t}$-Zerfälle weisen deutlich geringere Prozentzahlen auf (die Skalierung geht für diese Grafiken nur bis 50%). Eine kleine Ausnahme bildet der Bereich kleiner m_0- und $m_{1/2}$-Werte für die Sbottoms. Für den ersten b-Jet gehen die Prozentzahlen hier auf über 80% hinauf. In den Grafiken für die $\tilde{b}$- und $\tilde{t}$-Zerfälle finden sich generell nur im Bereich oberhalb der ($m_0 = 2m_{1/2}$)-Diagonale signifikante Beiträge. Für die Stops ist eine Region erhöhter Prozentzahlen im Bereich mittlerer m_0-Werte direkt oberhalb der Diagonale zu erkennen. Außerdem scheint das Gewicht der $\tilde{t}$- und $\tilde{b}$-Zerfälle vom ersten bis zum dritten b-Jet hin abzunehmen.



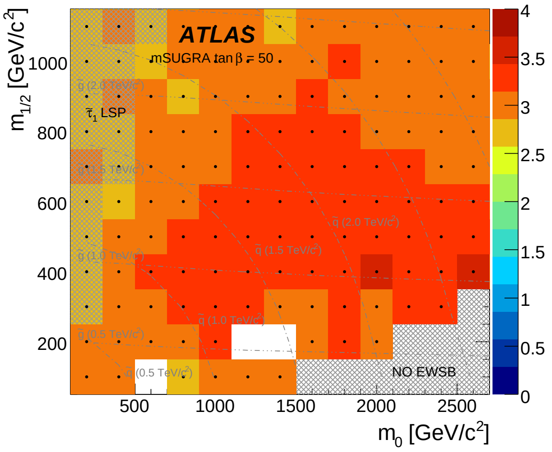
a) vor allen Schnitten



b) nach Schnitt 1 (4 Jets, $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV/c)



c) nach Schnitt 5 ($S_{\mathrm{T}} > 0.2$)



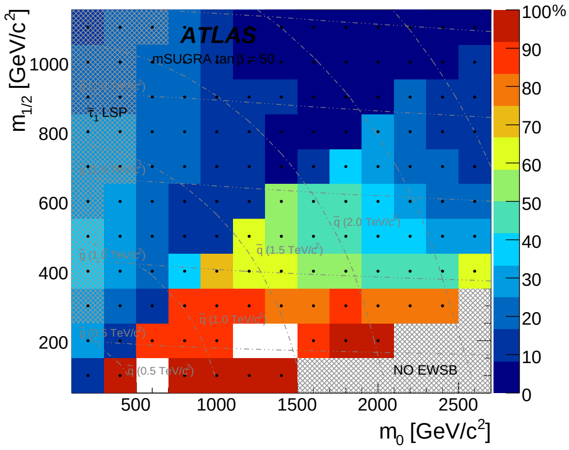
d) nach allen Standardschnitten des $2b$-Jet-Kanals

Abbildung 6.24: Mittelwert für die Anzahl rekonstruierter b-Jets pro Ereignis als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ vor den Schnitten in a) und nach Schnitt 1, 5 und 7 in b), c) und d), bzgl. der Standardschnitte des $2b$-Jet-Kanals.

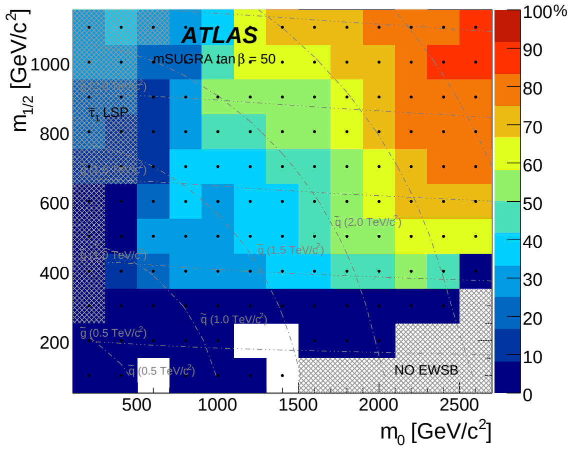
Wird der Verlauf der Konturlinien in den Entdeckungspotential-Grafiken betrachtet, so wird der Bereich hoher m_0-Werte von b-Jets aus $\tilde{g}$-Zerfällen dominiert und für kleine Werte durch $\tilde{t}$- oder $\tilde{b}$-Zerfälle für die ersten beiden b-Jets. Im Bereich hoher m_0-Werte und nach dem Schnitt auf vier Jets werden die Produktionsprozesse durch Gluino-Paarproduktion bestimmt. Jedes der Gluinos zerfällt mit hoher Wahrscheinlichkeit in einem Drei-Körper-Zerfall (siehe oben) in ein Chargino plus Top-Bottom-Paar oder ein Neutralino plus Bottom-Paar. Ein exemplarischer Zerfall sieht wie folgt aus:

$$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ b\,\bar{t} + \tilde{\chi}_1^0 b\,\bar{b} \rightarrow u\bar{d}\tilde{\chi}_1^0 b\,\bar{b}\,W^- + \tilde{\chi}_1^0 b\,\bar{b}$$

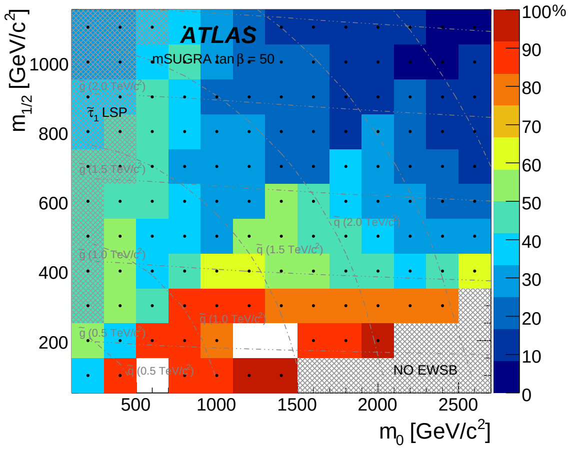
und enthält vier b-Jets. Damit ist für diese Region die Forderung nach drei b-Jets gut motiviert. Für mittlere m_0-Werte liegt eine Mischung von b-Jets aus h- und $\tilde{g}$-Zerfällen vor.



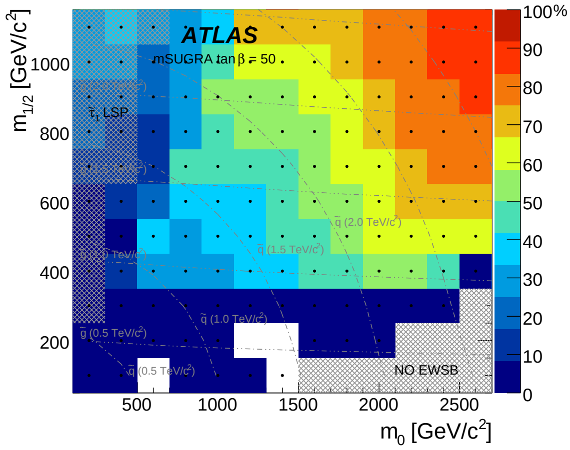
a) erster b-Jet aus $\tilde{g}$-Zerfall



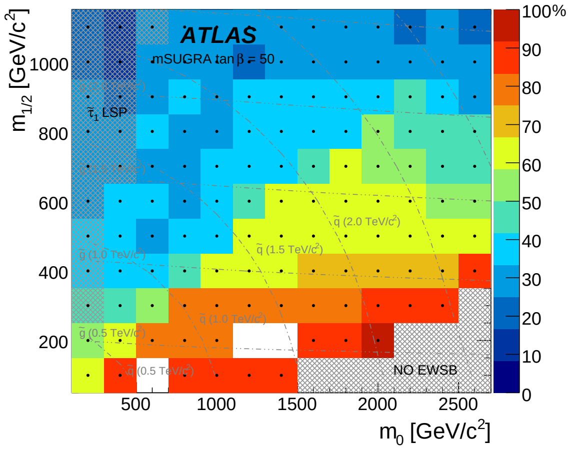
b) erster b-Jet aus h-Zerfall



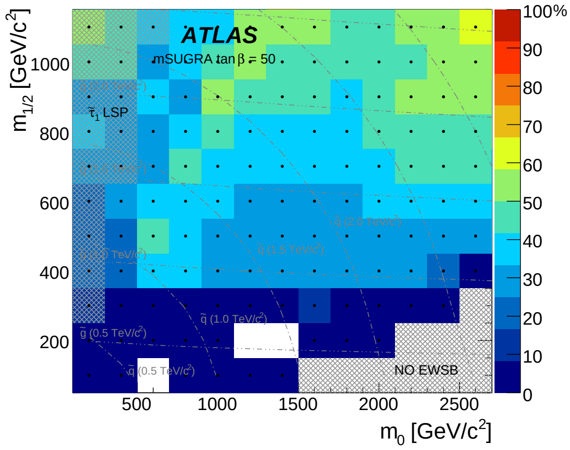
c) zweiter b-Jet aus $\tilde{g}$-Zerfall



d) zweiter b-Jet aus h-Zerfall

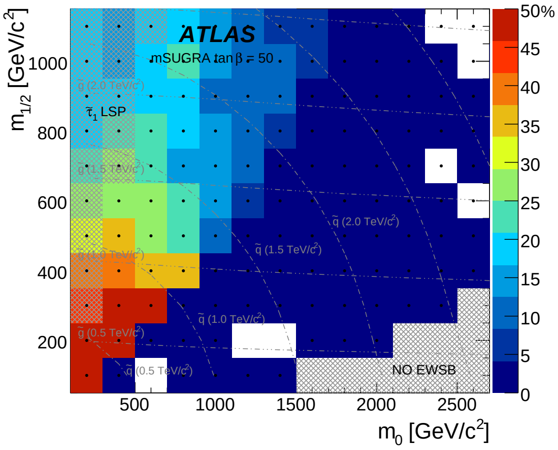


e) dritter b-Jet aus $\tilde{g}$-Zerfall

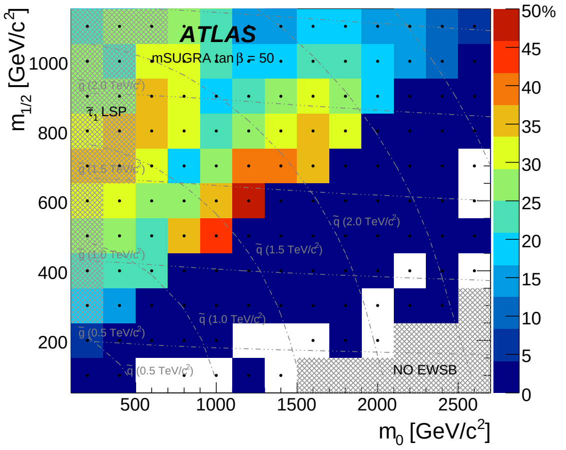


f) dritter b-Jet aus h-Zerfall

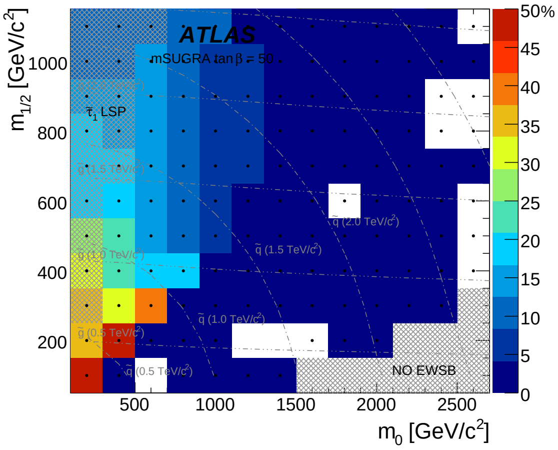
Abbildung 6.25: Anteil der b-Jets, die aus Zerfällen von Gluinos (linke Spalte) oder des leichtesten Higgs-Bosons (rechte Spalte) herrühren. Die beiden oberen Grafiken a) und b) beziehen sich jeweils auf den ersten, die mittleren c) und d) auf den zweiten und die unteren e) und f) auf den dritten b-Jet.



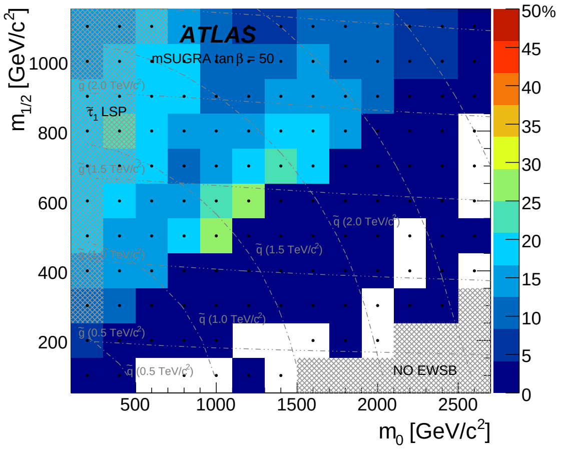
a) erster b-Jet aus $\tilde{b}$-Zerfall



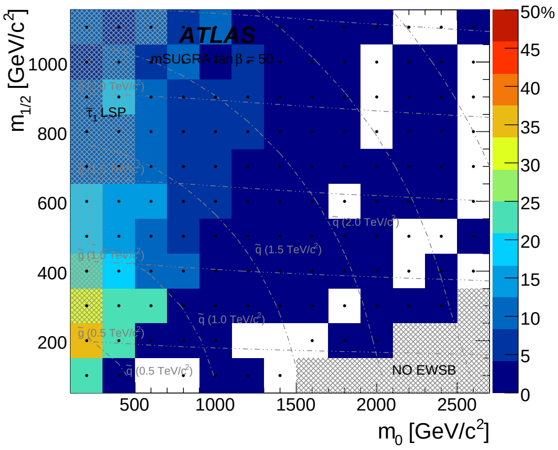
b) erster b-Jet aus $\tilde{t}$-Zerfall



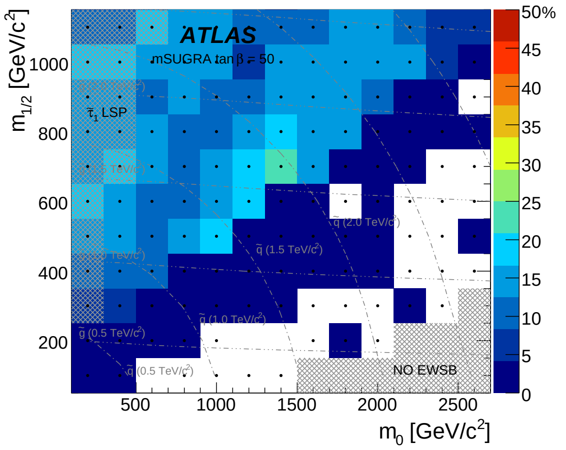
c) zweiter b-Jet aus $\tilde{b}$-Zerfall



d) zweiter b-Jet aus $\tilde{t}$-Zerfall



e) dritter b-Jet aus $\tilde{b}$-Zerfall



f) dritter b-Jet aus $\tilde{t}$-Zerfall

Abbildung 6.26: Anteil der b-Jets, die aus Zerfällen von Sbottoms (linke Spalte) oder Stops (rechte Spalte) herrühren. Die beiden oberen Grafiken a) und b) beziehen sich jeweils auf den ersten, die mittleren c) und d) auf den zweiten und die unteren e) und f) auf den dritten b-Jet.

6.5.3 Vergleiche zwischen dem exklusiven und inklusiven $2b$-Jet-Kanal mit dem $3b$-Jet-Kanal

Die $2b$-Jet- und $3b$-Jet-Kanäle sind inklusiv definiert, d.h. es wird darauf geschnitten, dass *mindestens* eine bestimmte Anzahl b-Jets vorliegt. Es gibt daher große Überschneidungen der beiden Kanäle. Wird der $2b$-Jet-Kanal exklusiv definiert, indem gefordert wird, dass *genau* zwei b-Jets vorliegen, so können die Kanäle voneinander getrennt werden. Eine solche Betrachtung hat den Vorteil, dass sie die Option liefert, die Sensitivitäten beider Kanäle einfach zu kombinieren.
In Abbildung 6.27 ist die 5σ-Konturlinie für den exklusiven $2b$-Jet-Kanal dargestellt. Es werden dabei die Standardschnitte verwendet mit der Änderung, dass genau zwei b-Jets gefordert werden. Zum Vergleich sind auch die inklusiven Linien für den $2b$-Jet- und den $3b$-Jet-Kanal abgebildet.

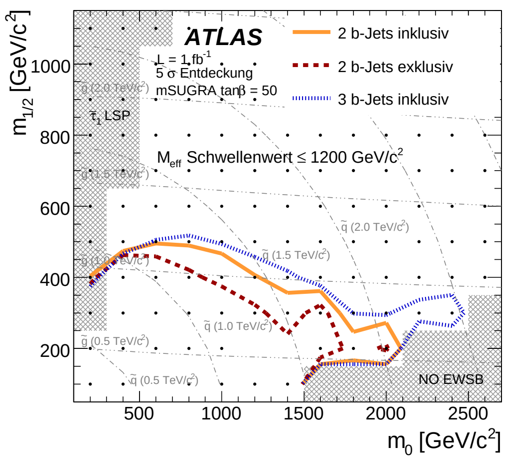


Abbildung 6.27: 5σ-Konturlinien für den inklusiven $2b$-Jet-Kanal ($N_{b\text{-Jets}} \geq 2$), den exklusiven $2b$-Jet-Kanal ($N_{b\text{-Jets}} = 2$) und den $3b$-Jet-Kanal ($N_{b\text{-Jets}} \geq 3$)

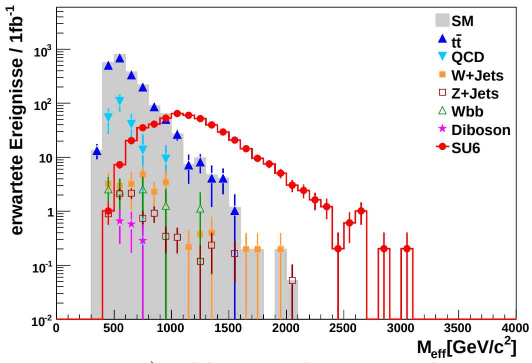
Es ist zu beobachten, dass die Konturlinie des inklusiven $2b$-Jet-Kanals zum Großteil von Ereignissen mit mindestens drei b-Jets dominiert wird. Für sehr kleine m_0-Werte weist der exklusive $2b$-Jet-Kanal eine mit den beiden inklusiven Kanälen vergleichbare Reichweite auf. In Zukunft besteht die Möglichkeit, eine Verbesserung des Entdeckungspotentials durch die Kombination des exklusiven $2b$-Jet-Kanals mit dem $3b$-Jet-Kanal zu erreichen.

Um zu überprüfen, ob sich die Zusammensetzung der Untergründe zwischen den $2b$-Jet-Kanälen und dem $3b$-Jet-Kanal unterscheidet, wird die prozentuale Zusammensetzung für diese in Tabelle 6.8 betrachtet. Zwischen dem exklusiven und inklusiven $2b$-Jet-Kanal ist so gut wie kein Unterschied festzustellen. Für den $3b$-Jet-Kanal wird der Untergrund drastisch

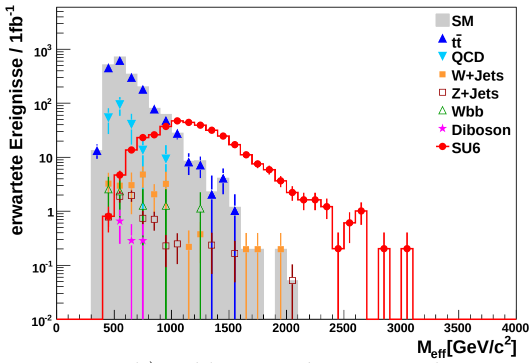
	$t\bar{t}$	QCD	W+Jets	Z+Jets	$Wb\bar{b}$	Diboson	SM
inkl. $2b$-Jet-Kanal	88.0%	10.2%	0.98%	0.37%	0.45%	0.07%	2207
exkl. $2b$-Jet-Kanal	87.6%	10.6%	1.03%	0.35%	0.43%	0.06%	2000
inkl. $3b$-Jet-Kanal	91.7%	6.5%	0.50%	0.51%	0.61%	0.14%	207

Tabelle 6.8: Prozentuale Anteile der Untergründe am gesamten SM-Untergrund (letzte Spalte) nach dem letzten Analyseschnitt für den inklusiven und exklusiven $2b$-Jet-Kanal und den $3b$-Jet-Kanal.

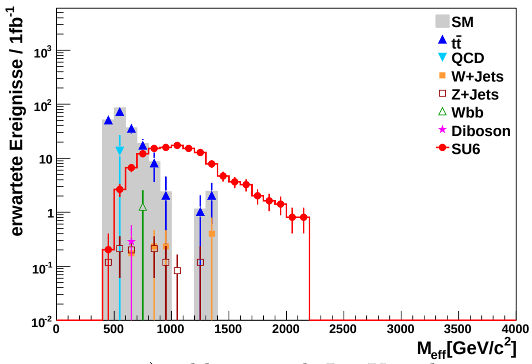
reduziert und beträgt nur 10% der $2b$-Jet-Kanäle. Die prozentuale Zusammensetzung ändert sich hingegen nur geringfügig. Mit der Vergrößerung des $t\bar{t}$-Untergrundes um 4% geht eine Verminderung des QCD-Untergrundes einher, die von derselben Größenordnung ist. Die anderen Untergründe sind so gering, dass sie im $3b$-Jet-Kanal nur etwa ein Ereignis beitragen und daher große relative Unsicherheiten aufweisen. Somit lassen sich für diese keine weiteren Schlüsse aus den Prozentsätzen ziehen.



a) inklusiver $2b$-Jet-Kanal



b) exklusiver $2b$-Jet-Kanal



c) inklusiver $3b$-Jet-Kanal

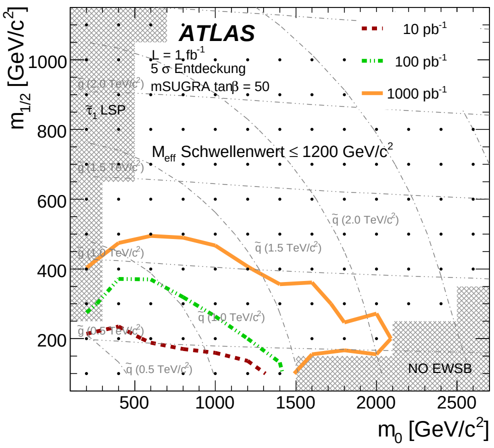
Abbildung 6.28: M_{eff}-Verteilungen nach dem letzen Analyseschnitt für den inklusiven und exklusiven $2b$-Jet-Kanal in a) und b) und den $3b$-Jet-Kanal in c).

Neben den reinen Ereigniszahlen spielt auch die Form der M_{eff}-Verteilung eine entscheidende Rolle für die Entdeckungspotentiale. In Abbildung 6.28 werden die M_{eff}-Verteilungen für die $2b$-Jet-Kanäle und den $3b$-Jet-Kanal gezeigt. Die Verteilungen der drei Kanäle weisen eine sehr ähnliche Form auf. Der Abbruch der $3b$-Jet-Kanal-Verteilung ist auf die geringe Statistik zurückzuführen.
Es stellt sich damit heraus, dass sich die Zusammensetzung des Untergrundes nur geringfügig zwischen den $2b$-Jet-Kanälen und dem $3b$-Jet-Kanal unterscheidet.

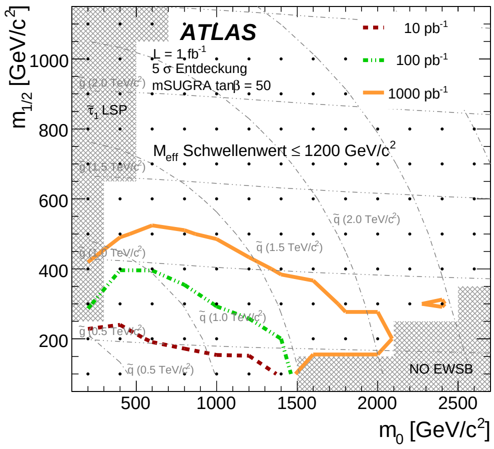
6.5.4 Entdeckungspotential für unterschiedliche Luminositäten

Die Entdeckungspotentiale wurden bislang für eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} betrachtet. In der Startphase des LHC ist es jedoch von Interesse auch für geringere Luminositäten die Reichweite für eine 5σ-Entdeckung zu kennen.
Es werden daher die 5σ-Konturlinien für 100 pb^{-1} und 10 pb^{-1} erstellt. Die systematischen Unsicherheiten für den Untergrund sollten bei geringerer Luminosität zunehmen, da sie an-

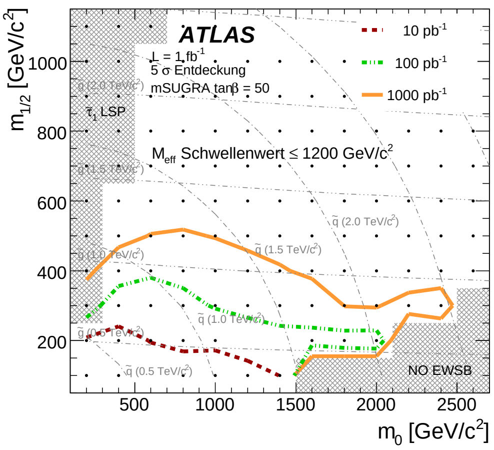
hand der Messdaten abgeschätzt werden. Für den QCD-Untergrund werden sie von 50% auf 100% und für die restlichen Untergründe von 20% auf 50% hochgesetzt. In Abbildung 6.29 ist das Entdeckungspotential für 100 pb^{-1} und 10 pb^{-1} im 2b-Jet-Kanal mit Standardschnitten, im 2b-Jet-Kanal mit neuen Schnitten und im 3b-Jet-Kanal zu sehen. Zum Vergleich ist jeweils auch die entsprechende Linie bei 1000 pb^{-1} = 1 fb^{-1} aufgetragen. Die Kurven niedriger Luminosität durchlaufen die Region in der keine ausreichende, bzw. überhaupt keine, Anzahl Ereignisse generiert werden konnte. Sie werden dort anhand der Z_n-Werte in den umliegenden Gitterpunkten interpoliert.



a) 2b-Jet-Kanal mit Standardschnitten



b) 2b-Jet-Kanal mit neuen Schnitten



c) 3b-Jet-Kanal

Abbildung 6.29: Entdeckungspotential für 1000 pb^{-1}, 100 pb^{-1} und 10 pb^{-1} im 2b-Jet-Kanal mit Standardschnitten in a) und neuen Schnitten in b) und im 3b-Jet-Kanal in c).

Es ist zu beobachten, dass selbst für 10 pb^{-1} in einem Gebiet bis 1500 GeV/c^2 in m_0 und 200 GeV/c^2 in $m_{1/2}$ Evidenz für SUSY gefunden werden könnte. Für den 3b-Jet-Kanal ist für 100 pb^{-1} wiederum die Tendenz zu sehen, eine höhere Sensitivität für Gebiete großer m_0-Werte zu erreichen. Dieser Kanal stellt daher eine interessante Option auch zu Beginn der Datennahme in diesem Bereich dar.

6.6 Entdeckungspotential berechnet mit der ATLAS-Software-Version 13

In diesem Abschnitt werden Entdeckungsgrafiken mit der Athena-Version 13 (V13) erstellt. Zum einen lässt sich damit der Unterschied durch Verwendung verschiedener Athena-Versionen betrachten. Zum anderen können die wesentlichen Resultate der vorherigen Abschnitte überprüft werden.
Für V13 wurde eine vollständige Validierung von AF-II durchgeführt (siehe Kapitel 5). Damit konnte ein neues mSUGRA Gitter erstellt werden, für das keine weiteren Korrekturen benötigt werden, wie es für AF-I der Fall war. Desweiteren werden für den $t\bar{t}$-Untergrund AF-II-Ereignisse verwendet, wodurch sich die verfügbare Statistik stark erhöhen ließ. Nähere Informationen hierzu finden sich in Unterabschnitt 6.6.1. Die Entdeckungspotentiale für V13 werden in Unterabschnitt 6.6.2 betrachtet und diskutiert.

6.6.1 Verwendete AF-II Datensätze

Für die Analyse der Entdeckungspotentiale mit V13 wird ein neues mSUGRA-Gitter erstellt. Aus den Entdeckugsgrafiken in V12 leitet sich ein Bereich erhöhter Signifikanz im $(m_0, m_{1/2})$-Gitter ab. Ereignisse in V13 wurden ausschließlich für diesen Bereich generiert. Für jeden der Punkte wurde eine Ereigniszahl produziert, die mindestens eine integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} ergibt. Eine Ausnahme bilden einige wenige Punkte im niedrigen $m_{1/2}$-Bereich für die aufgrund der Probleme mit HERWIG (siehe Abschnitt 6.1) keine Ereignisse produziert werden konnten. In Abbildung 6.30 sind die Luminositäten für das neue AF-II Gitter zu sehen.

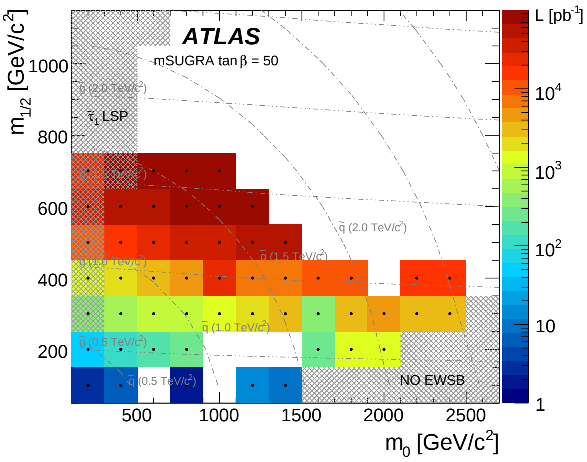


Abbildung 6.30: Luminositäten für die mit AF-II in V13 simulierten Ereignisse des mSUGRA Gitters ($\tan\beta = 50$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$).

In den Bereichen hoher M_{eff}-Werte zeigt sich in V12 für den Untergrund eine unzureichende Statistik, vor allem für den dominanten $t\bar{t}$-Untergrund (siehe beispielsweise Abbildung 6.10). In V13 standen 2.8 Millionen mit AF-II simulierte $t\bar{t}$-Ereignisse zur Verfügung, die im Folgenden verwendet werden. Für die anderen Untergründe war die Generierung einer ausreichenden Anzahl Ereignisse nicht möglich und es werden weiterhin die in V12 in voller Simulation generierten Ereignisse genutzt. Diese Vorgehensweise lässt sich damit rechtfertigen, dass der $t\bar{t}$-Untergrund nach den Standardschnitten circa 88% des gesamten Untergrundes ausmacht (siehe Tabelle 4.8).

Es wird eine nur leicht unterschiedliche AF-II Konfiguration im Vergleich zu Kapitel 5 genutzt. Die Myonen durchlaufen die volle Simulation des Kalorimeters und der Myonkammern. Zudem wird Athena-Version 13.0.40.5 verwendet. Damit wird das in Abschnitt 5.2 geschilderte Problem mit den Myonen gelöst. Da ATLFAST-II bereits im umfassenden Maße validiert wurde (siehe auch Abschnitt 5.2), findet sich in Anhang C nur eine kurze Überprüfung der für diesen Abschnitt verwendeten $t\bar{t}$-Ereignisse und Signalbeiträge.

6.6.2 Ergebnisse in Version 13

Zunächst soll das Entdeckungspotential für die Standardschnitte im $2b$-Jet-Kanal für V13 betrachtet werden. In Abbildung 6.31 sind die 5σ-Konturlinien für V13 und zum Vergleich für V12 zu sehen. Auch in diesem Abschnitt wird generell die M_{eff}-Bedingung (siehe Abschnitt 6.4.1) bei der Berechnung berücksichtigt.
Im Vergleich zu V12 weist V13 eine Reihe von Änderungen für die Simulation und Rekonstruktion auf, die im Wesentlichen auf einer realistischeren Materialverteilung im inneren Spurdetektor und einem besser angepassten Modell der hadronischen Schauer im Kalorimeter beruhen. Es ist daher von großer Bedeutung, dass trotz dieser Unterschiede ein vergleichbares Entdeckungspotential zu beobachten ist. Generell liegt die Kurve für V13 etwas oberhalb der Kurve von V12. Für V13 ergibt sich zudem, aufgrund der erhöhten Statistik für Signal und Untergrund, eine etwas glattere Kurve, die sich stabiler gegenüber statistischen Fluktuationen verhält (siehe Anhang B).

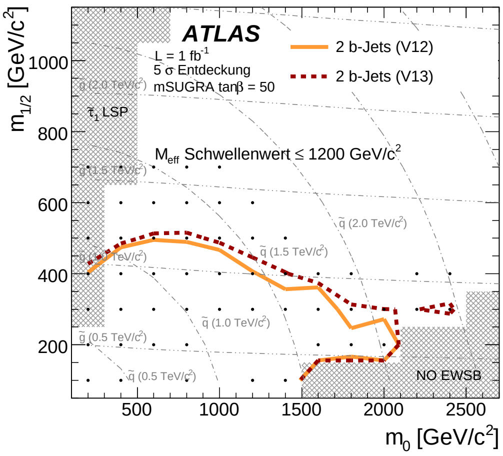


Abbildung 6.31: Vergleich des Entdeckungspotentials für V12 und V13 für den $2b$-Jet-Kanal mit Standardschnitten.

Neue Schnitte und $3b$-Jet-Kanal in V13

In Abschnitt 6.4 wurden neue Schnitte für den $2b$-Jet-Kanal und ein $3b$-Jet-Kanal anhand der Daten in V12 vorgeschlagen. Das Entdeckungspotential dieser Kanäle wird nun für V13 überprüft. In Abbildung 6.32 sind die entsprechenden 5σ-Konturlinien zu sehen.
Auch in V13 ist keine signifikante Verbesserung mit den optimierten Schnitten im $2b$-Jet-Kanal zu erkennen. Weiterhin ist eine wesentliche Verbesserung im $3b$-Jet-Kanal vor allem für hohe m_0-Werte zu beobachten.

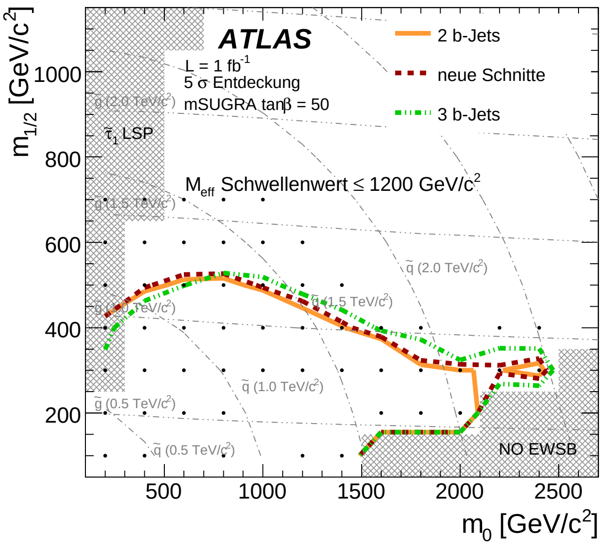


Abbildung 6.32: 5σ-Konturlinien für den $2b$-Jet-Kanal mit Standardschnitten, den $2b$-Jet-Kanal mit neuen Schnitten und den $3b$-Jet-Kanal in V13.

Systematische Unsicherheiten beim *b*-tagging

In Abschnitt 6.3.1 wurde die Auswirkung der systematischen Unsicherheiten beim b-tagging auf das Entdeckungspotential in V12 untersucht. Für den $t\bar{t}$-Untergrund in V13 liegt eine wesentlich höhere Statistik vor und eine erneute Untersuchung der Auswirkung dieser Unsicherheiten ist daher ratsam. Außerdem soll die Auswirkung für die neuen Schnitte und den $3b$-Jet-Kanal betrachtet werden. Die Vorgehensweise ist mit der in Abschnitt 6.3.1 identisch. In Abbildung 6.33 ist die Auswirkung der b-tagging Unsicherheiten auf die 5σ-Konturlinien für den $2b$-Jet-Kanal (mit Standardschnitten und mit neuen Schnitten) und den $3b$-Jet-Kanal zu sehen, es werden hier jedoch jeweils nur die Konturlinien für eine Fluktuation der fehlrekonstruierten b-Jets nach oben gezeigt (für eine Fluktuation nach unten ergeben sich keine signifikanten Unterschiede).

Für die neuen Schnitte sind nahezu keine Unterschiede zu erkennen und auch mit den Standardschnitten ergibt sich nur eine sehr geringe Verschiebung der Konturlinie nach unten. Erwartungsgemäß haben die systematischen Unsicherheiten für die b-Jets einen stärkeren Effekt im $3b$-Jet-Kanal und führen zu einer Absenkung der Kurve, so dass sie nahezu mit der Kurve des $2b$-Jet-Kanals übereinstimmt.

Der exklusive $2b$-Jet-Kanal

Der in Abschnitt 6.5.3 für V12 beschriebene exklusive $2b$-Jet-Kanal wird in Abbildung 6.34 für V13 gezeigt. Wenngleich die Konturlinien generell etwas glatter als in V12 sind, folgt doch dasselbe Fazit. Der exklusive $2b$-Jet-Kanal weist ein vergleichbares Entdeckungspotential im Bereich niedriger m_0 auf, für mittlere bis große m_0-Werte hingegen wird der inklusive $2b$-Jet-Kanal durch Ereignisse mit drei b-Jets dominiert.

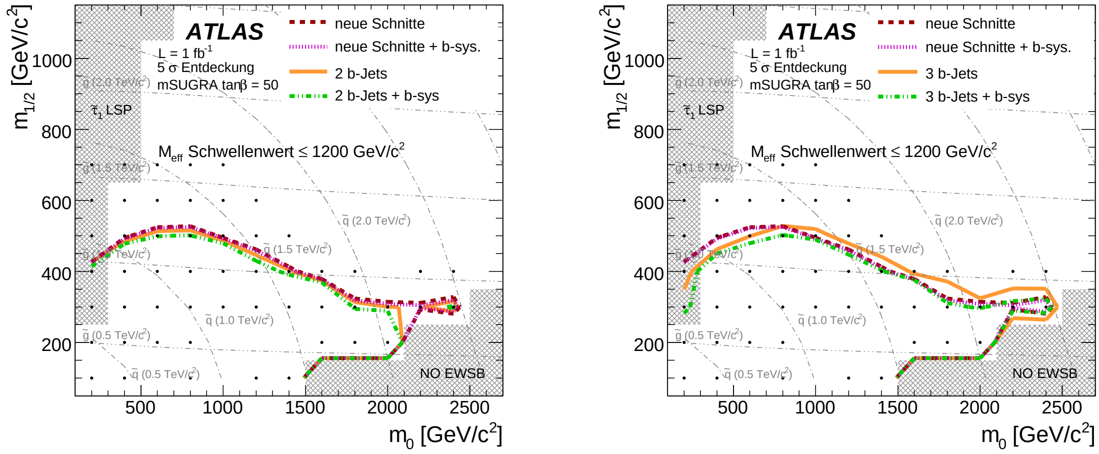


Abbildung 6.33: Entdeckungspotential für den 2b-Jet- (links), 2b-Jet- mit neuen Schnitten (links und rechts) und den 3b-Jet-Kanal (rechts) mit systematischen Unsicherheiten für das b-tagging in V13.

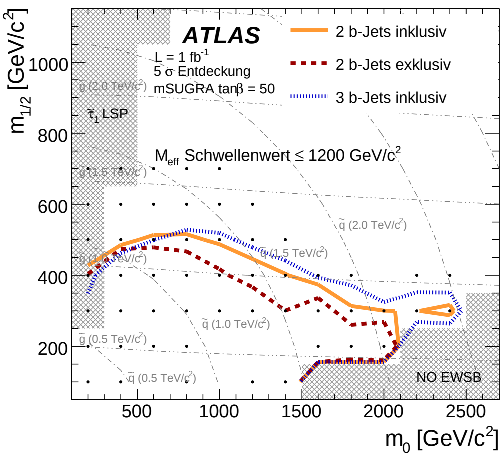


Abbildung 6.34: 5σ-Konturlinien für den inklusiven 2b-Jet-Kanal ($N_{b\text{-Jets}} \geq 2$), den exklusiven 2b-Jet-Kanal ($N_{b\text{-Jets}} = 2$) und den 3b-Jet-Kanal ($N_{b\text{-Jets}} \geq 3$) in V13.

KAPITEL 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Nachweisbarkeit des Supersymmetrie-Modells mSUGRA anhand eines Kanals mit b-Jets in den Endzuständen untersucht. Die kürzlich veröffentlichte Nachweisbarkeitsstudie der ATLAS-Kollaboration (CSC-Studie) spezialisiert sich auf die Signatur speziell mit Leptonen neben fehlender Transversalenergie und Jets. Im Rahmen dieser Arbeit findet sich zum ersten Mal eine systematische Analyse des Entdeckungspotentials für Endzustände mit b-Jets. Hierzu war eine umfangreiche Simulation der relevanten Untergründe, insbesondere die Produktion von $t\bar{t}$-Ereignissen, erforderlich. Die Produktion ausreichend vieler solcher Ereignisse ist zeitaufwendig. Mit der in Freiburg entwickelten schnellen Simulation ATLFAST-II war es möglich, die Rechenzeit stark zu vermindern und folglich große Datenmengen zu generieren. Diese wurden erstmalig für die Analyse verwendet. Die Validierung von ATLFAST-II bildet daher einen wichtigen Teilaspekt der Arbeit.

Ein Vergleich der vollen Simulation mit ATLFAST-II wurde für die ATLAS-Software-Version 13 anhand des dominanten leptonischen $t\bar{t}$-Untergrundes und des SUSY-Punktes SU3 durchgeführt. Sowohl für die Ereigniszahlen nach den verschiedenen Schnitten als auch für Verteilungen relevanter Variablen war eine gute Übereinstimmung der beiden Simulationen zu sehen. Insbesondere wurde die Effizienz und Unterdrückung für die Erkennung von b-Quarks überprüft, für die keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden konnten. Leichte Differenzen ergaben sich im Bereich der Jet-Rekonstruktion. Insgesamt ist die Übereinstimmung von ATLFAST-II mit der vollen Simulation so gut, dass sie diese in der Analyse problemlos ersetzen und zur Generierung sehr großer Datenmengen beitragen kann.

Das Entdeckungspotential wurde in dieser Arbeit für ein Gitter aus mSUGRA-Punkten in der (m_0, $m_{1/2}$)-Ebene für $\tan\beta = 50$ eingehend untersucht. Der b-Jet-Kanal erwies sich für dieses mSUGRA-Szenario als konkurrenzfähig zu den in der CSC-Studie betrachteten Kanälen mit einem oder keinem Lepton. Selbst unter Berücksichtigung der zusätzlichen systematischen Unsicherheiten im b-Jet-Kanal hat sich an dieser Aussage nichts geändert.
Durch eine neue Kombination von Schnitten konnte eine leichte Verbesserung des Entdeckungspotentials erreicht werden. Das interessantere Ergebnis dabei war, dass die Konturlinien nicht sensitiv von der Wahl der Schnitte abhängen und für die neuen Schnitte eine höhere Robustheit gegenüber Fluktuationen des Untergrundes erreicht werden konnte. Eine wesentliche Verbesserung, vor allem für große m_0-Werte, war mit dem neu eingeführten $3b$-Jet-Kanal zu erhalten. Ein Grund hierfür liegt in der hohen b-Jet-Multiplizität des Bereiches großer m_0-Werte, welche durch die große Zahl beitragender Drei-Körper-Zerfälle paarweise produzierter Gluinos zustande kommt.

Es konnte gezeigt werden, dass die Kanäle mit b-Jets auch für geringere integrierte Luminositäten – und damit speziell zu Beginn der Datennahme – einen vielversprechenden Kanal darstellen.
Der Vergleich zwischen den Software-Versionen 12 und 13 hat gezeigt, dass die Konturlinien der Entdeckungspotentiale angesichts der großen Versionsunterschiede nur wenig voneinander abweichen. Die bereits für die Entdeckungspotentiale in Version 12 zusammengefassten Ergebnisse konnten für Version 13 bestätigt werden und sind in Abbildung 7.1 zusammengestellt.

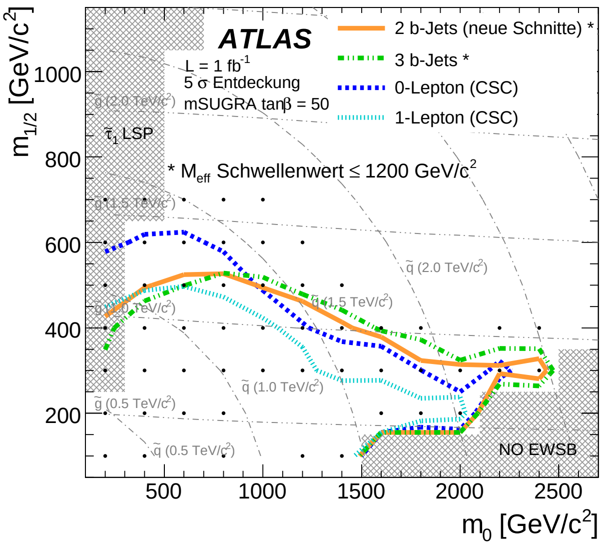


Abbildung 7.1: 5σ-Konturlinien im $(m_0,\, m_{1/2})$-Gitter für die neuen Schnitte im $2b$-Jet-Kanal und den $3b$-Jet-Kanal für Version 13. Im Vergleich dazu die Konturlinien der 0-Lepton- und 1-Lepton-Kanäle der CSC-Studie.

In der Analyse hat sich abgezeichnet, dass es noch einige Möglichkeiten gibt, mit denen das Entdeckungspotential weiter optimiert werden könnte. Dazu gehört, den $3b$-Jet-Kanal mit dem ebenfalls untersuchten exklusiven $2b$-Jet-Kanal zu kombinieren. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Information über den Ursprung der b-Jets für verschiedene Bereiche des $(m_0,\, m_{1/2})$-Gitters zu nutzen, um die Suchstrategie abhängig davon zu verfeinern.

Die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sind in einer internen Veröffentlichung bei ATLAS dokumentiert [62].

Literaturverzeichnis

[1] Halzen, F. ; Martin, A.D.: *Quarks and Leptons.* John Wiley & Sons, 1984 (Zitiert auf Seite 3)

[2] Griffiths, D.: *Introduction to Elementary Particles.* John Wiley & Sons, 1987 (Zitiert auf Seite 3)

[3] The ALEPH Collaboration; The DELPHI Collaboration; The L3 Collaboration; The OPAL Collaboration; The SLD Collaboration, The LEP Electroweak Working Group; The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups: *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance.* Phys. Rep. 427 (2006), S. 257 (Zitiert auf Seite 4)

[4] Browder, Thomas E. ; Pakvasa, Sandip ; Petrov, Alexey A.: *Comment on the new Ds 0 resonances.* Preprint (2003). – `hep-ph/0307054v4` (Zitiert auf Seite 4)

[5] Eidelman, S. et al.: *Review of Particle Physics.* Phys. Lett. (2008). `http://pdg.lbl.gov` (Zitiert auf Seiten 4, 5 und 24)

[6] Super-Kamiokande. Fukuda, Y. et al.: *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos.* Phys. Rev. Lett. 81 (1998), S. 1562 (Zitiert auf Seite 4)

[7] The ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations and The LEP Working Group for Higgs Boson Searches: *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP.* Phys. Lett. B565 (2003), S. 61 (Zitiert auf Seite 5)

[8] LEPEWWG and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL experiments – `http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/` (Zitiert auf Seite 5)

[9] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) S. 579, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) S. 1264, A. Salam, in Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm, Stockholm, "Almquist and Wiksell" (1968), 367 (Zitiert auf Seiten 6 und 9)

[10] SNO Collaboration: *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory.* Phys. Rev. Lett. 89 (2002), S. 011301 (Zitiert auf Seite 9)

[11] Peskin, Michael E. ; Schroeder, Daniel V.: *An Introduction to Quantum Field Theory.* Boulder, CO : Westview, 1995 (Zitiert auf Seite 12)

[12] Schmaltz, Martin: *Introducing the Little Higgs.* Nucl. Phys. B117 (2003), S. 40 (Zitiert auf Seiten 14 und 131)

[13] Martin, S. P.: *A Supersymmetry Primer.* 2006. – hep-ph/9709356v4 (Zitiert auf Seiten 16, 17, 22 und 131)

[14] Haag, R. ; Lopuszanski, J. T. ; Sohnius, M.: *All possible generators of supersymmetries of the S-matrix.* Nucl. Phys. B88 (1975) (Zitiert auf Seite 16)

[15] Politzer, H. D. ; Wolfram, S.: *Bounds on particle masses in the Weinberg-Salam model.* Phys. Lett. B82 (1979), S. 245 (Zitiert auf Seite 18)

[16] Maiani, L. ; Parisi, G. ; Petronzio, R.: *Bounds on the number and masses of quarks and leptons.* Nucl. Phys. B136 (1978), S. 115 (Zitiert auf Seite 18)

[17] Carena, Marcela ; Haber, Howard E.: *Higgs Boson Theory and Phenomenology.* Progress in Particle and Nuclear Physics 50 (2003), S. 63 (Zitiert auf Seite 21)

[18] LEPSUSYWG and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL experiments – `http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html` (Zitiert auf Seite 24)

[19] DØ: *New Phenomena Results.* – `http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/np.htm` (Zitiert auf Seite 24)

[20] CDF II Exotics Group – `http://www-cdf.fnal.gov/physics/exotic/exotic.html` (Zitiert auf Seite 24)

[21] The DØ Collaboration. Abazov, V. et al.: *Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb-1 of ppbar collision data at sqrt(s)=1.96 TeV.* Phys. Lett. (2008) (Zitiert auf Seiten 25 und 131)

[22] The CDF Collaboration. Aaltonen, T. et al.: *Search for Gluino and Squark Production in Multijets plus Missing E_T Final States.* Phys. Lett. (2008) (Zitiert auf Seiten 24, 25 und 131)

[23] De Lorenzo, G. ; D'Onofrio, M. ; Gonzalez-Lopez, O. ; Martinez-Perez, M. ; Vidal, M.: *Inclusive Search for Squarks and Gluinos Production and Search for Sbottom from Gluino Decay at CDF.* 2008. – arXiv.org:0810.3612 (Zitiert auf Seite 24)

[24] Pumplin, J. et al.: *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis.* JHEP 0207 (2002), S. 012 (Zitiert auf Seite 26)

[25] Gianotti, F.: *Physics at the LHC.* Phys. Rep. 403 (2004), S. 379–399 (Zitiert auf Seiten 27 und 131)

[26] CERN Dokument Server – `http://cdsweb.cern.ch` (Zitiert auf Seiten 34 und 131)

[27] The ATLAS Collaboration. Aad, G. et al.: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider.* JINST 3 (2008). – S08003 (Zitiert auf Seite 35)

[28] The ATLAS Collaboration. Aad, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Vertex Reconstruction for b-Tagging* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 42)

[29] Application Software Group, CERN Computing and Networks Division: *GEANT, Detector Description and Simulation Tool.* 1993. – CERN Program Library Long Writeup W5013 (Zitiert auf Seite 43)

[30] Cavalli, D. et al.: *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST* / CERN. Geneva, Jan 2007 (ATL-PHYS-INT-2007-005; ATL-COM-PHYS-2007-012) (Zitiert auf Seite 44)

[31] Duehrssen, M: *The fast calorimeter simulation FastCaloSim* / CERN. Geneva, Jul 2008 (ATL-PHYS-INT-2008-043; ATL-COM-PHYS-2008-093) (Zitiert auf Seite 44)

[32] AthenaFramework – `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AthenaFramework` (Zitiert auf Seite 45)

[33] ROOT – `http://root.cern.ch` (Zitiert auf Seite 45)

[34] Susy View – `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/SusyView` (Zitiert auf Seite 45)

[35] FrFW – `http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de/~asal/` (Zitiert auf Seite 45)

[36] The ATLAS Collaboration. Aad, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Prospects for Supersymmetry Discovery Based on Inclusive Searches* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seiten 47, 55 und 92)

[37] Paige, F. ; Protopopescu, S. ; Baer, H. ; Tata, X.: *ISAJET 7.69: A Monte Carlo event generator for p p, anti-p p, and e+ e- reactions hep-ph/0312045*. 2003 (Zitiert auf Seite 48)

[38] Corcella, G. et al.: *HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*. JHEP 01 (2001), S. 010 (Zitiert auf Seite 48)

[39] Corcella, G. et al.: *HERWIG 6.5 release note hep-ph/0210213*. 2002 (Zitiert auf Seite 48)

[40] Butterworth, J. ; Forshaw, J. ; Seymour, M.: *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*. Z. Phys. C72 (1996), S. 637–646 (Zitiert auf Seite 48)

[41] Beenakker, W. ; Hopker, R. ; Spira, M. ; Zerwas, P.M.: *Squark and gluino production at hadron colliders*. Nucl. Phys. B492 (1997), S. 51–103 (Zitiert auf Seite 48)

[42] Beenakker, W. et al.: *The production of charginos/neutralinos and sleptons at hadron colliders*. Phys. Rev. Lett. 83 (1999), S. 3780–3783 (Zitiert auf Seiten)

[43] Prospino2 – `http://www.ph.ed.ac.uk/~tplehn/prospino/` (Zitiert auf Seite 48)

[44] Bonciani, Roberto ; Catani, Stefano ; Mangano, Michelangelo L. ; Nason, Paolo: *NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross- section*. Nucl. Phys. B529 (1998), S. 424–450 (Zitiert auf Seite 48)

[45] Frixione, S. ; Webber, B.R.: *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*. JHEP 06 (2002), S. 029 (Zitiert auf Seite 49)

[46] Frixione, S. ; Naso, P. ; Webber, B.R.: *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production*. JHEP 08 (2003), S. 007 (Zitiert auf Seite 49)

[47] SJÖSTRAND, T. ; MRENNA, S. ; SKANDS, P.: *PYTHIA 6.4 physics and manual.* JHEP 05 (2006), S. 026 (Zitiert auf Seite 49)

[48] MANGANO, M. et al.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions.* JHEP 07 (2003), S. 001 (Zitiert auf Seite 50)

[49] ALWALL, J. et al.: *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions.* Eur. Phys. J. C53 (2008), S. 473–500 (Zitiert auf Seite 50)

[50] MELNIKOV, K. ; PETRIELLO, F.: *Electroweak gauge boson production at hadron colliders through O(alpha(s)**2).* Phys. Rev. D74 (2006), S. 114017 (Zitiert auf Seite 50)

[51] ASAI, S et al.: *Cross sections for Standard Model processes to be used in the ATLAS CSC notes* / CERN. Geneva, May 2008 (ATL-PHYS-INT-2009-003. ATL-COM-PHYS-2008-077) (Zitiert auf Seiten 52 und 53)

[52] CAMPBELL, J. ; ELLIS, J. ; KEITH, R.: *An update on vector boson pair production at hadron colliders.* Phys. Rev. D60 (1999), S. 113006 (Zitiert auf Seite 52)

[53] The ATLAS Collaboration. AAD, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Cross-Sections, Monte Carlo Simulations and Systematic Uncertainties* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 52)

[54] The ATLAS Collaboration. AAD, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Reconstruction and Identification of Electrons* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 54)

[55] The ATLAS Collaboration. AAD, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Muon Reconstruction and Identification: Studies with Simulated Monte Carlo Samples* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 55)

[56] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report.* 2003. – ATLAS TDR-016 (Zitiert auf Seite 58)

[57] The ATLAS Collaboration. AAD, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Data-Driven Determinations of W , Z and Top Backgrounds to Supersymmetry* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 59)

[58] The ATLAS Collaboration. AAD, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: Estimation of QCD Backgrounds to Searches for Supersymmetry* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 59)

[59] The ATLAS Collaboration. AAD, G et al.: *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics: b-Tagging Calibration with $t\bar{t}$ Events* / CERN. Geneva, Sep 2008 (CERN-OPEN-2008-020) (Zitiert auf Seite 59)

[60] THE ATLFAST-II BENCHMARK GROUP: *Validation of Atlfast-II benchmark analysis.* ATLAS internal note in Vorbereitung (Zitiert auf Seite 65)

[61] Asai, S. et al.: *Parameterization of ATLFAST I* / CERN. Geneva, Sep 2008 (ATL-COM-PHYS-2008-138) (Zitiert auf Seite 87)

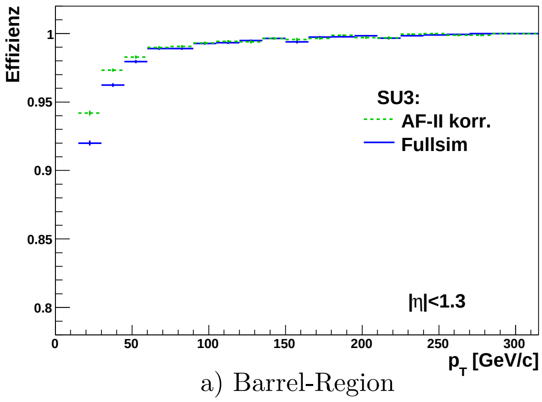
[62] Fehling, M ; Portell Bueso, X: *Discovery Potential of Supersymmetry with b-jet Final States* / CERN. Geneva, Dec 2008 (ATL-PHYS-INT-2009-008. ATL-COM-PHYS-2008-282) (Zitiert auf Seite 124)

Abbildungsverzeichnis

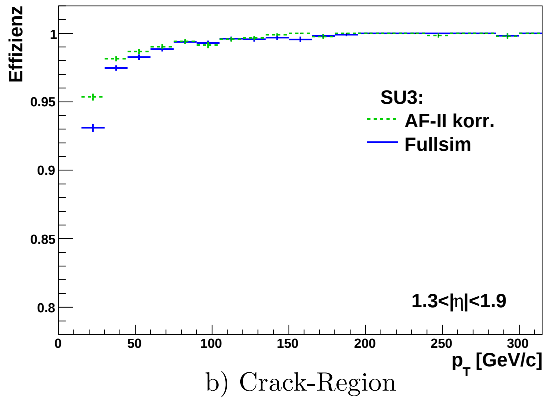
Tabellenverzeichnis

ANHANG A

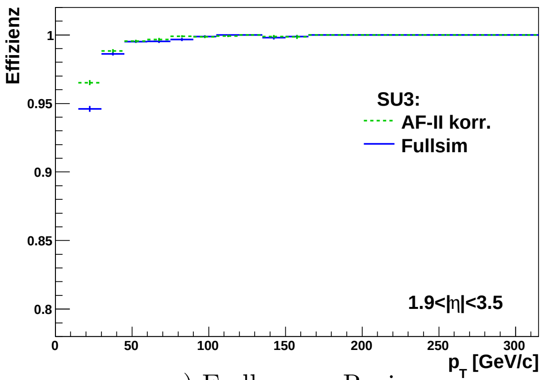
Jet-Rekonstruktion für SU3



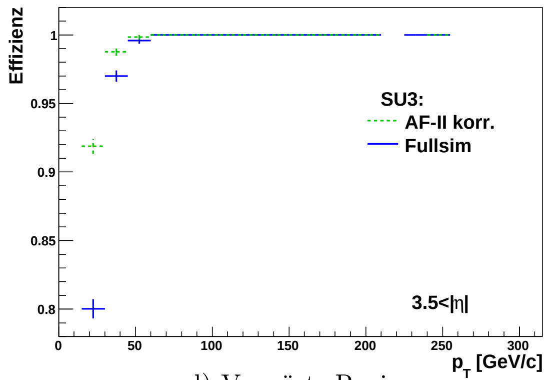
a) Barrel-Region



b) Crack-Region

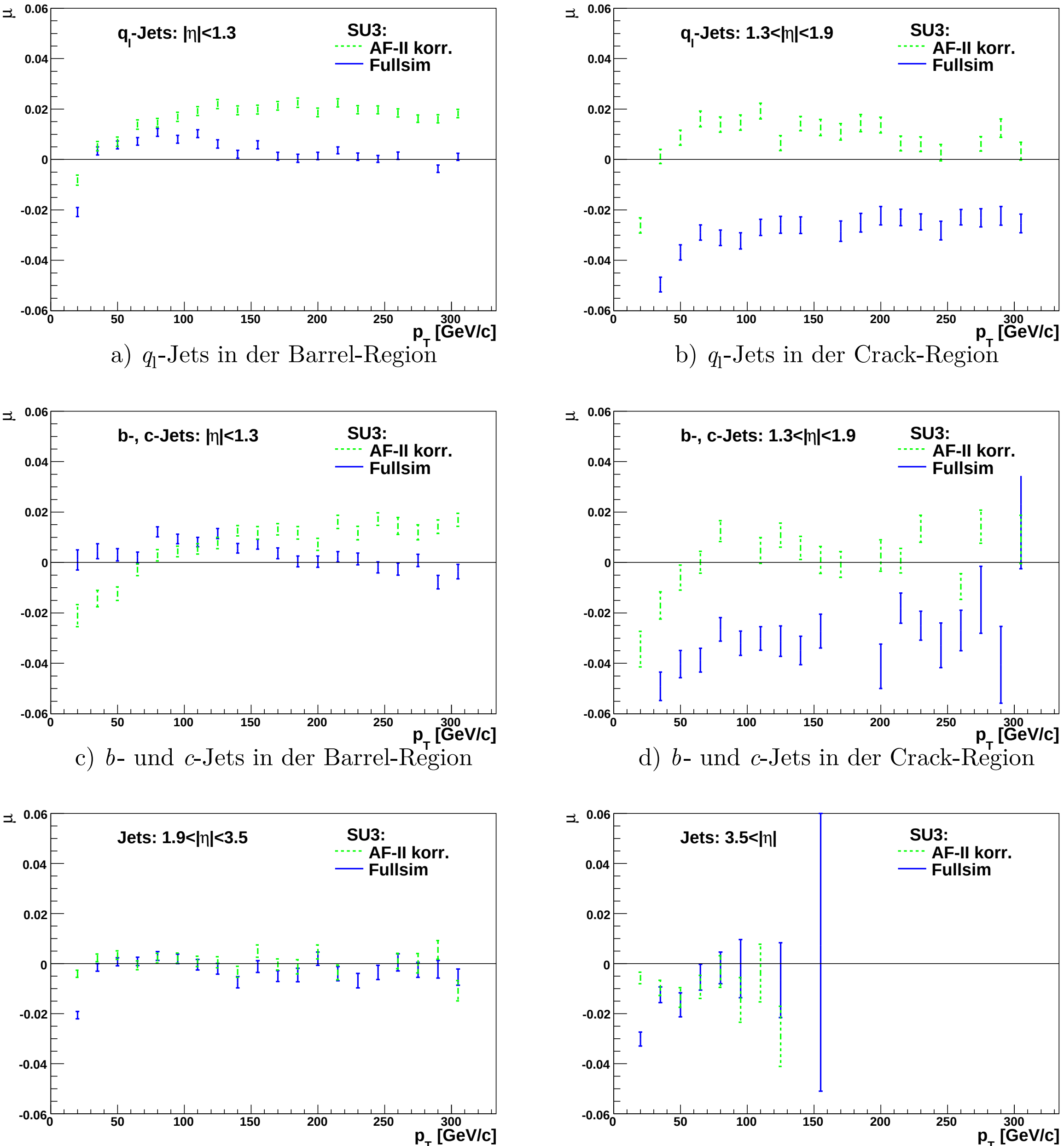


c) Endkappen-Region



d) Vorwärts-Region

Abbildung A.1: Rekonstruktionseffizienzen für Jets in den verschiedenen Detektorregionen für SU3.



a) q_l-Jets in der Barrel-Region

b) q_l-Jets in der Crack-Region

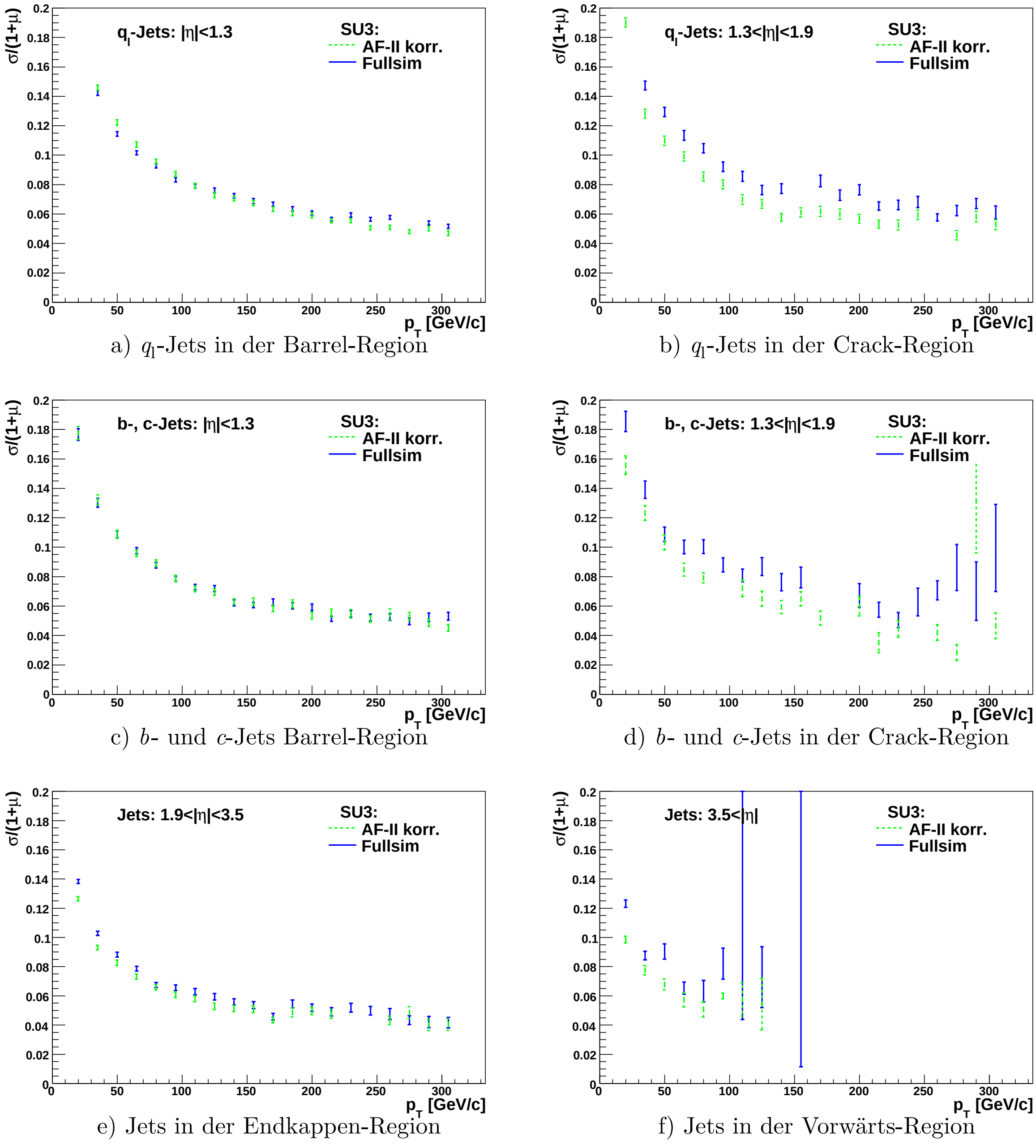
c) b- und c-Jets in der Barrel-Region

d) b- und c-Jets in der Crack-Region

e) Jets in der Endkappen-Region

f) Jets in der Vorwärts-Region

Abbildung A.2: Energie-Skala in den verschiedenen Detektorregionen für SU3. Für die Barrel- bzw. Crack-Region wird zwischen q_l-Jets in a) bzw. b) und b-, c-Jets in c) bzw. d) unterschieden. Für die Endkappen- und Vorwärts-Region in e) und f) findet keine Unterscheidung aufgrund der Jet-Flavours statt.



a) q_l-Jets in der Barrel-Region
b) q_l-Jets in der Crack-Region
c) b- und c-Jets Barrel-Region
d) b- und c-Jets in der Crack-Region
e) Jets in der Endkappen-Region
f) Jets in der Vorwärts-Region

Abbildung A.3: Energie-Auflösung in den verschiedenen Detektorregionen für SU3. Für die Barrel- bzw. Crack-Region wird zwischen q_l-Jets in a) bzw. b) und b-, c-Jets in c) bzw. d) unterschieden. Für die Endkappen- und Vorwärts-Region in e) und f) findet keine Unterscheidung aufgrund der Jet-Flavours statt.

ANHANG B

Freigabe des M_{eff}-Schwellenwertes

Die Methode zur Berechnung des Entdeckungspotentials (siehe Abschnitt 6.2) basiert darauf, den optimalen Schnitt für die M_{eff}-Verteilung zu finden, um die Signifikanz Z_n zu maximieren. Im Laufe der Durchführung der Analyse wurden einige Besonderheiten für diese Methode entdeckt, auf die hier kurz eingegangen werden soll.
Der Hauptnachteil liegt in der Sensitivität für statistische Fluktuationen in Bereichen hoher M_{eff}-Werte. Um zu verhindern, dass in einem Bereich geschnitten wird, in dem der Untergrund aufgrund niedriger Statistik nur unzureichend beschrieben wird, werden mindestens 0.5 Untergrund-Ereignisse gefordert. Diese etwas willkürliche Bedingung führte in einigen Fällen zu Fluktuationen der 5σ-Konturlinien. Um diese Effekte zu unterdrücken, wurde ein M_{eff}-Schwellenwert bei $M_{\text{eff}} = 1200$ GeV/c^2 (M_{eff}-Bedingung) gesetzt. Diese Methode ist sicher keine endgültige Lösung, da die Wahl des Schwellenwertes nach verschiedenen Schnitten unterschiedlich ausfallen sollte und wiederum einer gewissen Willkür unterliegt. Im Folgenden wird die Auswirkung bei Freigabe des Schwellenwertes untersucht und diskutiert.

Freigabe der M_{eff}-Bedingung in Version 12

Bereits in Abbildung 6.6 war zu sehen, dass die Forderung von mindestens 0.5 Untergrund-Ereignissen scheinbar eine recht willkürliche Wahl darstellt. In Abbildung B.1 wird der Effekt noch einmal verdeutlicht. Es werden die 5σ-Konturlinien für den $2b$-Jet-Kanal mit Standardschnitten, mit neuen Schnitten und für den $3b$-Jet-Kanal einmal mit und einmal ohne die M_{eff}-Bedingung dargestellt. Für die Standardschnitte ist eine wesentliche Verbesserung der Reichweite zu sehen, während die für die neuen optimierten Schnitte kaum ein Unterschied zu erkennen ist. Auch für den $3b$-Jet-Kanal ist nur für den Bereich hoher m_0-Werte eine kleine Änderung bemerkbar.

Um die Unterschiede in den Konturlinien besser zu verstehen werden die entsprechenden M_{eff}-Verteilungen für zwei Gitterpunkte, P1 und P2, und den Standardmodell-Untergrund in Abbildung B.2 betrachtet. Der Punkt P1 ($m_0 = 800$ GeV/c^2, $m_{1/2} = 600$ GeV/c^2) ist aus dem Bereich gewählt, für den eine signifikante Änderung der Signifikanz ohne M_{eff}-Bedingung zu beobachten ist. Der andere Punkt P2 ($m_0 = 2000$ GeV/c^2, $m_{1/2} = 200$ GeV/c^2) liegt in einem recht stabilen Bereich.
Für P1 ist zu erkennen, dass für die Standardschnitte ein weiterer Schnitt bei $M_{\text{eff}} >$ 1600 GeV/c^2 möglich ist, da mehr als 0.5 Untergrund-Ereignisse oberhalb davon vorliegen. Für die neuen Schnitte und den $3b$-Jet-Kanal werden die Ereigniszahlen reduziert und fallen für den Untergrund oberhalb von 1600 GeV/c^2 unter die Grenze von 0.5. Daher muss für diese beiden Fälle das nächsthöhere Bin berücksichtigt werden, der jedoch das Verhältnis von Signal

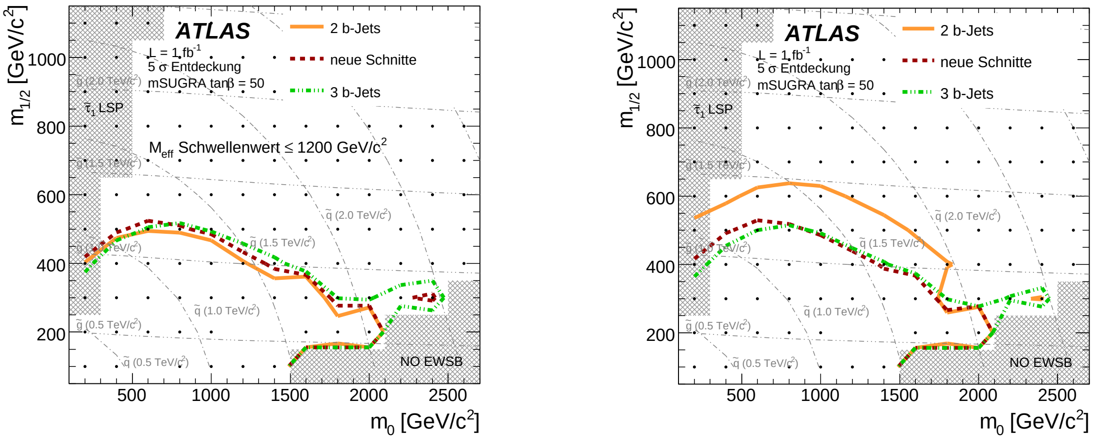


Abbildung B.1: 5σ-Konturlinien in der $(m_0,m_{1/2})$-Ebene für den $2b$-Jet-Kanal mit Standardschnitten, den $2b$-Jet-Kanal mit neuen Schnitten und den $3b$-Jet-Kanal in V12, einmal mit M_{eff}-Bedingung (links) und einmal ohne (rechts).

zu Untergrund verschlechtert. Dieser Effekt wird durch die Schrittweite von 400 GeV$/c^2$, die sich an den Analysen der CSC-Studie orientiert, und das relativ grobe Gitter verstärkt. Für P2 ändern sich zwar die Untergrund-Verteilungen nicht, aber die Signal-Verteilungen haben eine völlig andere Form. In diesem Fall ist es nicht nötig bei besonders großen M_{eff}-Werten zu schneiden und es ergibt sich daher keine signifikante Auswirkung auf die Konturlinien.

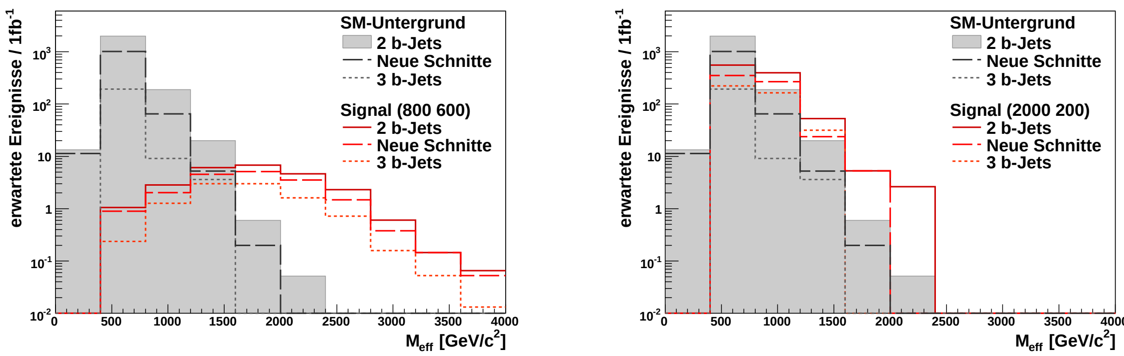


Abbildung B.2: M_{eff}-Verteilungen für die Signalpunkte P1 ($m_0 = 800$ GeV$/c^2$, $m_{1/2} = 600$ GeV$/c^2$) (links) und P2 ($m_0 = 2000$ GeV$/c^2$, $m_{1/2} = 200$ GeV$/c^2$) (rechts) und den Standardmodell-Untergrund nach den Standardschnitten im $2b$-Jet-Kanal, den neuen Schnitten im $2b$-Jet-Kanal und den Schnitten des $3b$-Jet-Kanals in V12.

Um dieses Problem zu umgehen, wird ein weiterer Ansatz ohne M_{eff}-Bedingung verfolgt: Falls der erwartete Untergrundbeitrag unter 0.5 fällt, so wird er per Hand auf 0.5 mit Unsicherheit 0.5 festgesetzt. Es kann daher bei höheren M_{eff}-Werten geschnitten werden, ohne dass der Untergrund vernachlässigt wird[1]. Die Abhängigkeit von diesem neuen willkürlichen Schwellenwert bei 0.5 wird untersucht, indem die Analyse für den Wert 1.0 wiederholt wird: Liegen weniger als 1.0 Ereignisse vor, so wird der Untergrund per Hand auf 1.0 ± 1.0 gesetzt.

1 Diese Prozedur stellt eine Möglichkeit dar, die Sensitivitäten für Fluktuationen bei hohen M_{eff}-Werten besser zu untersuchen und ist nicht als Empfehlung für die Auswertung erster Daten zu verstehen.

In Abbildung B.3 sind die Konturlinien für die neue Methode dargestellt.
Für den Schwellenwert bei 0.5 ist nur eine Veränderung im $2b$-Jet-Kanal mit den neuen Schnitten zu sehen. Bei Erhöhung des Schwellenwertes auf 1.0 hingegen fällt die Konturlinie mit neuen Schnitten etwas herab und die Kurven liegen insgesamt enger zusammen. Auch diese neue Methode kann das Problem der Sensitivität für Fluktuationen im Auslauf der Verteilung nicht vollständig lösen.

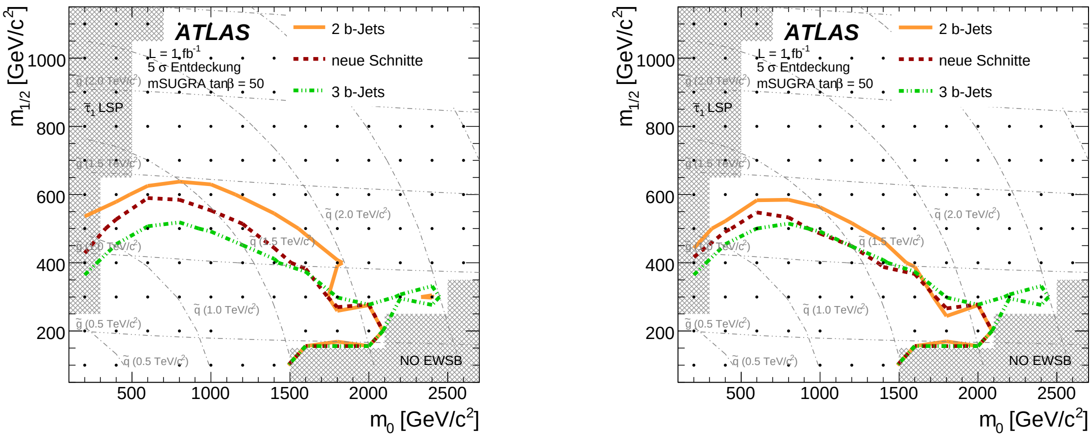


Abbildung B.3: Entdeckungspotential in der $(m_0,m_{1/2})$-Ebene für den $2b$-Jet-Kanal mit Standardschnitten, den $2b$-Jet-Kanal mit neuen Schnitten und den $3b$-Jet-Kanal in V12. Für die Berechnung wird der Untergrund auf 0.5 ± 0.5 für Werte kleiner 0.5 (links) und 1.0 ± 1.0 für Werte kleiner 1.0 (rechts) festgesetzt. Es wird keine M_{eff}-Bedingung berücksichtigt.

Freigabe der M_{eff}-Bedingung in Version 13

In V13 stand eine größere Anzahl Ereignisse für den $t\bar{t}$-Untergrund und einige der Signalpunkte zur Verfügung. Der Effekt durch die Freigabe der M_{eff}-Bedingung in diesem Fall ist in Abbildung B.4 für den $2b$-Jet-Kanal mit Standardschnitten zu sehen. Es ergibt sich ein geringerer Unterschied für die beiden Konturlinien mit und ohne Bedingung. Dies ist ein weiterer Anhaltspunkt dafür, dass der Konturlinien in V12 wesentlich durch Fluktuationen in den Ausläufern der M_{eff}-Verteilungen beeinflusst wird.

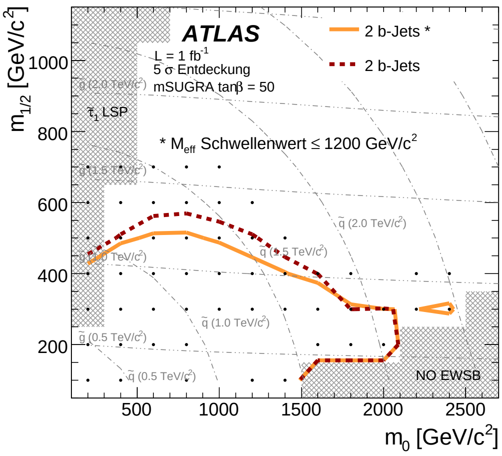


Abbildung B.4: Vergleich der 5σ-Konturlinien mit den Standardschnitten im $2b$-Jet-Kanal mit und ohne M_{eff}-Bedingung in V13.

ANHANG C

Validierung der ATLFAST-II-Datensätze

In diesem Abschnitt wird eine Kurzfassung der AF-II-Validierung vorgestellt, welche für die in Kapitel 6.6 verwendeten Datensätze durchgeführt wurde. Mit AF-II (Version 13) wurden Ereignisse sowohl für den $t\bar{t}$-Untergrund, als auch für die Signalpunkte SU6, $\mathrm{P}_{\mathrm{med}}$ und $\mathrm{P}_{\mathrm{high}}$ generiert und der Standardabfolge von Analyseschnitte unterzogen, um mit der vollen Simulation verglichen zu werden.

In Tabelle C.1 sind die erwarteten $t\bar{t}$-Ereigniszahlen nach den einzelnen Schnitten zum Vergleich von AF-II und der vollen Simulation in V13 und V12 aufgeführt. Zusätzlich werden die Schnitteffizienzen, stets bezüglich der vorangehenden Ereigniszahl, angegeben. Nach dem letzten Schnitt stimmen alle Ereigniszahlen ziemlich gut, d.h. innerhalb ihrer statistischen Unsicherheiten, überein. Im Verlauf der Schnittabfolge weichen die AF-II-Zahlen jedoch immer wieder tendenziell nach oben von den Zahlen der vollen Simulation ab. Dies ist auf Unterschiede in der Kalibrierung und auf die Tatsache, dass AF-II für niedrige Energien eine höhere Jet-Rekonstruktionseffizienz aufweist, zurückzuführen. Die Unterschiede werden durch die nachfolgenden Schnitte immer weiter reduziert und verschwinden schließlich ganz. Es ist weiterhin interessant den Vergleich zwischen V12 und V13 zu betrachten. Der Sinn dieses Vergleichs besteht nicht in der Validierung, vielmehr soll abgeschätzt werden, welcher Einfluss sich dadurch ergibt, dass die anderen Untergründe in V12 berücksichtigt werden. Anhand der Tabelle ist nachzuvollziehen, dass die Ereigniszahlen beider Versionen in der Schnittabfolge eine ähnliche Entwicklung aufweisen, dass V13 für die ersten drei Schnitte zu höheren Akzeptanzen führt, diese nach Schnitt 4 wieder verschwinden und sich eine vergleichbare Anzahl von Ereignissen nach dem letzten Schnitt ergibt.

	$t\bar{t}$ (5200)					
Schnitt	**AF-II (V13)**		**Fullsim (V13)**		**Fullsim (V12)**	
	450000 ± 383	eff[%]	450000 ± 699	eff[%]	450000 ± 681	eff[%]
1	57510 ± 112	12.8	55347 ± 245	12.3	54089 ± 236	12.0
2	47376 ± 102	82.5	45410 ± 222	82.0	44649 ± 214	82.5
3	13240 ± 54	27.9	12410 ± 116	27.3	12397 ± 113	27.8
4	8833 ± 44	66.9	8146 ± 94	65.6	8194 ± 92	66.1
5	6671 ± 38	75.3	6053 ± 81	74.3	6062 ± 79	74.0
6	2302 ± 22	34.5	2151 ± 48	35.5	2157 ± 47	35.6
7	2090 ± 21	90.6	1928 ± 46	89.6	1936 ± 45	89.7

Tabelle C.1: Erwartete Ereignisse (mit statistischen Unsicherheiten) und Schnitteffizienzen für den $t\bar{t}$-Untergrund in AF-II und Fullsim V12 und V13.

Für die Berechnung der Entdeckungspotentiale sind die M_{eff}-Verteilungen von besonderer Bedeutung. Sie sind in Abbildung C.1 nach Schnitt 2 und nach dem letzen Schnitt dargestellt. Zum Zwecke einer besseren Vergleichbarkeit sind in Abbildung C.2 und C.3 die Verhältnisse von AF-II zur vollen Simulation in V12 bzw V13 und in Abbildung C.3 zu sehen. Dabei zeigt sich, dass die Ereigniszahlen für AF-II im Bereich hoher M_{eff}-Werte gegenüber der vollen Simulation in V13 unterschätzt werden. Diese Unterschiede bewegen sich jedoch im Rahmen der statistischen und erst recht der 20% systematischen Unsicherheiten für $t\bar{t}$. Im Vergleich mit V12 fallen die etwas höheren Ereigniszahlen der vollen Simulation für große M_{eff}-Werte auf. Dies lässt vermuten, dass die Verwendung der restlichen Untergründe in V12 eine konservative Abschätzung darstellt und es ansonsten keine größeren Unterschiede zwischen den beiden Versionen gibt.

Ein ähnlicher Vergleich wurde auch am Punkt SU6 angestellt, wenn auch nur für AF-I und die volle Simulation in V12 (V13 stand für volle Simulation nicht zur Verfügung). In Tabelle C.2 ist zu sehen, dass AF-II in V13 und V12 der vollen Simulation ähnliche Ergebnisse für die Ereigniszahlen und Schnitteffizienzen produzieren, wenngleich in AF-II nach Schnitt 6 etwas kleinere Ereigniszahlen zu sehen sind. Im Gegensatz dazu führt AF-I in V12 zu etwas größeren Ereigniszahlen, was nach den in Abschnitt 6.1.1 präsentierten M_{eff}-Verteilungen nicht verwundert: Nach dem letzen Schnitt und unter Berücksichtigung aller Korrekturen liegen die Zahlen der AF-I-Verteilung circa 10% über den Ereigniszahlen der vollen Simulation. Wird die gleiche Korrektur hier angewendet, liegt AF-I etwa 1% über AF-II. Dies zeigt, dass die 10% Unterschied eventuell zu groß abgeschätzt sind[1].

	SU6					
Schnitt	**AF-II (V13)**		**Fullsim (V12)**		**AF-I (V12)**	
	6070 ± 38	eff[%]	6070 ± 35	eff[%]	6070 ± 35	eff[%]
1	2840 ± 26	46.8	2702 ± 23	44.5	2669 ± 23	44.0
2	2833 ± 26	99.8	2696 ± 23	99.8	2664 ± 23	99.8
3	2675 ± 26	94.4	2546 ± 23	94.4	2512 ± 23	94.3
4	2135 ± 23	79.8	2020 ± 20	79.3	1999 ± 20	79.6
5	1501 ± 19	70.3	1454 ± 17	72.0	1438 ± 17	71.9
6	475 ± 11	31.6	499 ± 10	34.3	537 ± 10	37.3
7	449 ± 10	94.7	471 ± 10	94.4	504 ± 10	93.9

Tabelle C.2: Erwartete Ereignisse (mit statistischen Unsicherheiten) und Schnitteffizienzen für SU6 in AF-II, Fullsim und AF-I.

Um Aufschluss über den Auslauf der M_{eff}-Verteilungen zu erhalten, sind die Verteilungen für AF-II, die volle Simulation und AF-I in Abbildung C.4 nach Schnitt 2 und nach dem letztem Schnitt veranschaulicht. In Abbildung C.5 ist wiederum das jeweilige Verhältnis von voller Simulation zu AF-II dargestellt. Es ist insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung aller Kurven zu erkennen.

Als letzter Test dient der Vergleich für die anderen Gitterpunkte in der $(m_0, m_{1/2})$-Ebene.

1 Die Korrektur wurde angewendet, um sicherzugehen, dass der AF-I-Beitrag bei großen M_{eff}-Werten nicht überschätzt wird. Das führt zu einer zu konservativen Abschätzung im Falle kleiner M_{eff}-Werte, für die es wesentlich mehr Statistik gibt (vgl. Abbildung 6.4).

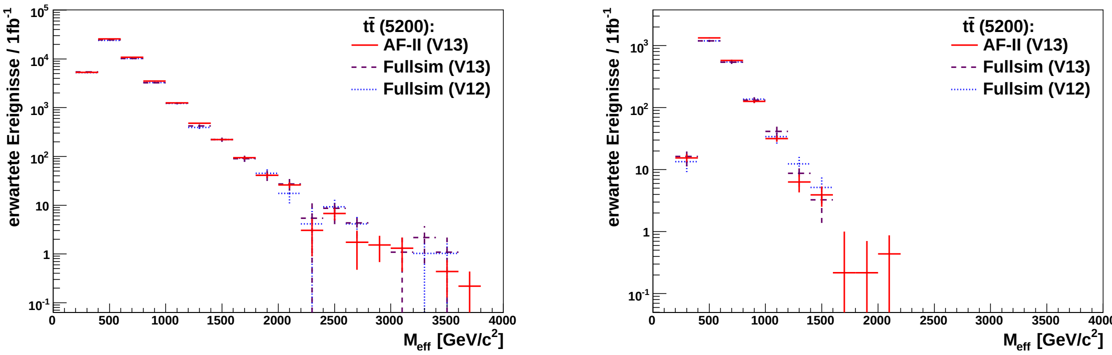


Abbildung C.1: M_{eff}-Verteilung nach Schnitt 2 (links) und Schnitt 7 (rechts) für den $t\bar{t}$-Untergrund in AF-II (V13) und Fullsim (V12 und V13).

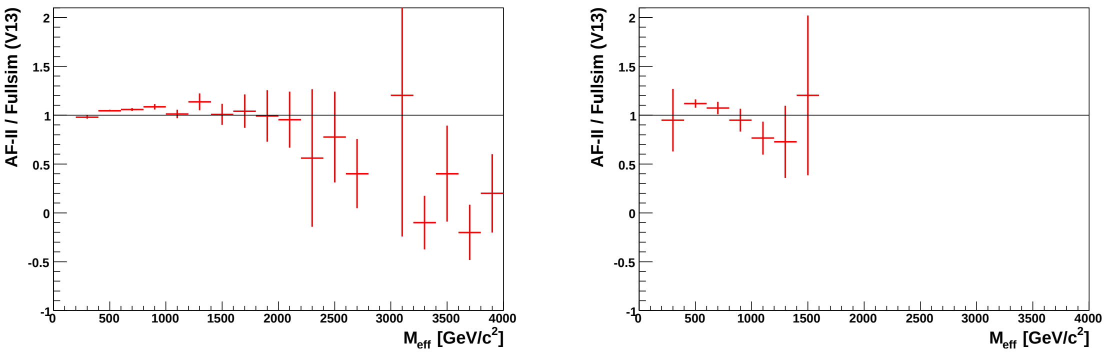


Abbildung C.2: Verhältnis von AF-II und Fullsim (V13) für die M_{eff}-Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes nach Schnitt 2 (links) und Schnitt 7 (rechts).

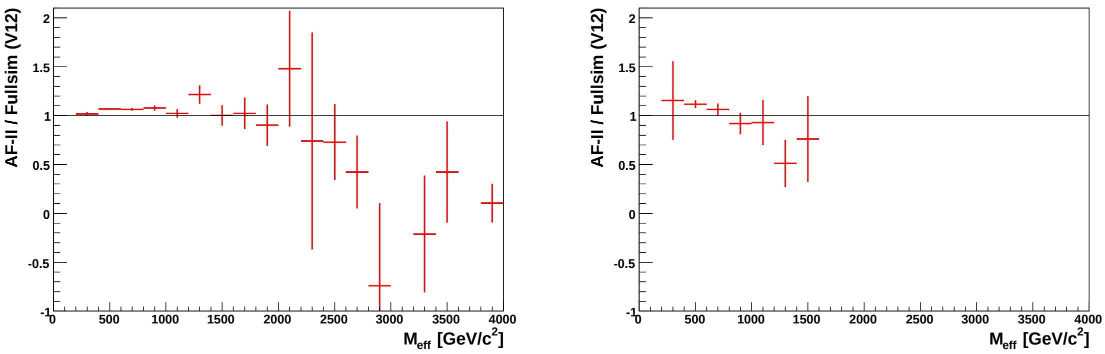


Abbildung C.3: Verhältnis von AF-II und Fullsim (V12) für die M_{eff}-Verteilung des $t\bar{t}$-Untergrundes nach Schnitt 2 (links) und nach Schnitt 7 (rechts).

Für diese stand keine volle Simulation zur Verfügung und es findet daher der Vergleich zwischen AF-II (V13) und AF-I (V12) statt. Die Ereigniszahlen und Schnitteffizienzen im Verlauf der Schnittabfolge sind für die zwei Punkte P_{med} und P_{high} in Tabelle C.3 und C.4 jeweils für AF-II (V13) und AF-I (V12) zusammengefasst. Für P_{med} liegt der AF-II-Beitrag circa 9% tiefer (2% wenn 10% Korrektur für AF-I berücksichtig wird) und für P_{high} circa 2% tiefer (9% höher unter Berücksichtigung der Korrektur). Diese Abweichungen können als gering eingeschätzt werden, wodurch die Annahme, die AF-I-Korrekturen können zu anderen Punkten hin extrapoliert werden, bestärkt wird. Der Hauptunterschied rührt von Punkten mit hohen m_0-Werten (in großem Abstand zu SU6) her und deutet einmal mehr darauf hin, dass

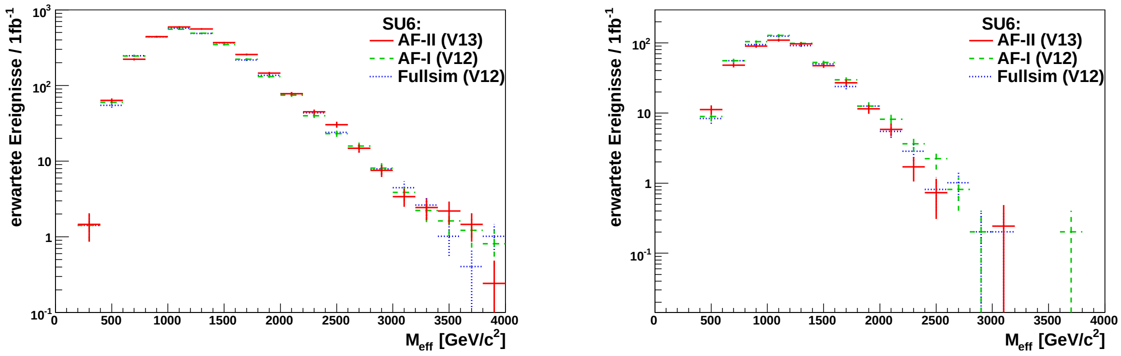


Abbildung C.4: M_{eff}-Verteilung nach Schnitt 2 (links) und Schnitt 7 (rechts) für SU6 in AF-II (V13), Fullsim (V12) und AF-I (V12).

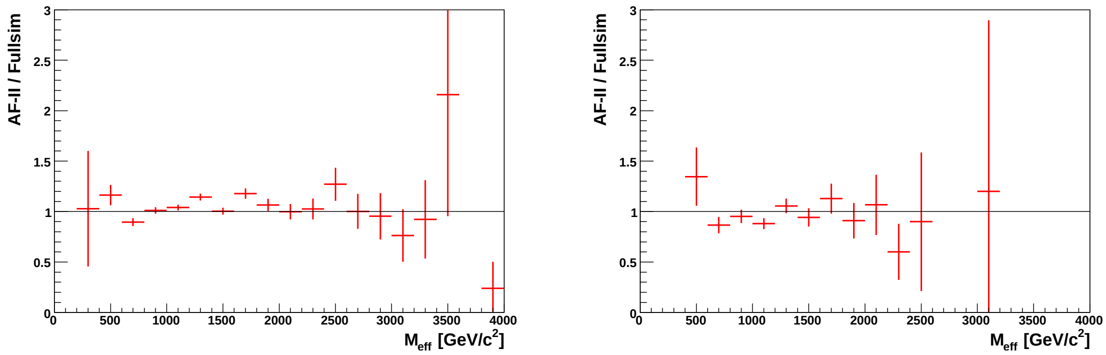


Abbildung C.5: Verhältnis von AF-II (V13) und Fullsim (V12) für die M_{eff}-Verteilung von SU6 nach Schnitt 2 (links) und Schnitt 7 (rechts).

10% Korrektur nach unten für solche Punkte wahrscheinlich eine zu konservative Abschätzung darstellt. Die Verläufe der M_{eff}-Verteilungen sind ebenfalls relativ ähnlich für AF-I und AF-II. Sie sind den Abbildungen C.6 und C.7 zu entnehmen.

	$\mathrm{P_{med}}$ **(1000, 400)**			
	AF-II (V13)		**AF-I (V12)**	
	1012 ± 7	eff[%]	1012 ± 8	eff[%]
1	682 ± 6	67.4	675 ± 7	66.7
2	679 ± 6	99.4	670 ± 7	99.3
3	610 ± 6	89.9	601 ± 6	89.7
4	349 ± 4	57.1	339 ± 5	56.5
5	279 ± 4	79.9	269 ± 4	79.3
6	153 ± 3	54.8	165 ± 3	61.5
7	139 ± 3	91.1	151 ± 3	91.5

Tabelle C.3: Erwartete Ereignisse (mit statistischen Unsicherheiten) und Schnitteffizienzen für $\mathrm{P_{med}}$ in AF-II und AF-I.

	P_{high} **(2000, 200)**			
Schnitt	**AF-II (V13)**		**AF-I (V12)**	
	23800 ± 129	eff[%]	23800 ± 251	eff[%]
1	5189 ± 60	21.8	5331 ± 119	22.4
2	5122 ± 60	98.7	5270 ± 118	98.9
3	3799 ± 51	74.2	3813 ± 100	72.4
4	2245 ± 39	59.1	2232 ± 77	58.5
5	1891 ± 36	84.2	1864 ± 70	83.5
6	1094 ± 28	57.9	1100 ± 54	59.0
7	991 ± 26	90.6	1010 ± 52	90.8

Tabelle C.4: Erwartete Ereignisse (mit statistischen Unsicherheiten) und Schnitteffizienzen für P_{high} in AF-II und AF-I.

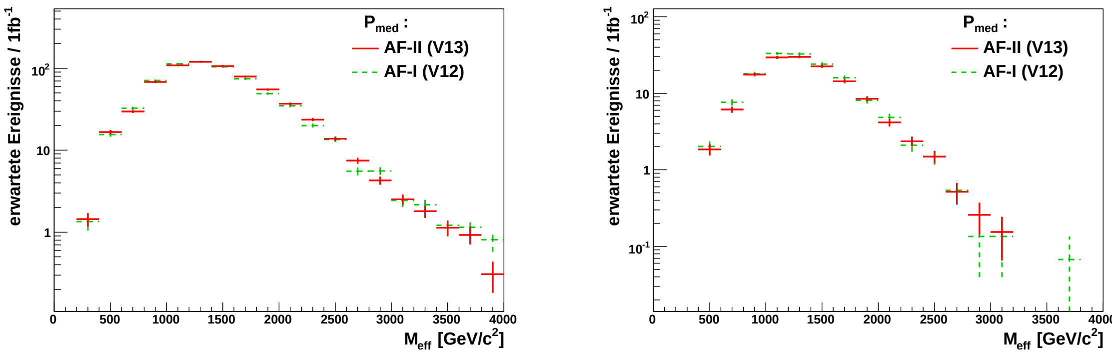


Abbildung C.6: M_{eff}-Verteilung nach Schnitt 2 (links) und Schnitt 7 (rechts) für P_{med} in AF-II (V13) und AF-I (V12).

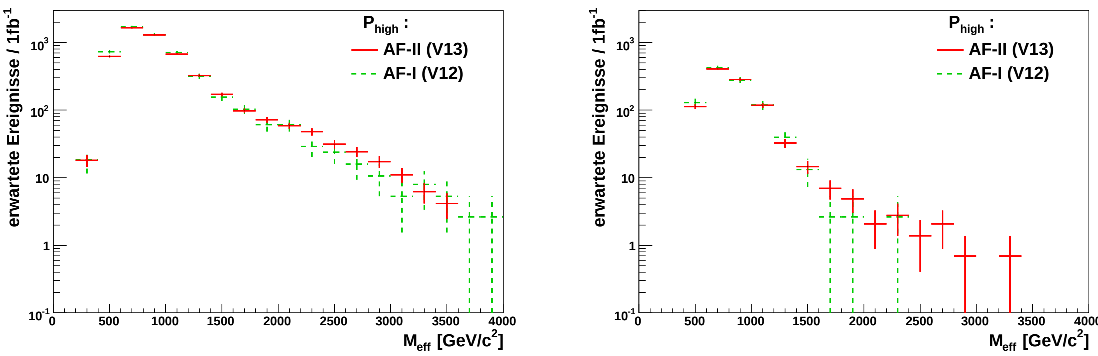


Abbildung C.7: M_{eff}-Verteilung Schnitt 2 (links) und nach Schnitt 7 (rechts) für P_{high} in AF-II (V13) und AF-I (V12).

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Karl Jakobs für ein sehr interessantes Diplomarbeitsthema bedanken. Die Arbeit in der Abteilung Jakobs hat viel Spaß gemacht und ich danke allen für die Unterstützung während dieser Zeit.
Ein ganz besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Dr. Xavier Portell, der mich mit großem Einsatz begleitet hat und stets offen meine Fragen und Probleme mit mir diskutiert hat.
Weiter danke ich Christian Weiser für seine wertvollen Hinweise und Vorschläge zu meiner Diplomarbeit, Michael und Giacinto für ihren kompromisslosen Einsatz als Helfer bei jeglicher Art von Computerproblemen, Susanne und Evelyn für eine stets offene Tür und meinem liebgewonnenen Bürokollegen Stefan.

Vielen Dank an meine Familie dafür, dass sie mich in meinen Entscheidungen bestärkt und unterstützt haben. Auch meinen Freunden, die mich durch das Studium begleitet haben, möchte ich für den Rückhalt danken. Und, Danke Daniel für jeden einzelnen Tag an meiner Seite.