

BACHELORARBEIT IN PHYSIK

von

Henrik Alexander Junkerkalefeld

**Die Suche nach Supersymmetrie mit semileptonischen
Zwei-Tau-Ereignissen beim ATLAS-Experiment für
Schwerpunktenergien von 13 TeV**

angefertigt im Physikalischen Institut

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

August 2016

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Klaus Desch für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe diese Bachelorarbeit zu schreiben. Für die angenehme Arbeitsatmosphäre und großartige Hilfe möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe danken. Insbesondere Dr. Philip Bechtle, Oliver Ricken, Dr. Steffen Schaepe und Philipp König danke ich für deren Unterstützung, Hilfe und gute Ratschläge.

Natürlich geht mein Dank auch an alle, die mich privat unterstützen.

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

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
2. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Philip Bechtle

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell und mögliche Erweiterungen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1	Das Grundkonzept	3
2.1.2	Ungeklärte Fragen des Standardmodells	4
2.2	Die supersymmetrische Erweiterung	6
2.2.1	Eigenschaften supersymmetrischer Modelle	6
2.2.2	Die Suche nach Supersymmetrie: Das vereinfachte Modell	8
3	Der experimentelle Aufbau	9
3.1	Der Large Hadron Collider	9
3.2	Der ATLAS-Detektor	10
3.2.1	Der innere Detektor	10
3.2.2	Das Kalorimeter-System	12
3.2.3	Das Myonen-System	12
3.2.4	Das Trigger-System	13
3.3	Die Identifikation physikalischer Objekte beim ATLAS-Detektor	13
3.3.1	Rekonstruktion von Jets	14
3.3.2	Rekonstruktion von Leptonen	14
3.3.3	Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie	15
3.4	Monte Carlo Simulationen	16
4	Der Umgang mit dem Standardmodell-Untergrund	17
4.1	Die Analysestrategie	17
4.2	Die Vorauswahl der Ereignisse	19
4.3	Validierung der Daten in den Kontrollregionen	21
5	Die Suche nach Supersymmetrie	27
5.1	Wie findet man SUSY?	27
5.2	Der optimale Trigger	29
5.3	Optimierung der Signalsektion für den semileptonischen Zwei-Tau-Kanal	32
5.4	Die Signalregion	35
5.5	Das erwartete Limit	36
6	Ergebnisdiskussion und Ausblick	39

A Anhang	41
A.1 Ergänzende Diagramme der Kontrollregionen	41
A.2 Ergänzende Informationen zur Trigger-Vergleichsstudie	43
A.3 Signifikanz-Scans zur Definition der Signalregion	45
A.4 Ergänzende Diagramme zur Bestimmung des erwarteten Limits	49
Literatur	53
Abbildungsverzeichnis	57
Tabellenverzeichnis	59

Einleitung

Auf der Suche nach den Ursprüngen und Grundlagen des uns umgebenden Universums versucht der Mensch diese mithilfe von auf experimentellen Beobachtungen basierenden physikalischen Theorien und Modellen besser zu verstehen und zu beschreiben. Die Beantwortung der Frage nach den Grundbausteinen der Materie sowie deren fundamentalen Wechselwirkungen obliegt hierbei vor allem der Teilchenphysik. Mithilfe großer Teilchenbeschleuniger können durch Teilchenkollisionen Rückschlüsse auf die einleitend gestellten Frage getroffen werden. Eine Steigerung der in der Kollision vorliegenden Energie macht es einerseits möglich, diese Grundbausteine auf immer kleineren Skalen zu untersuchen und andererseits Bedingungen herzustellen, die zeitlich immer näher an den Urknall rücken, um auch die Frage nach dem Ursprung weiter zu untersuchen.

In den 1960er Jahren wurde das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) entwickelt, welches die meistens Phänomene und teilchenphysikalischen Prozesse mit hoher Präzision vorhersagt und beschreibt. So konnte es mehrere Teilchen vorhersagen, welche anschließend tatsächlich beobachtet wurden. Trotz allem ist bekannt, dass das Standardmodell keine vollständige Beschreibung des Universums sein kann, enthält es doch nur drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen, liefert keine Kandidaten für Dunkle Materie und kann die Materie-Antimaterie-Asymmetrie nicht erklären.

Um diese Unzulänglichkeiten zu beheben, wurden mittlerweile einige viel versprechenden Erweiterungen des Standardmodells sowie komplett neue Modelle entwickelt. Ein möglicher Schritt ist die Erweiterung des Standardmodells um eine zusätzliche Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen, also die Einführung von Supersymmetrie (SUSY). Hierdurch könnte beispielsweise die Existenz Dunkler Materie erklärt werden.

Der momentan größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger ist der Large Hadron Collider (LHC) am CERN im schweizerisch-französischen Grenzgebiet. Eines der hier lokalisierten Experimente ist das ATLAS-Experiment, welches die Teilchenkollisionen im Hinblick auf viele verschiedenen Fragestellungen - darunter auch die Suche nach SUSY - überprüft. Da jedoch seit der Entwicklung dieser Theorie in den 1970er Jahren noch keine konkreten experimentellen Hinweise auf Supersymmetrie gefunden werden konnten, müssen vielseitige Herangehensweisen für diese Suche entwickelt und überprüft werden. So wird in dieser Arbeit der Ansatz verfolgt, nach Signalen vereinfachter SUSY-Modelle zu suchen, welche dem Verhalten möglichst vieler expliziter SUSY-Modelle ähneln. Sollte ein solches Signal gefunden werden, kann das dem zu Grunde liegende Modell genauer bestimmt werden.

Da aufgrund der Eigenschaften der hier untersuchten SUSY-Modelle bevorzugt schwere Teilchen wie die Tau-Leptonen produziert werden, konzentriert sich diese Arbeit auf die Suche nach supersymmetrischen Ereignissen im Tau-Kanal. Genauer wird diese Suche auf den Kanal (mindestens) eines

hadronisch sowie eines leptonisch zerfallenden Taus für Run II des LHCs erweitert um die Sensitivität der Arbeitsgruppe bezüglich möglicher SUSY-Ereignisse im Allgemeinen zu steigern.

Zunächst wird dafür eine kurze Einführung in die zugrunde liegende Physik (Kapitel 2) in Form des Standardmodells und der supersymmetrischen Erweiterung gegeben und in Kapitel 3 das ATLAS-Experiment vorgestellt und erklärt. In Kapitel 4 wird die korrekte Simulation der durch das Standardmodell entstehenden Ereignisse überprüft und validiert. Anschließend werden in Kapitel 5 die SUSY-Ereignisse durch das Fordern gewisser Eigenschaften vom dominierenden SM-Untergrund so gut wie möglich getrennt, bevor mithilfe der so definierten Signalregion eine Abschätzung darüber getroffen wird, welcher Bereich der vereinfachten SUSY-Modelle getestet und eventuell ausgeschlossen werden kann.

Das Standardmodell und mögliche Erweiterungen

In diesem Kapitel wird das Standardmodell der Teilchenphysik (2.1) sowie dessen mögliche Erweiterung durch die Einführung von Supersymmetrie (2.2) vorgestellt und motiviert. Hierfür wird auf aktuelle Probleme und ungeklärte Fragestellungen im Standardmodell eingegangen, welche eventuell mithilfe von SUSY gelöst werden könnten. Abschließend wird das in dieser Arbeit überprüfte vereinfachte SUSY-Modell vorgestellt und der Fokus auf Tau-Leptonen begründet.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

2.1.1 Das Grundkonzept

Das Standardmodell der Teilchenphysik [1–5] wurde in den 1960er Jahren entwickelt und fasst die aktuellen Erkenntnisse der Teilchenphysik in einer Theorie zusammen. Es beinhaltet alle bekannten Elementarteilchen, aus denen sich die Materie zusammensetzt und beschreibt deren dominanten Wechselwirkungen durch den Austausch von Eichbosonen. Mit der elektromagnetischen, der starken und der schwachen Wechselwirkung enthält es bis auf der auf mikroskopischen Skalen vergleichsweise schwachen Gravitation drei der vier bisher bekannten fundamentalen Wechselwirkungen.

Es wurde häufig mit sehr hoher Präzision erfolgreich getestet und hat die Existenz einiger Teilchen, wie den Gluonen, dem Charm- und dem Top-Quark sowie der W-Bosonen und dem Z-Boson vor deren Entdeckung vorausgesagt [6]. Durch die Entdeckung des Higgs-Bosons 2012 am LHC wurde das letzte noch unentdeckte Teilchen des Standardmodells nachgewiesen, sodass es nun vervollständigt ist [7]. In Abbildung 2.1 sind alle Teilchen des Standardmodells zusammen mit ihren wichtigsten Eigenschaften dargestellt.

Das Standardmodell teilt die Elementarteilchen in drei Familien mit jeweils vier Teilchen ein, zwischen denen sich deren Eigenschaften bis auf die Masse jeweils gleichen. Die Masse der geladenen Fermionen, welche genau wie die der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung durch den Higgs-Mechanismus erzeugt wird [9], nimmt dabei von Generation zu Generation zu und unterscheidet sich mit 511 keV^1 für das Elektron bis 173 GeV für das Top-Quark teilweise in mehreren Größenordnungen [10]. Mittlerweile ist die Energiedichte des Universum so stark gesunken, dass aufgrund ihrer geringen Massen nur noch die

¹ In dieser Arbeit werden für die Teilcheneigenschaften natürliche Einheiten benutzt. In diesen gilt $\hbar = c = 1$, weswegen sowohl Massen als auch Impulse in Einheiten der Energie gemessen werden.

Drei Generationen
der Materie (Fermionen)

	I	II	III		
Masse	2,3 MeV	1,275 GeV	173,1 GeV	0	125,9 GeV
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ d down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ s strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ b bottom	0 0 g Gluon	
	<2 eV 0 ν_e Elektron- Neutrino	<0,19 MeV 0 ν_μ Myon- Neutrino	<18,2 MeV 0 ν_τ Tau- Neutrino	90,2 GeV 0 Z ⁰ Z Boson	Eichbosonen
	0,511 MeV -1 e Elektron	105,7 MeV -1 μ Myon	1,777 GeV -1 τ Tau	80,4 GeV ± 1 W [±] W Boson	
Leptonen					

Abbildung 2.1: Es sind die Elementarteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik dargestellt. Die Quarks sind violett eingefärbt, die Leptonen sind grün und in rot sind die Eichbosonen bzw. Austauscheteilchen der drei im Standardmodell integrierten Wechselwirkungen. Das 2012 entdeckte Higgs-Boson ist gelb dargestellt. Quelle: [8]

Teilchen aus der ersten Generation sowie die Neutrinos in großer Zahl vorhanden sind. Alle existierende Materie ist dementsprechend aus den Teilchen der ersten Familie aufgebaut.

Pro Familie existieren zwei Leptonen, die in einem Doublet arrangiert sind. Die Leptonen unterteilt man weiterhin in die ungeladenen Neutrinos (ν_e , ν_μ und ν_τ), welche ausschließlich über die schwache Wechselwirkung interagieren, sowie die geladenen Leptonen (Elektron, Myon und Tau), die auch elektromagnetisch wechselwirken. Die schwache Wechselwirkung wird durch massive Austauschteilchen – die W-Bosonen und das Z-Boson – übertragen, während der Überträger der elektromagnetischen Wechselwirkung das masselose Photon γ ist. Aus der Masselosigkeit des Photons resultiert die unendliche Reichweite dieser Kraft.

Zusätzlich existiert pro Generation ein Quark-Doublet, bei welchem ein Quark den Anteil $+\frac{2}{3}$ der elektrischen Elementarladung trägt (Up-, Charm- und Top-Quark), und eines $-\frac{1}{3}$ (Down-, Stange- und Bottom-Quark). Alle Quarks tragen außerdem eine Farbladung, weswegen sie neben elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung auch an die starke Wechselwirkung koppeln, die durch die masselosen Gluonen g übertragen wird. Da die Gluonen selber farbgeladen sind, wechselwirken sie auch untereinander, was die geringe Reichweite der starken Wechselwirkung erklärt.

Aufgrund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung sind in der Natur ausschließlich farbneutrale Teilchen stabil. Dementsprechend treten Quarks entweder zu dritt (rot, blau und grün) in sogenannten Baryonen oder zusammen mit einem Anti-Quark (Farbe und Antifarbe) in Mesonen auf [6].

Des Weiteren besitzt jedes Fermion einen Antipartner mit entgegengesetzten Quantenzahlen, aus welchem sich die Antimaterie zusammensetzt. Gemäß der Energieerhaltung entsteht Materie im Standardmodell ausschließlich, wenn dabei die selbe Menge an Antimaterie erzeugt wird [6].

2.1.2 Ungeklärte Fragen des Standardmodells

Zwar liefert das Standardmodell wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben mit hoher Präzision korrekte Vorhersagen und kann die meisten bisher beobachteten Phänomene zufriedenstellend erklären, jedoch ist ebenso bekannt, dass es nicht die endgültige Beschreibung des Universums sein kann. Dafür sprechen einige Probleme des Standardmodells, von denen im Folgenden die für diese Arbeit wichtigsten aufgeführt sind.

Bisher ist es zwar gelungen, die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung ab einer Energie in der Größenordnung von $O(100 \text{ GeV})$ zu der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinen, eine zusätzliche Berücksichtigung der starken Wechselwirkung in einer sogenannten **großen vereinheitlichten Theorie** (GUT für engl. *Grand Unified Theory*) gelang jedoch noch nicht. Supersymmetrie könnte dafür sorgen, dass sich die Kopplungsstärken der drei Kräfte besser in einem Punkt treffen, als sie es bisher nach dem Standardmodell tun [11, 12] (vgl. Abbildung 2.2).

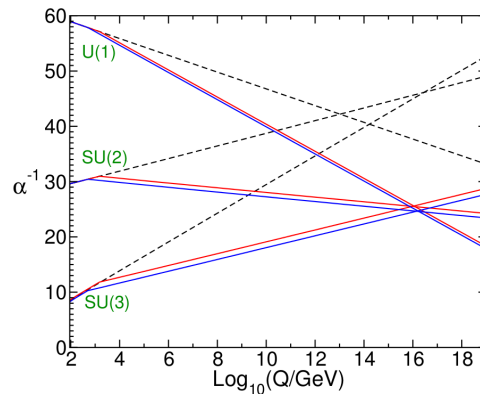


Abbildung 2.2: Die Entwicklung der inversen Kopplungskonstanten α_a^{-1} im Standardmodell (gestrichelte Linien) sowie im MSSM (vgl. Abschnitt 2.2.1, farbige Linien). Quelle: [13]

Des Weiteren beinhaltet das Standardmodell nicht die **Gravitation**. Es wird vermutet, dass auch die Gravitation durch ein Austauscheteilchen - das Graviton - übertragen wird, dieses wurde aber bisher noch nicht entdeckt. Jegliche Ansätze, Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie (die Theorie, welche aktuell die Gravitation am besten beschreibt) so wie das Standardmodell als Quantenfeldtheorie zu beschreiben, schlugen bisher fehl, vor allem im Bereich extrem großer Energien nahe der Planck-Skala ab ca. $2,4 \cdot 10^{18} \text{ GeV}$ kommt es hier zu Widersprüchen [13, 14]. Eine Vereinheitlichung aller vier fundamentalen Wechselwirkungen in einer einzigen Theorie liegt dementsprechend noch in weiter Ferne.

Im Idealfall würden aus dieser die **19 freien Parameter** (wie den Teilchenmassen) resultieren, auf welchen das Standardmodell basiert. Bisher können diese nur experimentell bestimmt werden.

Das **Hierarchieproblem** betrifft die Masse des Higgs-Bosons, welche bei etwa 125 GeV liegt [10]. Eigentlich erwartet man, dass die Higgs-Masse enorme Korrekturen wie Schleifenprozesse bis zu der Größenordnung der Planckskala erhält, welche von allen Teilchen oder Phänomenen, die direkt oder indirekt an das Higgs-Feld koppeln, beeinflusst werden. Dies hätte ebenfalls Einfluss auf das gesamte Massenspektrum des Standardmodells. Um die experimentell ermittelte, um viele Größenordnungen abweichende Masse zu erhalten, müsste diese durch eine sehr genaue Feinabstimmung künstlich klein gehalten werden, was unbefriedigend ist [13].

Weitere Probleme haben ihren Ursprung in kosmologischen Beobachtungen. Zunächst scheint das gesamte Universum ausschließlich aus Materie und nicht aus Antimaterie zu bestehen. Dies erfordert jedoch eine **Materie-Antimaterie-Asymmetrie** zu Beginn des Universums, welche das Standardmodell nicht erklären kann [15]. Messungen der Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien, der Expansion des Universums oder der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung legen außerdem den Schluss nahe, dass lediglich $4,9 \%$ des Universums aus der sichtbaren baryonischen Materie bestehen, welche vom Standardmodell beschrieben wird. Zusätzlich dazu setzt sich die gesamte im Universum erhaltene Energie zu $68,3 \%$ aus Dunkler Energie und zu $26,8 \%$, aus **Dunkler Materie** zusammen [16]. Während die Dunkle Energie unverstanden bleibt, könnte die Dunkle Materie durch ausschließlich schwach und gravitativ wechselwirkende massive Teilchen erklärt werden. Kandidaten für solche Teilchen werden

durch einige SUSY-Modelle geliefert [12].

2.2 Die supersymmetrische Erweiterung

2.2.1 Eigenschaften supersymmetrischer Modelle

Wie im vorangegangenen Abschnitt angedeutet, können einige Probleme des Standardmodells durch die Einführung von sogenannter Supersymmetrie gelöst werden. Diese erweitert das Standardmodell um eine Symmetrie zwischen Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin) und Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin). Als Konsequenz erhält jedes Fermion mit Spin $\frac{1}{2}$ einen bosonischen Superpartner mit Spin 0, während jedem Boson des Standardmodells ein Fermion mit Spin $\frac{1}{2}$ als supersymmetrisches Partnerteilchen zugeordnet wird. Die restlichen Quantenzahlen sowie die Masse der Teilchen bleibt hierdurch zunächst gleich.

Die Namensgebung dieser Superpartner ist leicht nachvollziehbar. So wird den bosonischen SUSY-Teilchen ein „S“ für Skalar angehängt; man erhält Squarks und Sleptonen anstelle von Quarks und Leptonen des Standardmodells. Die fermionischen SUSY-Teilchen unterscheiden sich durch eine zusätzliche Endung „ino“ von ihren bosonischen SM-Partnern. Beispielsweise ist der Superpartner des Z-Bosons das Zino, der des Higgs-Bosons das Higgsino. Zur einfachen Kennzeichnung werden SUSY-Teilchen mit einer Tilde über dem jeweiligen Teilchensymbol dargestellt [13].

Das supersymmetrische Modell, welches aus dem Standardmodell mit der minimal nötigen Änderung insbesondere im Hinblick auf die Teilchenzahl hervorgeht, nennt sich MSSM (engl. *Minimal Supersymmetric Standard Model*).

Im MSSM wird jedem SM-Fermion ein Doublet aus einem rechts- und einem linkshändigen skalaren Sfermion (\tilde{f}_L und \tilde{f}_R) zugeordnet, welche wie ihre Standardmodell-Partner unterschiedlich an die schwache Wechselwirkung koppeln. Weiterhin wird das skalare Higgs-Boson des Standardmodells zu zwei Higgs-Supermultipletts erweitert, wobei ein Doublet H_u (mit der schwachen Hyperladung $Y = \frac{1}{2}$) die Massen der Up-Type-Quarks erzeugt, und das andere H_d (mit $Y = -\frac{1}{2}$) für die Massen der Down-Type-Quarks und geladenen Leptonen verantwortlich ist. Alle durch dieses Modell zusätzlich prognostizierten Teilchen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt [13].

Da man bisher noch keine experimentellen Hinweise für Supersymmetrie gefunden hat, muss man annehmen, dass die Symmetrie gebrochen ist. Andernfalls würden die SUSY-Teilchen exakt die selbe Masse haben, wie ihre Partner aus dem Standardmodell und man hätte sie schon längst beobachten müssen. Eine spontane Symmetriebrechung kann dafür sorgen, dass die SUSY-Teilchenmassen zu höheren Energien verschoben sind, sodass sie bisher auf den Energieskalen, auf welchen das Standardmodell getestet wurde, nicht auftreten. Teilweise überlagern sich die Eich-Eigenzustände der SUSY-Teilchen mit gleichem Spin, sodass sie sich von den Masseneigenzuständen unterscheiden (siehe Tabelle 2.1). Beispielsweise resultieren die sogenannten *Charginos* $\tilde{\chi}^\pm$ und *Neutralinos* $\tilde{\chi}^0$, welche auch in dem in dieser Analyse betrachteten vereinfachten Modell eine große Rolle spielen, aus Überlagerungen der Eichzustände der Winos und Higgsinos. Eine detailliertere Erklärung dieser Phänomene findet sich in [13].

Das angesprochene Hierarchieproblem kann mithilfe von SUSY gelöst werden, da die durch Bosonen und Fermionen auftretenden Schleifenkorrekturen bei der Higgs-Masse unterschiedliche Vorzeichen haben. Sie würden sich also gegenseitig stark unterdrücken bzw. auslöschen. Dies erfordert aber, dass die Symmetriebrechung nicht zu stark ausfällt, da SUSY-Teilchenmassen welche signifikant höher liegen als die elektroschwache Skala (bei ca. 10^2 GeV) wiederum eine Feinabstimmung erfordern würden [13]. So wird eine Suche nach SUSY im Bereich der vom Large Hadron Collider erreichbaren Energien motiviert.

Name	Spin	P_R	Eich-Eigenzustand	Masseneigenzustand
Higgs-Boson	0	+1	$H_u^0, H_d^0, H_u^+, H_d^-$	h^0, H^0, A^0, H^\pm
Squarks	0	-1	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R, \tilde{d}_L, \tilde{d}_R$ $\tilde{c}_L, \tilde{c}_R, \tilde{s}_L, \tilde{s}_R$ $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R, \tilde{b}_L, \tilde{b}_R$	- - $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_2, \tilde{b}_2$
Sleptonen	0	-1	$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R, \tilde{\nu}_\tau$	- - $\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2, \tilde{\nu}_\tau$
Neutralinos	1/2	-1	$\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$
Charginos	1/2	-1	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
Gluino	1/2	-1	\tilde{g}	-
Goldstino (Gravitino)	1/2 (3/2)	-1	\tilde{G}	-

Tabelle 2.1: Die vom MSSM neben den SM-Teilchen vorausgesagten Teilchen. Zusätzlich ist aufgeführt, ob und wie sich die messbaren Masseneigenzustände von den Eich-Eigenzuständen unterscheiden. Die Notation der Masseneigenzustände ist so gewählt, dass die Teilchen nach Masse geordnet sind, wobei das leichteste den Index 1 erhält. Sind keine gesonderten Masseneigenzustände aufgeführt, entsprechen diese den Eich-Eigenzuständen. Quelle: [9].

Mit Einführung der Supersymmetrie würde man Terme erhalten, welche die Baryonenzahl (B) oder die Leptonenzahl (L) verletzt, obwohl diese im SM Erhaltungsgrößen sind. In der Natur wurden bisher aber weder B- noch L- verletzende Vorgänge beobachtet,² was im Widerspruch zu den Vorhersagen von SUSY steht.

Zur Lösung dieses Problems wird eine neue multiplikative Quantenzahl - die sogenannte *R*-Parität - als neue Erhaltungsgröße eingeführt. Es gilt

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (2.1)$$

s ist hierbei der Spin eines Teilchens. Als Konsequenz können SUSY-Teilchen nicht ausschließlich in SM-Teilchen zerfallen, sondern zerfallen kaskadenartig unter Aussendung mehrerer SM-Teilchen zum leichtesten SUSY-Teilchen, dem sogenannten LSP (engl. *lightest supersymmetric particle*). Dieses wäre stabil und ist ein vielversprechender Kandidat für Dunkle Materie, solange es keine elektrische oder Farbladung trägt [12].

Das MSSM in seiner allgemeinsten Form benötigt zusätzlich zu den freien Parametern des Standardmodells mehr als 100 weitere freie Parameter um beschrieben zu werden [14], wodurch es schwer getestet werden kann. Allerdings kann man mithilfe von realistischen Annahmen und Bedingungen aus dem MSSM einige einfacheren Modelle herleiten, welche auf deutlich weniger Parametern basieren.³ Beispielsweise kann das in vergangenen Arbeiten dieser Arbeitsgruppe intensiv bearbeitete Modell GMSB (engl. *Gauge-mediated Supersymmetry Breaking*), in welchem spezielle Annahmen über den Mechanismus gemacht werden, der zur Symmetriebrechung führt, mit sechs Parametern komplett beschrieben werden [17].

Da bisher noch keine Hinweise auf SUSY gefunden werden konnten, zeichnet sich allerdings keines der möglichen Modelle gegenüber der anderen aus. Es geht also bei der Suche nach SUSY weniger darum

² Diese würden sich beispielsweise im Zerfall von Protonen äußern, dessen Lebensdauer durch Messungen bestätigt aber größer als $8,2 \cdot 10^{33}$ Jahre ist [6].

³ Einige von ihnen werden in [9] übersichtlich eingeführt.

ein bestimmtes Modell zu veri- bzw falsifizieren oder einzuschränken, man möchte vielmehr Aussagen über mögliche SUSY-Prozesse im Allgemeinen treffen können. Der Ansatz dieser Arbeit ist deswegen, mithilfe eines vereinfachten Modells nach Ereignissen zu suchen, die in den meisten SUSY-Modellen auftreten würden.

2.2.2 Die Suche nach Supersymmetrie: Das vereinfachte Modell

Konkret wird in dieser Arbeit das in Abbildung 2.3 dargestellte SUSY-Ereignis angenommen, welches in ähnlicher Form in vielen konkreten SUSY-Modellen erwartet wird [18]. Es entstehen zunächst zwei Gluinos \tilde{g} , welche in diesem Modell unter Aussendung von SM-Teilchen zu jeweils 50 % in ein Chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ bzw. Neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ und anschließend in ein Stau $\tilde{\tau}$ oder Stau-Neutrino $\tilde{\nu}_\tau$ zerfallen. Letztgenannte zerfallen unter Aussendung eines Tau-Leptons bzw. Tau-Neutrinos in das LSP, ein Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Es ergeben sich insgesamt 16 Ereignistopologien mit gleicher Wahrscheinlichkeit. Alle Verzweigungsverhältnisse werden hierbei vereinfacht auf 1 bzw. 0,5 gesetzt, während diese in einem vollständigen SUSY-Modell von dessen Parametern abhängen würden. Anstatt bestimmte Modellparameter zu variieren, charakterisiert man das vereinfachte Modell direkt durch die Teilchenmassen. Diese werden in dem Modell wie in Abbildung 2.3 dargestellt durch die Gluino- und Neutralino-1-Masse eindeutig beschrieben, während die verbleibenden Teilchenmassen durch festgelegte Abstände aus diesen resultieren. Man erhält einen zweidimensionalen Parameterraum. Aussagen über diesen helfen zwar nur indirekt für die Einschränkung der Parameterräume ganzer Modelle, vereinfachen die Arbeit an neuen Modellen aber erheblich [17].

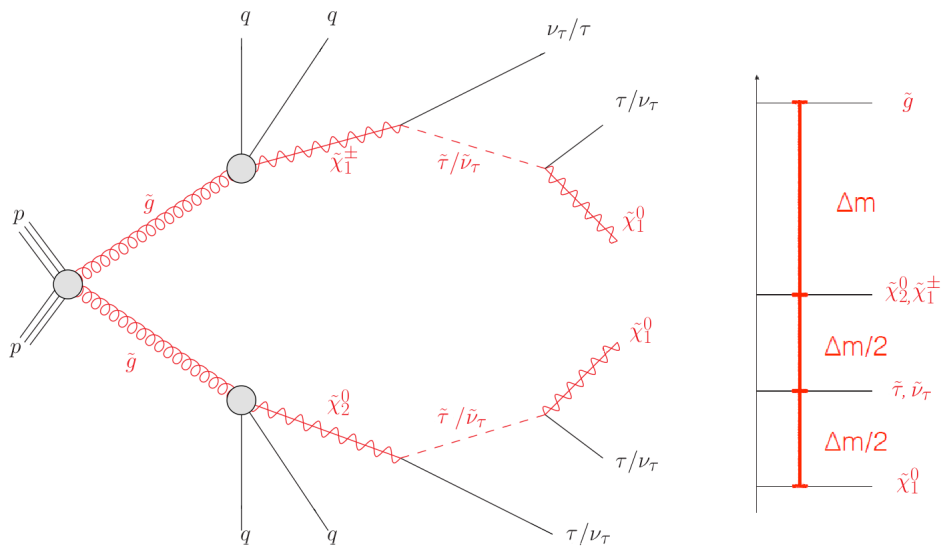


Abbildung 2.3: Die Ereignistopologie des in dieser Arbeit bearbeiteten vereinfachten SUSY-Modells sowie das angenommene Massenspektrometer. Quelle: [18] (modifiziert)

Bei der hier betrachteten Ereignistopologie des vereinfachten Modells entstehen (meistens) mehrere Tau-Leptonen sowie durch die nicht detektierbaren Neutrinos und LSPs eine große fehlende Transversalenergie E_T^{miss} . Dementsprechend werden in dieser Analyse Ereignisse mit diesen Eigenschaften gefordert, insbesondere die Spezialisierung der Suche auf Zerfallskanäle mit Tau-Leptonen im Endzustand wird hierdurch motiviert.

Des Weiteren wird aufgrund der SUSY-Produktion durch Gluinos im Detektor eine hohe Jetaktivität erwartet, sodass im Folgenden Ereignisse mit mindestens zwei Jets gefordert werden, da dies eine vielversprechende Größe ist, um SUSY-Ereignisse von SM-Untergrund zu trennen.

Der experimentelle Aufbau

Die experimentellen Daten, welche in dieser Arbeit analysiert werden, stammen vom ATLAS-Experiment am CERN. In diesem Kapitel wird eine kurze Übersicht über den experimentelle Aufbau des verwendeten Teilchenbeschleunigers, dem LHC (Abschnitt 3.1), sowie des ATLAS-Detektors selbst (Abschnitt 3.2) gegeben und kurz darauf eingegangen, wie die Daten des Detektors analysiert werden (Abschnitt 3.3 und 3.4).

3.1 Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist ein Zwei-Ring-Teilchenbeschleuniger und befindet sich unterirdisch an der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich (vgl. Abbildung 3.1). Er wird von dem europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik, dem CERN, betrieben und ist mit einem Umfang von 27 km der größte bisher gebaute Beschleuniger. Da hier aktuell Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 13$ TeV zur Kollision gebracht werden können, ermöglicht er Experimente mit einer bisher unerreichten Energie [14, 19].

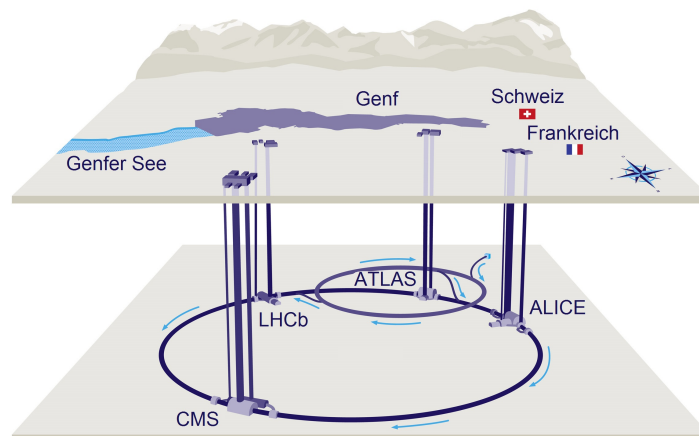


Abbildung 3.1: Der LHC und seine Einbettung in die Landschaft sind abgebildet. Des weiteren sind die vier großen Experimente ATLAS, CMS, ALICE und LHCb eingezeichnet. Quelle: [20]

Ein Ziel des LHCs war der experimentelle Nachweis des Higgs-Bosons sowie das Finden von Hinwei-

sen auf Physik jenseits des Standardmodells und die Erforschung sehr seltener Hochenergie-Ereignisse. Für diesen Zweck benötigt man eine extrem hohe Anzahl von Teilchenkollisionen, welche gemäß $N_{\text{event}} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{event}}$ von der Luminosität \mathcal{L} und dem Wirkungsquerschnitt σ_{event} des jeweiligen Ereignisses abhängen. Die Luminosität gibt hierbei die Anzahl der Ereignisse pro Zeit und Fläche an und hängt vor allem von technischen und baulichen Eigenschaften des Teilchenbeschleunigers wie der Teilchenzahl pro Teilchenpaket oder der Anzahl der Pakete im Beschleuniger ab. Die angestrebte Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ schließt eine Benutzung von Antiprotonen aus, sodass zwei verschiedene Ringe für die gegenläufigen Protonen benutzt werden müssen [14].

Die Protonen durchlaufen zunächst einige Vorbeschleuniger, bevor sie mit einer Energie von 450 GeV in den LHC geleitet und durch elektromagnetische Felder auf ihre maximale Energie beschleunigt werden. Um so hochenergetische Teilchen auf der Kreisbahn zu halten werden Magnetfelder von bis zu 8,36 T aus 1232 Dipolmagneten benötigt [21], zur Fokussierung verwendet man Quadropolmagnete.

An vier verschiedenen Stellen an denen die Detektoren ATLAS, CMS, LHCb und ALICE lokalisiert sind, werden die Teilchen zur Kollision gebracht, und im Hinblick auf die dort entstehenden Produkte analysiert. Die Detektoren haben hierbei verschiedene Forschungsschwerpunkte. LHCb studiert die Physik im b -Quark-Sektor, während das ALICE-Experiment sich auf die Physik schwerer Ionen konzentriert, die ebenfalls im LHC beschleunigt werden können. Der ATLAS-Detektor ist genau wie dessen Schwestereperiment CMS sensitiv auf eine möglichst große Bandbreite verschiedener Hochenergieprozesse und produziert die in dieser Arbeit verwendeten Daten [12]. Im folgenden Abschnitt wird er im Detail beschrieben.

3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor [22] (A Toroidal LHC ApparatuS) ist zusammen mit CMS einer der beiden Detektoren, welche für die Erforschung möglichst vieler verschiedener Themen in der Hochenergiephysik – wie der mittlerweile erfolgreichen Suche nach dem Higgs-Boson oder Eigenschaften der schweren Quarks – gebaut wurden.

Er besteht aus vielen verschiedene Typen von Detektorschichten, welche einen der Kollisionspunkte des LHCs zylinderförmig umgeben und wurde dafür konstruiert, die Energien und Pfade der in der Kollision produzierten Teilchen¹ möglichst genau nachzuvollziehen und aufzuzeichnen.

Insgesamt ist er mit einer Länge von 44 m und einer Höhe von 25 m der größte Detektor am CERN. Ein Querschnitt des Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Man kann die Subdetektoren anhand ihrer Funktionsweise und Zielsetzung gut in drei verschiedene Kategorien einteilen, die in den anschließenden Abschnitten kurz beschrieben werden. Im inneren Detektor (3.2.1) werden die Teilchenpfade und Impulse geladener Teilchen mithilfe eines Magnetfeldes rekonstruiert. Dieser ist von verschiedenen Kalorimetern (3.2.2) umgeben, welche die Energie der verschiedenen Teilchentypen messen. Nach außen hin wird der ATLAS-Detektor von dem Myonenspektrometer (3.2.3) abgeschlossen, das zur Messung von Myonen und ihren Eigenschaften verwendet wird [22].

3.2.1 Der innere Detektor

Der dem Kollisionspunkt nächste Detektor ist der innere Detektor. Er dient zur Rekonstruktion der Spur und des Impulses elektrisch geladener Teilchen sowie des Kollisionsvertexes. Zu diesem Zweck besteht er aus einem **Pixeldetektor**, einem **Siliziumstreifen-Detektor** (SCT, engl. *Semiconductor tracker*)

¹ Pro Kollision entstehen üblicherweise bis zu 1000 Teilchen [22].

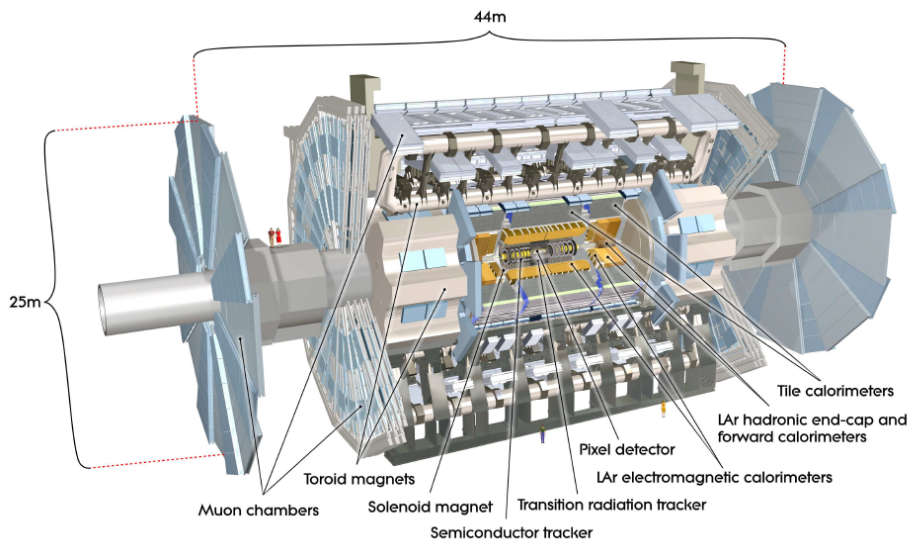
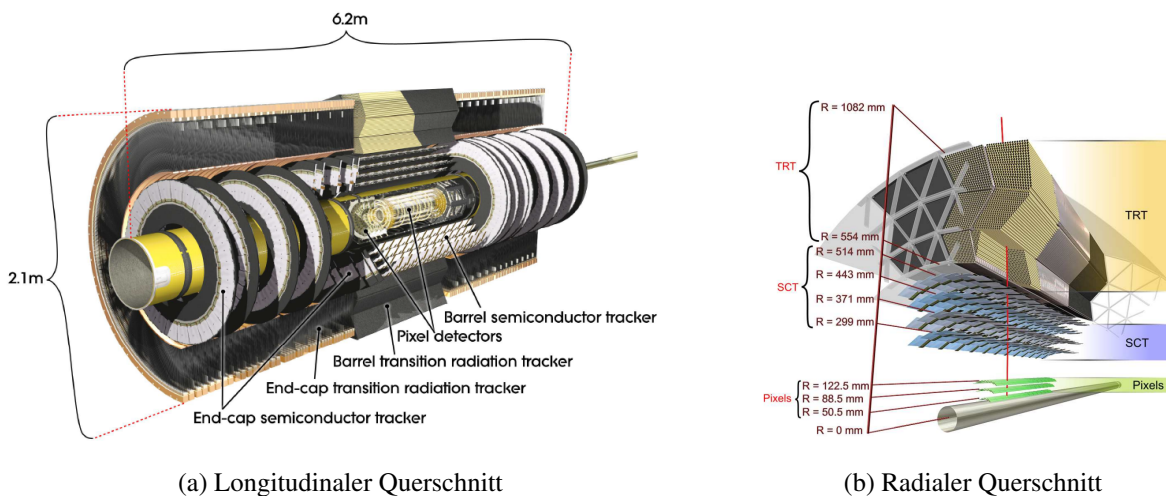


Abbildung 3.2: Der Querschnitt des ATLAS-Detektors ist dargestellt. Die Dimension des Detektors wird besonders im Vergleich zu den beiden vor ihm abgebildeten Menschen deutlich. Er besteht aus vielen verschiedenen Detektorschichten, die jeweils auf verschiedene Teilchen oder Eigenschaften besonders sensitiv sind. Quelle: [22]

sowie einem **Übergangsstrahlungsdetektor** (TRT, engl. *transition radiation tracker*) und ist von einem Solenoidmagneten umschlossen, der ein Magnetfeld von 2 T erzeugt (vgl. Abbildung 3.3) [12].



(a) Longitudinaler Querschnitt

(b) Radialer Querschnitt

Abbildung 3.3: Der innere Detektor in longitudinale und radiale Querschnitt. Im longitudinalen Bild wird vor allem die Volumenaufteilung der drei Unterdetektoren deutlich. Außerdem kann man die scheibenförmigen Detektorabschlüsse des SCTs deutlich erkennen. Der radiale Querschnitt vermittelt einen guten Überblick über die Abstände und Dimensionen der Zylindermantel-Komponenten der einzelnen Unterdetektoren. Quellen: [22]

Der Pixeldetektor setzt sich aus einer dreilagigen Schicht von mehr als 80 Mio. Silizium-Halbleiterdetektoren zusammen, die jeweils $0,4 \text{ mm} \times 0,05 \text{ mm}$ groß sind. Insgesamt ergeben sie einen mehr als einen Meter langen Detektor mit einem Radius zwischen 50,5 mm und 122,5 mm. Die Aufteilung in viele einzelne Elemente wurde gewählt um trotz ihrer Nähe zum Interaktionspunkt und der damit einhergehenden hohen Teilchenspurdichte eine sehr präzise erste Detektion der Teilchen zur Vertexrekonstruktion zu

bieten [12, 22].

Umgeben ist der Pixeldetektor von dem vierlagigen SCT, welcher einen Hohlzylinder mit knapp 5,5 m Länge und einem Radius zwischen 29,9 cm und 51,4 cm formt. Er besteht aus Siliziumstreifen mit einer Breite von 80 μm und einer Länge zwischen 5 cm und 12 cm, welche in den verschiedenen Lagen mit einem kleinen Winkel zueinander angeordnet sind, um eine punktförmige Teilchendetektion zu ermöglichen [12, 23].

Abgeschlossen wird der innere Detektor von dem TRT. Dieser besteht aus ca. 370 000 dünnen Röhren, die mit einem Gasgemisch aus Xenon, Kohlenstoffdioxid und Sauerstoff gefüllt sind und in dessen Mitte sich Anodendrähte befinden. Das dem Detektor zugrunde liegende Prinzip entspricht dem einer Driftkammer, in welchem geladene Teilchen das Gasgemisch entlang ihrer Spur ionisieren. Das dabei entstehende Signal wird von den Drähten ausgelesen und ermöglicht die Rekonstruktion der Teilchenspur. Zusätzlich sind zwischen den Röhren spezielle Materialien eingebracht, welche aufgrund wechselnder Permittivitäten bei hochenergetischen Teilchen Übergangsstrahlung erzeugen. Elektronen erzeugen beispielsweise ein deutlich stärkeres Signal als Pionen, wodurch diese Teilchen gut voneinander unterschieden werden können. Im Gegensatz zu den vorgestellten Siliziumdetektoren dient der TRT also auch zur Teilchenidentifikation [9, 22].

3.2.2 Das Kalorimeter-System

Den inneren Detektor umgibt das Kalorimeter-System, mit welchem die Energie der entstehenden Teilchen gemessen werden soll. Eine detaillierte Beschreibung dessen findet sich in [22] und wird im Folgenden kurz zusammengefasst.

Während der innere Detektor noch so konstruiert ist, dass die Teilchen hier möglichst wenig Energie verlieren, ist das Ziel des Kalorimeter-Systems, dass sowohl neutrale als auch geladene Teilchen gestoppt werden und somit möglichst ihre gesamte Energie im Detektor deponieren. Um diesen Zweck zu erfüllen ist es ausreichend groß dimensioniert und aufgrund der vielseitigen möglichen Interaktionen verschiedener Teilchenarten in zwei aufeinander folgende Kalorimeterarten aufgeteilt.

Mit dem **elektromagnetischen Kalorimeter** (ECAL, engl: *electromagnetic calorimeter*) werden die Energien elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wie Elektronen oder Photonen gemessen. Es ist zu diesem Zweck abwechselnd aus zwei verschiedenen Lagen aufgebaut. Einerseits besteht es aus dem passiven Absorbermaterial Blei, das die durchfliegenden Teilchen schauen lässt und andererseits aus flüssigem Argon, was als aktives Absorbermaterial dient. Dieses wird durch die Teilchenschauer ionisiert und erzeugt ein zur Energie proportionales Signal, aus welchem zusammen mit den weiteren Signalen auf die Gesamtenergie des einfallenden Teilchens geschlossen werden kann.

Anschließend folgt das **hadronische Kalorimeter** (HCAL, engl: *hadronic calorimeter*), welches genau wie das ECAL aus aufeinanderfolgenden Schichten passiver (Stahl, an den Endkappen auch Kupfer und Wolfram) und aktiver Elemente (Szintillatoren, an den Endkappen auch flüssiges Argon) zusammengesetzt ist. Es dient zur Energiemessung hadronisch wechselwirkender Teilchen und damit beispielsweise der Jets oder hadronisch zerfallender Tau-Leptonen.

Von dem Kalorimeter-System wird ein sehr großer Raumwinkel abgedeckt, sodass es mit diesem möglich ist, die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} zu rekonstruieren (vgl. Abschnitt 3.3.3), welche bei der SUSY-Suche und damit auch in dieser Arbeit eine wichtige Größe ist.

3.2.3 Das Myonen-System

Der ATLAS-Detektor wird von dem Myonen-System abgeschlossen, welches die Trajektorie und den Impuls von minimal ionisierenden Teilchen wie den Myonen rekonstruieren soll. Die Informationen

dieses Abschnitts stammen aus [12, 22]. Da Myonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und aufgrund ihrer Masse deutlich weniger Bremsstrahlung aussenden als Elektronen, sind sie die einzigen detektierbaren Teilchen des Standardmodells, die nicht von den Kalorimetern gestoppt werden.

Es besteht zu diesem Zweck aus vier verschiedenen Detektorarten. In den **MDTs** (engl. *monitored drift tubes*) sowie den **CSCs** (engl. *cathode strip chambers*) können präzise Messungen mit hoher Ortsauflösung durchgeführt werden. Mithilfe von einem das System umgebenden Toroidmagnetfeldes werden die Teilchen auf eine gekrümmte Bahn gezwungen, aus welcher man deren Impulse rekonstruieren kann.

Die **RPCs** (engl. *resistive plate chambers*) sowie die **TGCs** (engl. *thin gap chambers*) liefern zwar eine weniger gute Ortsauflösung, stellen aber eine sehr schnelle Reaktionszeit und hohe Zeitauflösung bereit, was für das Trigger-System (Abschnitt 3.2.4) benötigt wird. Da die beiden erstgenannten Detektorarten nur Informationen über den Ort senkrecht zur Strahlrichtung liefern, dienen die RPCs und TGCs zusätzlich zur Messung einer zweiten Ortskoordinate.

3.2.4 Das Trigger-System

Die Kollisionsrate von Teilchenpaketen am LHC beträgt 40 MHz, das entspricht einer Kollision² alle 25 ns. Eine Speicherung all dieser Ereignisse würde innerhalb kürzester Zeit ein immenses Datenvolumen erfordern und ist auf einer so hohen Frequenz technisch nicht möglich. Es wird also eine Vorselektion benötigt, welche die Ereignisse mit potentiell interessanten Eigenschaften herausfiltert und zur Speicherung freigibt, während die restlichen Ereignisse verworfen werden. Zu diesem Zweck wurde das bereits in Run I existierende Trigger-System [22] für Run II in ein zweistufiges Trigger-System weiterentwickelt, welches die Datenmenge von Stufe zu Stufe verkleinert. Da einmal verworfene Ereignisse nicht wieder reproduziert werden können, muss bei der Einstellung des Systems mit hoher Sorgfalt vorgegangen werden.

Die erste Stufe - der Level 1 Trigger (L1) - ist hardwarebasiert und verwendet verkleinerte Informationen aus den Kalorimetern und den Myonenkammern. Da diese in der Elektronik lediglich 2,5 μ s lang gespeichert werden, muss innerhalb dieser Zeit entschieden werden, ob ein Ereignis gespeichert und weitergeleitet oder verworfen wird. Die maximale Datenrate wird hierdurch auf 100 kHz reduziert.

Akzeptierte Ereignisse werden in dem softwarebasierten High-Level-Trigger (HLT) weiter verarbeitet, dem alle detaillierten Detektorinformationen sowie erste Rekonstruktionen zur Verfügung stehen. Basierend auf diesen wird innerhalb von durchschnittlich 0,2 s eine weitere Ereigniseselektion vorgenommen, sodass die finale Datenrate auf ca. 1 kHz herabgesenkt wird [24].

Die in dieser Arbeit verwendeten und analysierten Trigger (Abschnitt 5.2) selektieren die Ereignisse entweder anhand von Informationen über die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} oder anhand von Eigenschaften detektierter leichter Leptonen (Elektronen und Myonen). Dem L1 stehen bereits erste Informationen diesbezüglich zur Verfügung, welche in verfeinerten Analysen im HLT neu definiert werden und in die Selektion hineinfließen [24].

3.3 Die Identifikation physikalischer Objekte beim ATLAS-Detektor

Die in den Proton-Proton-Kollisionen entstehenden Teilchen hinterlassen im ATLAS-Detektor charakteristische Spuren, anhand derer sie identifiziert werden können. Für diese Arbeit ist vor allem die Rekonstruktion von Jets, Leptonen und der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} wichtig, auf die im Weiteren jeweils kurz eingegangen wird.

² mit jeweils ca. 25-50 Interaktionen

3.3.1 Rekonstruktion von Jets

Als Jets bezeichnet man Teilchenbündel, die wiederum aus stark wechselwirkenden Teilchen oder hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen resultieren. Aufgrund des *Confinements* (dt: Einschluss) schließen sich Teilchen mit Farbladung unmittelbar nach ihrer Entstehung zu farbneutralen Objekten zusammen, sie hadronisieren. Da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung zu schwächeren Impulsen hin anwächst, besitzen neu entstehende Quarks und Gluonen meist nur kleine Relativimpulse, sodass ein Teilchenjet aus mehreren mehr oder weniger gleichgerichteten Teilchen entsteht [6].

Um beim ATLAS-Detektor Jets zu rekonstruieren, wird in drei Schritten vorgegangen. Zunächst wird die Energiedeposition von benachbarten Zellen der Kalorimeter in sogenannten Topoclustern zusammengefasst. Aus diesen werden dann mithilfe des Anti- k_r -Algorithmus [25] die Jets herausgefiltert. Dafür definiert man die Entfernung der einzelnen Objekte zueinander sowie zum Strahl und kombiniert die Objekte mit geringstem Abstand miteinander. Ist der geringste Abstand des Objekts der zum Strahl, wird dies als Jet identifiziert. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis alle Objekte in Jets zusammengefasst sind.

Abschließend wird die Energie und der Impuls der Jets ermittelt, indem die bisher auf elektromagnetischer Skala vermessenen Jet-Eigenschaften auf die tatsächliche hadronischen Skala rekaliert werden. Des Weiteren müssen einige die Messung beeinflussende Effekte korrigiert und berücksichtigt werden [9].

Zur Rekonstruktion von Jets aus Zerfällen von b -Quarks („ b -Jets“), welche in der Analyse der Kontrollregionen in dieser Arbeit von Interesse sind, macht man sich zur Nutze, dass Hadronen, welche ein b -Quark enthalten teilweise eine deutlich längere Lebensdauer besitzen, als solche aus Quarks der ersten beiden Generationen. Die B -Mesonen legen also eine messbare Distanz zurück, bevor sie in einen Jet zerfallen. Mithilfe von Algorithmen kann dies dazu genutzt werden, um b -Jets von anderen zu unterscheiden [12].

3.3.2 Rekonstruktion von Leptonen

Diese Analyse konzentriert sich auf Ereignisse, in denen mindestens zwei Tau-Leptonen entstehen. Mit einer Masse von $m_\tau = 1,777$ GeV sind Tau-Leptonen die schwersten der drei geladenen Leptonen. Aufgrund ihrer geringen Lebensdauer ($\tau_\tau = 0,29$ ps) zerfallen sie bereits im inneren Detektor und müssen somit anhand ihrer Zerfallsprodukte nachgewiesen werden [10].

Dabei zerfallen sie unter Neutrino-Aussendung zu 35 % leptonisch, also in Elektronen oder Myonen, während zu 65 % ein hadronischer Zerfall auftritt [26].

Es wird im Folgenden gefordert, dass beide Zerfallsarten mindestens einmal auftreten. Ein leptonisch zerfallendes Tau wird ausschließlich durch die Detektion des dabei entstehenden leichten Leptons charakterisiert. Da dieser Zerfall mit der Aussendung zweier undetektierbarer Neutrinos einhergeht, ist die Rekonstruktion der Tau-Energie schwierig und es kann nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden, ob das detektierte Elektron bzw. Myon tatsächlich aus einem Tau-Zerfall stammt.

Lediglich hadronisch zerfallende Tau-Leptonen werden vom ATLAS-Detektor auch als solche rekonstruiert. Die Schwierigkeit hier ist, diese von anderen Jets zu unterscheiden [12, 21]. Die korrekte Identifikation aller Leptonen ist für diese Arbeit also von großer Wichtigkeit, weswegen kurz auf die charakteristischen Eigenschaften der verschiedenen Leptonen im Detektor eingegangen wird.

Elektronen

Elektronen werden anhand eines deutlichen Pfades im inneren Detektor zusammen mit einem charakteristischen Signal im elektromagnetischen Kalorimeter identifiziert. Sie unterscheiden sich von anderen Teilchen durch den hohen Energieverlust durch Bremsstrahlung sowie durch die starke Aussendung von

Übergangsstrahlung im TRT wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Des Weiteren wird teilweise gefordert, dass Elektronen isoliert auftreten und somit mindestens 90 % der um sie herum detektierten Energie tragen.

Photonen erzeugen zwar im ECAL ein ähnliches Signal wie Elektronen, können von diesen aber durch einen fehlenden Pfad im inneren Detektor unterschieden werden. Teilweise zerfallen Photonen zwar schon im inneren Detektor in ein Elektron-Positron-Paar, anhand der zwei aus einem Punkt entstehenden Pfade von Teilchen gegenteiliger Ladung kann dies aber von wahren Elektronen unterschieden werden [21, 27, 28].

Myonen

Da Myonen prinzipiell die einzigen detektierbaren Teilchen sind, welche das Kalorimetersystem verlassen, und eine Signatur im Myonensystem (vgl. Abschnitt 3.2.3) hinterlassen, ist es vergleichsweise einfach, sie zu identifizieren. Dies gelingt abhängig von dem Transversalimpuls p_T der Leptonen überwiegend mit einer Effizienz von mehr als 97 % [29].

Grundsätzlich werden die Teilchenspuren im inneren Detektor und im Myonensystem unabhängig voneinander rekonstruiert. Die Spuren des inneren Detektors werden anschließend zum Myonensystem hin extrapoliert und auf eine Übereinstimmung mit den hier rekonstruierten Spuren überprüft. Lediglich sehr hochenergetische Teilchen durchdringen teilweise die Kalorimeter, diese unterscheiden sich aber von den Myonen in der deutlich höheren Energie, welche sie vorher im Detektor deponieren [21].

Mithilfe von Informationen aus den Kalorimetern gibt es also effektive Methoden, um die Myonen zu identifizieren, wie auch in [30] nachgelesen werden kann.

Hadronisch zerfallende Tau-Leptonen

Hadronisch zerfallende Tau-Leptonen zerfallen neben einem oder mehreren Pionen in ein Neutrino, die Detektion der Gesamtenergie ist also nicht direkt möglich. Hadronen werden wie in Abschnitt 3.3.1 angesprochen als Jets rekonstruiert, dementsprechend werden diese zunächst ebenfalls mit dem Anti- k_T -Algorithmus identifiziert. Aus Tau-Leptonen entstandene Hadronen von solchen zu unterscheiden, die aus Quarks und Gluonen entstanden sind, ist sehr komplex. Man nutzt hierfür bestimmte Merkmale des Jets wie die Anzahl der Spuren, deren Gesamtladung oder die Form der Teilchenschauer [21]. Grundsätzlich sind durch Tau-Leptonen entstehende Jets etwas kollimierter als andere, da sie genau wie das Tau-Lepton bzw. das entstehende virtuelle W-Boson bereits ohne Interaktion mit der Umgebung farbneutral sind.

Für eine detailliertere Beschreibung der Tau-Rekonstruktion sei auf [31, 32] verwiesen.

3.3.3 Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie

Eine weitere wichtige Größe für diese Arbeit sowie für die Suche nach R-paritätserhaltener SUSY im Allgemeinen ist die fehlende Energie in der Transversalebene E_T^{miss} . Diese wird unter Ansetzen von Impuls- bzw. Energieerhaltung durch im Detektor nicht detektierbare Teilchen hervorgerufen, wobei man erwartet, dass die Transversalimpulse einer Kollision jeweils im Gleichgewicht zueinander stehen.

Kandidaten für solche undetektierten Teilchen sind im Standardmodell durch die ausschließlich schwach wechselwirkenden Neutrinos gegeben. Da Supersymmetrie weitere dieser Teilchen vorhersagt, wird bei solchen Ereignissen eine größere fehlende Transversalenergie erwartet, wodurch diese Größe zu einer attraktiven Voraussetzung für die Suche nach SUSY wird.

Man kann E_T^{miss} dementsprechend nicht direkt messen, sondern muss sie mithilfe aller gemessenen Energien und Impulse und deren Richtungen rekonstruieren [12].

3.4 Monte Carlo Simulationen

Um die am ATLAS-Experiment aufgenommenen Daten interpretieren zu können, müssen diese mit Vorhersagen der zu Grunde liegenden Theorien verglichen werden können. Auf der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells ist insbesondere eine korrekte Prognose der SM-Ereignisse von großer Wichtigkeit um eventuelle Abweichungen feststellen zu können. Zu diesem Zweck wird mit sogenannten Monte Carlo Simulationen (MC-Simulationen) gearbeitet. In diesen wird die gesamte Kette der stattfindenden Ereignisse – beginnend mit der Proton-Proton-Kollision, den dabei entstehenden (und zerfallenden) Teilchen und deren Interaktion mit dem ATLAS-Detektor sowie dessen Reaktion darauf – modelliert [9].

Da den verschiedenen hier stattfindenden quantenmechanischen Prozessen lediglich Wahrscheinlichkeiten zugeordnet werden können, werden diese mithilfe von verschiedenen Ereignisgeneratoren unter Verwendung von (Pseudo-) Zufallszahlen simuliert. Die Simulation des tatsächliche physikalische Prozess kann hierbei in vier Schritte unterteilt werden:

Die erste Interaktion bei der Protonenkollision ist der **harte Streuprozess**, welcher eine Parton-Parton-Wechselwirkung beschreibt. Dessen Ergebnis wird durch die Matrixelemente aus der Störungstheorie berechnet, wobei teilweise auch höhere Ordnungen berücksichtigt werden. **Strahlungskorrekturen** werden mithilfe der Amplituden zugehöriger Matrixelemente berechnet und führen zu zeitartigen und raumartigen Partonensschauern. Da Protonen zusammengesetzte Teilche sind, kann es durchaus zu **Mehrfach-Wechselwirkungen** kommen, welche über die starke Wechselwirkung miteinander interagieren. Der letzte Schritt der **Hadronisierung**, in welchem die farbgeladenen Teilchen sich zu farbneutralen Hadronen zusammenschließen, kann nicht mehr durch die Störungstheorie beschrieben werden. Stattdessen werden phänomenologische Modelle verwendet [17].

Abschließend wird das Ansprechverhalten des Detektors auf das Ereignis mithilfe eines virtuellen Detektors simuliert, welcher auch den Zerfall von Hadronen in Teilchenschauer berücksichtigt.

Damit die Daten eine möglichst korrekte Beschreibung der Realität wieder geben und keine zu starken statistischen Schwankungen beinhalten, werden (im Optimalfall) sehr viele dieser Ereignisse simuliert. Um mit der von ATLAS tatsächlich aufgenommenen Datenmenge übereinzustimmen, erhalten diese anschließend eine Gewichtung, welche auf die aufgenommene integrierte Luminosität normiert ist.

Die Erstellung der Simulationen ist sehr rechen- und zeitaufwendig, weswegen schon vor der endgültigen Datenaufnahme damit angefangen wird. Aufgrund fehlerhafter Abschätzungen den virtuellen Detektor betreffend oder einer Neukalibrierung des Detektors aufgrund erster experimenteller Erfahrungen weichen die MC-Simulationen teilweise bei der Beschreibung der Objekte oder ähnlichem von den tatsächlich beobachteten Daten ab, was man mithilfe weiterer Gewichtungen kontrolliert und kompensiert. Als Resultat treten bei simulierten Daten auch rationale Zahlen auf, während beobachtete Daten lediglich ganze Zahlen sein können [12].

Die in dieser Arbeit verwendeten MC-Simulationen sind im Falle der SM-Ereignisse nach der ihnen zu Grunde liegenden Reaktion geordnet und umfassen die leptonischen Zerfälle von einzeln oder gemeinsam produzierten W- und Z-Bosonen sowie Top-Quarks. Eine Aufaddierung alle simulierten Ereignisse liefert die Prognose des Standardmodells. Hierdurch ist im Folgenden möglich, diese anteilig auf den jeweiligen Produktionsprozess zurückzuführen.

Eine Modellierung QCD-Multijet-Ereignisse ist sehr komplex, weswegen für diese keine Simulationen zur Verfügung stehen. Frühere Analysen legen aber nahe, dass sie in den betrachteten Regionen dieser Analyse keine Rolle mehr spielen und spätestens nach einer durchgeführten Vorauswahl (Abschnitt 4.2) ausgeschlossen werden würden [12, 33].

Der Umgang mit dem Standardmodell-Untergrund

Bei der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells sucht man nach beobachtbaren Abweichungen der Daten von den prognostizierten SM-Ereignissen, welche im Folgenden als SM-Untergrund bezeichnet werden. Da erwartet wird, dass diese aufgrund deutlich höherer Wirkungsquerschnitte dominieren, wird in diesem Kapitel die Strategie dieser Arbeit formuliert, um mit ihnen umzugehen (Abschnitt 4.1). In Abschnitt 4.2 wird die Vorauswahl der Ereignisse vorgestellt, bevor in Abschnitt 4.3 die MC-Simulationen des SM-Untergrundes durch einen Datenabgleich kontrolliert und validiert werden.

4.1 Die Analysestrategie

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, konzentriert sich diese Arbeit auf die Suche nach vereinfachten SUSY-Modellen, welche durch die in Abbildung 2.3 dargestellte Ereignistopologie charakterisiert werden. Die Forderung nach mindestens zwei Tau-Leptonen, einer großen fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} und mindestens zwei Jets wurde in diesem Abschnitt ebenfalls motiviert. In dieser Analyse werden die Kanäle betrachtet, in denen eines der Taus leptonisch zerfällt, während der andere in dieser Arbeitsgruppe untersuchte Kanal komplett hadronisch zerfallende Taus fordert. Um einen Überlapp mit den hier untersuchten Kanälen zu vermeiden, werden bei letzterem Ereignisse verworfen, in welchen leichte Leptonen entstehen.

Leptonisch zerfallende Taus, welche 35 % aller Zerfälle ausmachen, können nicht von direkt entstehenden leichten Leptonen unterschieden werden (vgl. Abschnitt 3.3). Des Weiteren beinhalten manche SUSY-Modelle beide Arten von Leptonen, sodass diese Analyse sowohl mindestens ein Tau-Lepton als auch ein leichtes Lepton fordert. Hierbei wird zwischen der Forderung eines Elektrons ($(\tau + e)$ -Kanal) und der eines Myons ($(\tau + \mu)$ -Kanal) unterschieden, man erhält zwei voneinander separierte Analysekanäle.

Es gibt eine ganze Reihe von SM-Prozessen, welche die gleiche Signatur aufweisen, wie in dieser Arbeit verlangt wird. Einige von ihnen sind beispielhaft in Abbildung 4.1 dargestellt.

Da der Wirkungsquerschnitt dieser SM-Prozesse üblicherweise deutlich höher ist, als der erwartete Wirkungsquerschnitt für SUSY-Prozesse, dominieren erstgenannte. Eine gute Abschätzung des SM-Untergrundes ist also elementar für jede Suche nach neuer Physik.

In dieser Arbeit werden zwei Strategien verfolgt, um den SM-Untergrund zu kontrollieren. Zunächst wird in gut verstandenen Regionen des Parameterraums versucht, den Untergrund anhand seiner Entstehungsprozesse zu selektieren und in diesen sogenannten Kontrollregionen auf seine Übereinstimmung mit

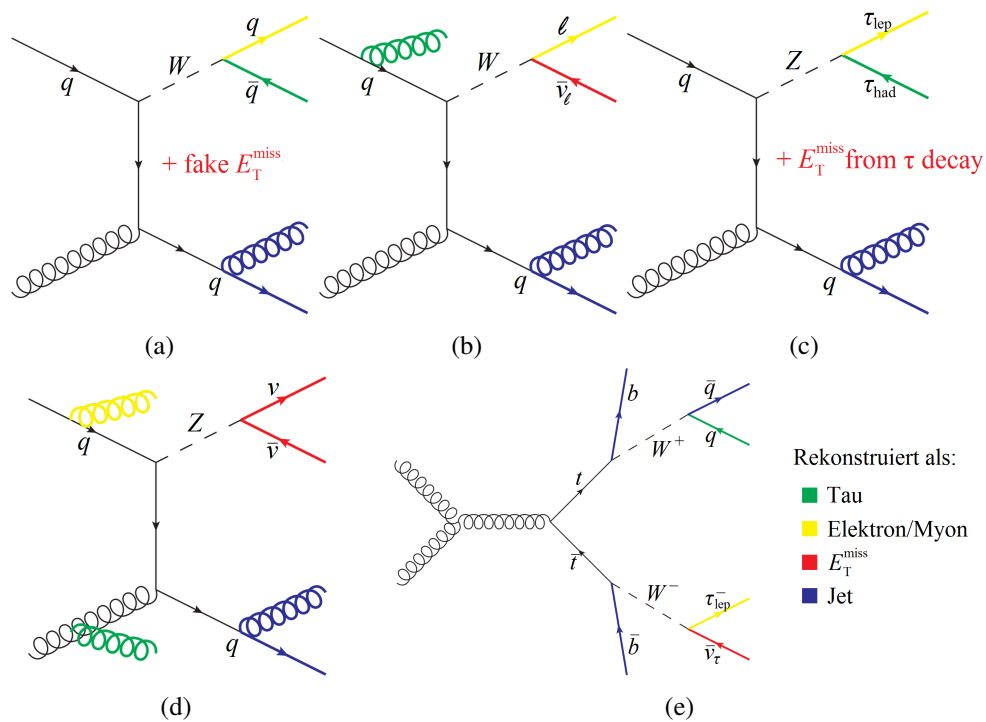


Abbildung 4.1: Beispielhafte SM-Prozesse, welche die in dieser Arbeit geforderte Signatur besitzen. Die grünen Objekte werden vom Detektor als Taus rekonstruiert, die gelben als leichte Leptonen, die roten führen zu fehlender Transversalenergie und die blauen zu rekonstruierten Jets. (a) zeigt den Fall eines hadronisch zerfallenden W-Bosons. Beide Quarks werden fälschlicherweise als (leichtes bzw. Tau-) Lepton rekonstruiert und E_T^{miss} entsteht aus der fehlerhaften Jet-Messung. In (b) zerfällt ein W-Boson in ein leichtes Lepton (oder ein leptonisch zerfallendes Tau) wobei ein (weiteres) Tau fehlinterpretiert wird. (c) zeigt den Zerfall eines Z-Bosons in zwei Taus, von denen eines leptonisch zerfällt, während (d) den Zerfall des Z-Bosons in zwei Neutrinos zeigt, bei welchem sowohl ein Tau als auch ein leichtes Lepton fehlrekonstruiert werden. (e) zeigt beispielhaft den Produktionskanal von $t\bar{t}$, in welchem beide Top-Quarks unter Aussendung eines b -Jets zerfallen und ein Tau aus dem hadronischen W-Zerfall fehlinterpretiert wird. In den drei letztgenannten Fällen hat die fehlende Transversalenergie ihre Ursache in entstehenden Neutrinos. Quelle: [12] (modifiziert)

den tatsächlichen Daten zu untersuchen (Abschnitt 4.3). Hierdurch wird kontrolliert, ob die verwendeten MC-Simulationen eine zufriedenstellende Beschreibung der SM-Prozesse liefern, sodass ausgeschlossen werden kann, dass eventuelle Abweichungen der Daten von der Vorhersage aus falschen Annahmen resultieren.

Anschließend werden in Kapitel 5 charakteristische Eigenschaften von SUSY-Reaktionen gesucht, in welchen diese sich möglichst eindeutig von SM-Signaturen unterscheiden. Durch das Fordern bestimmter Eigenschaften soll der SM-Untergrund so gut wie möglich von SUSY-Ereignissen getrennt und herausgeschnitten werden. Im Zuge dessen ist ein Hauptziel dieser Arbeit, den für die SUSY-Suche optimalen Trigger zu bestimmen sowie eine für den $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ -Run des LHC optimierte Signalregion¹ zu finden.

¹ Eine Signalregion zeichnet sich dadurch aus, dass an dafür geeignete Variablen Bedingungen gestellt wurden, welche SUSY-Reaktionen möglichst gut von SM-Reaktionen trennen.

4.2 Die Vorauswahl der Ereignisse

Um sicherzustellen, dass nur gut rekonstruierte Ereignisse mit einem komplett funktionierenden Detektor Teil der Analyse werden, durchlaufen die Ereignisse zunächst eine Vorauswahl, welche sich an weiteren Analysekanälen dieser Arbeitsgruppe orientiert. Bereits vorher auf die Ereignisse angewendete Selektionskriterien stellen hierbei bereits eine Mindestqualität des Ereignisses und seiner rekonstruierten Objekte sicher, beispielsweise werden Myonen kosmischen Ursprungs unterdrückt [18].

Eine Aufgabe dieser Arbeit ist es, den benutzen Trigger (HLT_xe70), welcher durch detektierte fehlende Transversalenergie ausgelöst wird, in Frage zu stellen und einen für den $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ -Kanal optimalen Trigger zu finden. Wie in Abschnitt 5.2 diskutiert werden wird, eignet sich dieser $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Trigger für die SUSY-Suche am besten, sodass er in diesem Kapitel bereits verwendet wird.

Um zu gewährleisten, dass unverstandene Effekte in der Ansprechkurve des Triggers keine Rolle spielen, wird von den Ereignissen gefordert, dass diese im Bereich der maximalen Effizienz des Triggers liegen (im sog. Trigger-Plateau [34]). Von den Ereignissen wird also gefordert, dass die fehlende Transversalenergie mit $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$ sehr hoch ist und der Jet mit dem größten Transversalimpuls $p_{\text{T}} > 120 \text{ GeV}$ erfüllt. Da SUSY-Ereignisse mit vielen Jets einhergehen, wird schon hier gefordert, dass mindestens zwei Jets entstehen ($N_{\text{jets}} \geq 2$). Zusätzlich wird an die beiden Jets mit höchstem Transversalimpuls die Bedingung gestellt, dass sie weit genug von dem Vektor der fehlenden Transversalenergie entfernt sind (dies geschieht über den Azimutalwinkel: $\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_{\text{T}}^{\text{miss}}) > 0,4$). Hierdurch wird verhindert, dass $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ aus einer fehlerhaften Messung der Jet-Energie resultiert, was dazu führen kann, dass dieser Jet fälschlicherweise als Tau-Lepton rekonstruiert wird. Dieser Schnitt unterdrückt vor allem die in Abschnitt 3.4 angesprochenen QCD-Multijet-Ereignisse, weswegen er auch deswegen motiviert werden kann.

Abschließend werden alle Ereignisse verworfen, welche die hier charakteristische Forderung mindestens eines Tau-Leptons ($N_{\tau} \geq 1$) sowie genau eines leichten Leptons nicht erfüllen. Hierbei wird im $(\tau + e)$ -Kanal genau ein Elektron und im $(\tau + \mu)$ -Kanal genau ein Myon verlangt. Ereignisse, welche das jeweils andere leichte Lepton beinhalten, werden jeweils verworfen, um einen Überlapp der Kanäle zu verhindern.

Diese Vorauswahl ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst, während in Tabelle 4.2 der Effekt dieser Auswahl anschaulich dargestellt ist.

	$(\tau + e)$ -Kanal	$(\tau + \mu)$ -Kanal
Trigger-Plateau-Schnitte & QCD-Unterdrückung	$E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$, $p_{\text{T}}(\text{Jet}_1) > 120 \text{ GeV}$ $N_{\text{jets}} \geq 2$, $\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_{\text{T}}^{\text{miss}}) > 0,4$	
Ereigniswahl	$N_{\tau} \geq 1$ $N_e \stackrel{!}{=} 1$, $N_{\mu} \stackrel{!}{=} 0$	$N_{\tau} \geq 1$ $N_e \stackrel{!}{=} 0$, $N_{\mu} \stackrel{!}{=} 1$

Tabelle 4.1: Überblick über die Vorauswahl

Im Folgenden werden weitere Bedingungen an die Ereignisse gestellt werden, um den SM-Untergrund bezüglich seines Produktionskanals aufzuteilen oder von dem SUSY-Signal zu trennen. Dafür ist es nützlich, die hier aufgelisteten kinematische oder ereignistopologischen Variablen zu definieren:

- Da ein leichtes Lepton meistens zusammen mit einem nicht messbaren Neutrino entsteht, ist es schwierig, Aussagen bezüglich der invarianten Masse des Mutterteilchens zu treffen. Zu diesem

Ereignisse	Trigger	E_T^{miss} -Schnitt	$N_{\text{jets}} \geq 2$	QCD	$N_\mu/N_e = 0$	$N_e/N_\mu = 1$
($\tau + e$)-Kanal	69320 ± 240	15090 ± 70	13385 ± 62	12282 ± 62	11791 ± 62	445 ± 6
($\tau + \mu$)-Kanal					11825 ± 62	478 ± 7

Tabelle 4.2: Verbleibende Ereignisse nach jeweilige Forderung. Zusammen mit dem ausgelösten Trigger wird bereits in der ersten Spalte von den Ereignissen gefordert, dass sie mindestens ein Tau beinhalten, sowie dass $p_T(\text{Jet}_1) > 120 \text{ GeV}$ gilt. Neben der Bedingung von $E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$ werden vor allem durch die Forderung der Detektion des jeweiligen leichten Leptons die meisten Ereignisse verworfen.

Zweck wird die *transversale Masse* m_T^{lep} eines Leptons eingeführt. Es gilt

$$m_T^{\text{lep}} = \sqrt{2p_T^{\text{lep}} E_T^{\text{miss}} \left[1 - \cos(\Delta\phi(\text{lep}, E_T^{\text{miss}})) \right]} \quad (4.1)$$

Hierbei werden also Informationen über Impuls und Richtung des Leptons sowie E_T^{miss} benutzt. Für den Produktionskanal über ein W-Boson (welches auch beim Top-Quark-Zerfall entsteht) hat diese Größe dementsprechend bei $m_T^{\text{lep}} = m_W$ ein Maximum. Die Definition wird analog für die Tau-Leptonen verwendet. Um diese Größen eindeutig zuzuordnen, wird letztere mit m_T^τ von den Transversalmassen leichter Leptonen unterschieden.

- Die *Skalarsumme* H_T der transversalen Impulse des leichten Leptons, der Taus und der Jets eignet sich ebenfalls gut, um SUSY von SM zu trennen.

$$H_T = \sum_{\text{lep}=\tau,\mu,\tau}^{N_{\text{lep}}} p_T^{\text{lep}} + \sum_{i=1}^{N_{\text{jets}}} p_T^{\text{Jet}_i} \quad (4.2)$$

Sie gibt vereinfacht die hadronische Aktivität an, die bei den hier untersuchten vereinfachten Modellen aufgrund deren Produktionskanals größer ist, als bei Ereignissen des Standardmodells. Da bei den SUSY-Ereignissen im Allgemeinen viele Jets erwartet werden, wird für H_T hier über alle Jets summiert, auch wenn man andere Definitionen findet (z.B. in [12, 21]).

- Die *effektive Masse* m_{eff} ist als Summe von H_T und E_T^{miss} definiert und eignet sich gut zur Separation von SUSY und SM.

$$m_{\text{eff}} = H_T + E_T^{\text{miss}} \quad (4.3)$$

- Die Größe $q^{\tau\text{-lep}}$ meint im Folgenden nicht die Ladung eines einzelnen Teilchens, sondern das Produkt aus der Ladung des Taus mit größtem Transversalimpuls und der Ladung des detektierten Leptons.

$$q^{\tau\text{-lep}} = q_\tau \cdot q_{\text{lep}} \quad (4.4)$$

- Da durch den Teilchenzerfall in den im Folgenden betrachteten SUSY-Modellen vor allem Jets mit einem hohen Impuls entstehen, lohnt sich eine Betrachtung der Anzahl der Jets, welche mindestens einen Transversalimpuls p_T von 30 GeV besitzen. Diese wird als N_{jets}^{30} bezeichnet und somit von der Anzahl der Jets N_{jets} ohne Forderung an den Impuls unterschieden.

Implementiert man die Vorauswahl, können bei den verbleibenden Ereignissen verschiedene kinematische Variablen überprüft werden, um einerseits zu validieren, dass sich diese wie erwartet verhalten

und andererseits mögliche Schnitte zu finden, welche diese von SUSY-Ereignissen abgrenzen. In Abbildung 4.2 ist die Verteilung von m_T^{lep} nach der Vorauswahl dargestellt. Hierbei wurden die Anteile des SM-Untergrundes gemäß ihres Produktionskanals in Farben geordnet und übereinandergeschichtet. In grün sind Ereignisse, in denen W-Bosonen exklusiv produziert wurden, dargestellt, türkis kennzeichnet jene aus Top-Quarks. Ereignisse mit exklusiven Z-Bosonen sind blau eingefärbt und der Diboson-Produktionskanal, in welchem Ereignisse mit zwei Bosonen der schwachen Wechselwirkung zusammengefasst sind, ist gelb. Zusammen ergeben sie die Ereignissvorhersage des Standardmodells, welche mit einer roten Linie gekennzeichnet ist. Um die statistischen Unsicherheiten abzubilden, ist diese von einer gelben Schraffur umgeben.

Das Maximum bei $m_T^{\text{lep}} \approx m_W = 80,39 \text{ GeV}$ [10] ist gut erkennbar, aus diesem Diagramm motiviert sich der in Kapitel 5 angewendete m_T^{lep} -Schnitt zur SUSY-Selektion. Zusammen mit Tabelle 4.2 und der Überprüfung vieler weiterer Variablen lässt sich an deren Verhalten auch die Richtigkeit des in dieser Arbeit entwickelten Analysecodes bestätigen.

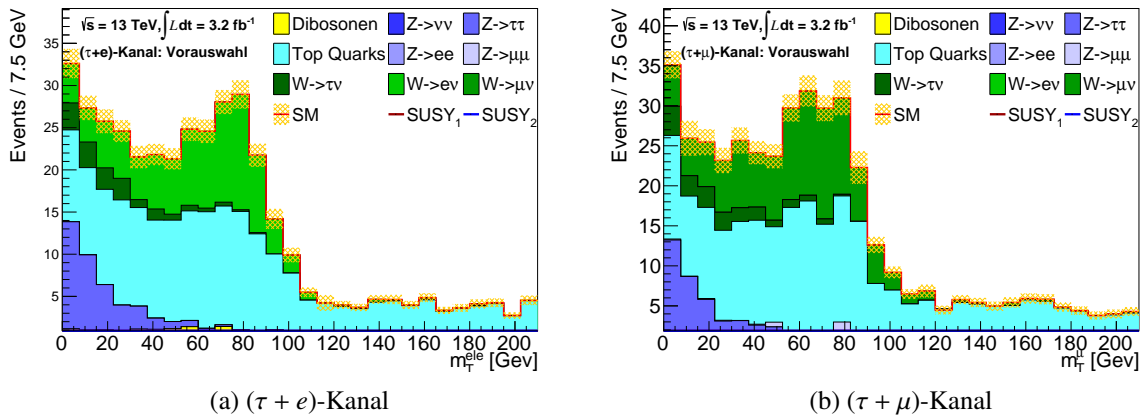


Abbildung 4.2: Die Verteilung von m_T^{lep} nach der Vorauswahl im Elektronen- und Myonen-Kanal. Das Maximum bei der Masse des W-Bosons ist gut zu erkennen. Des Weiteren fällt auf, dass die W-Ereignisse, welche die Vorauswahl überstehen, vor allem von dem Zerfall in das jeweilige leichte Lepton dominiert werden. Da dabei nur ein Lepton entsteht, muss das hier zusätzlich registrierte Tau eine Fehlmessung sein. Zusätzlich berücksichtigte Ereignisse aus zwei verschiedenen SUSY-Modellen (vgl. Kapitel 5) besitzen vergleichsweise so kleine Wirkungsquerschnitte, dass man sie in diesem Diagramm nicht erkennen kann.

4.3 Validierung der Daten in den Kontrollregionen

Wie man in Abbildung 4.2 sehen kann, setzen sich die Ereignisse, welche die Vorauswahl bestehen, vor allem aus W-, Z- und Top-Quark-Produktionen zusammen. Schneidet man noch härter, wie für die SUSY-Suche notwendig, so erlangen auch die Diboson-Ereignisse eine größere Wichtigkeit.²

Um verlässliche Aussagen zu den Daten des ATLAS-Detektors treffen zu können, ist es unverzichtbar zu zeigen, dass der SM-Untergrund sehr gut verstanden ist. Vor allem bei der Suche nach Physik jenseits

² Strenggenommen überrascht dies nicht, da ausschließlich diese Produktionskanäle zur Analyse hinzugezogen wurden. Erfahrungen zeigen aber, dass der hier nicht behandelte QCD-Untergrund durch die Vorauswahl so stark ausgeschlossen wird, dass er vernachlässigt werden kann [12]. Leichte Leptonen werden noch seltener durch QCD-Ereignisse gefälscht, sodass die Unterdrückung in den hier verwendeten Kanälen noch besser ist.

des Standardmodells wie SUSY kommt es stark darauf an, Abweichungen zu den Prognosen des SMs herauszuarbeiten. Ohne den Nachweis, dass das SM sehr gut modelliert wurde, ist dies nicht möglich.

In diesem Abschnitt werden also sogenannte Kontrollregionen (CR, engl. *control regions*) definiert. In diesen wird versucht, die Daten gemäß ihres Produktionskanals zu trennen, welcher jeweils sehr gut verstanden ist. Hierbei sind einige Schnitte von [18] inspiriert und wurden weiterentwickelt, während zwei CRs im Zuge dieser Analyse neu kreiert wurden. Um sicherzustellen, dass keine SUSY-Signale den Datenabgleich verfälschen, müssen die so definierten Regionen orthogonal zur in Abschnitt 5.3 definierten Signalregionen sein. Da in diesen ein hohes m_T^τ gefordert wird, wird in allen Kontrollregionen $m_T^\tau < 190$ GeV verlangt. Zusätzlich werden teilweise der Signalregion entgegengesetzte Forderungen an m_T^{lep} oder E_T^{miss} gestellt, sodass davon ausgegangen werden kann, dass in den Kontrollregionen ein signalbereinigter Untergrund zu sehen ist.

Alle für die Kontrollregionen verwendeten Schnitte sind in Tabelle 4.3 übersichtlich dargestellt. Im Folgenden werden diese Schnitte motiviert.

	Fake Tau		True Tau	
	W	Top	W	Top
Trigger Plateau	$E_T^{\text{miss}} > 180$ GeV $p_T(\text{Jet } 1) > 120$ GeV, $N_{\text{jets}} \geq 2$			
QCD Unterdrückung	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$			
Taus	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) < \pi - 0,2$			
Leichte Leptonen	$N_\tau \stackrel{!}{=} 1$		$N_{\text{lep}} \stackrel{!}{=} 0$	
b -Jets	$N_{b\text{-Jet}} \stackrel{!}{=} 0$	$N_{b\text{-Jet}} \geq 1$	$N_{b\text{-Jet}} \stackrel{!}{=} 0$	$N_{b\text{-Jet}} \geq 1$
CR-Schnitte	$m_T^\tau < 190$ GeV			
	$m_T^{\text{lep}} < 100$ GeV		$m_T^\tau > 80$ GeV	
	$m_T^{\text{lep}} > 10$ GeV $m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau > 80$ GeV	-	-	$N_{\text{jets}} \geq 3$

	Z	Diboson	Leptonen
Trigger Plateau	$E_T^{\text{miss}} > 180$ GeV $p_T(\text{Jet } 1) > 120$ GeV, $N_{\text{jets}} \geq 2$		
QCD Unterdrückung	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$		
Taus	$N_\tau \geq 1$		$N_\tau \stackrel{!}{=} 0$
Leichte Leptonen	$N_{\text{lep}} \stackrel{!}{=} 1$		$N_e + N_\mu \geq 2$
b -Jets	$N_{b\text{-Jet}} \stackrel{!}{=} 0$		-
CR-Schnitte	$m_T^\tau < 190$ GeV	$m_T^\tau < 120$ GeV	$E_T^{\text{miss}} < 250$ GeV
	$m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau < 85$ GeV $q^{\tau\text{-lep}} \stackrel{!}{=} -1$	$m_T^{\text{lep}} > 40$ GeV $m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau > 80$ GeV $q^{\tau\text{-lep}} \stackrel{!}{=} -1$	$m_T^{\text{lep}} < 100$ GeV

Tabelle 4.3: Überblick über die verschiedenen Kontrollregionen

Top-Quarks zerfallen mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit unter Aussendung eines b -Jets in ein W -Boson [35]. Um Ereignisse aus der Top-Produktion zu unterdrücken, verbietet man dementsprechend die Detektion eines b -Jets (sog. b -Jet-Tagging), während man in den Top-Quark-CRs ebendiese fordert.

Da die Signalregion von Top-Produktionen dominiert werden, teilt man diese für ein noch besseres Verständnis genau wie die W -Region in eine „Fake-Tau“-Region und eine „True-Tau“-Region auf. Diese lassen sich gut mit den in Abbildung 4.3 dargestellten Feynman-Diagrammen motivieren.

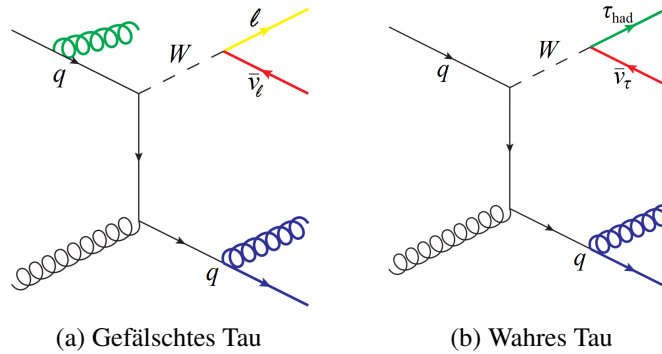


Abbildung 4.3: Der leptoniche Zerfall eines W -Bosons ist dargestellt. In (a) wird zusätzlich zu dem korrekt detektierten Lepton (welches auch ein leptoniche zerfallendes Tau sein kann) fälschlicherweise ein Tau rekonstruiert, sodass insgesamt zwei Leptonen detektiert werden. Der umgekehrte Fall eines korrekt rekonstruierten Tau-Leptons aus dem W -Zerfall und ein falsch rekonstruiertes leichtes Lepton ist ebenfalls denkbar, jedoch aufgrund der hohen Rekonstruktionseffizienz bei leichten Leptonen deutlich unwahrscheinlicher. In (b) ist der Zerfall ohne gefälschtes Lepton dargestellt, hier wird insgesamt nur ein Tau detektiert. Quelle: [12] (modifiziert)

Ein W -Boson³ zerfällt unter Aussendung eines Leptons und eines Neutrinos. Wird ein weiteres Lepton detektiert, wie in der Fake-Tau-Region gefordert, muss eines der Leptonen gefälscht sein. Da leichte Leptonen zu einer sehr hohen Effizienz richtig erkannt werden, handelt es sich bei dem gefälschten Lepton meistens um ein Tau, was sich im Namen der Region widerspiegelt. Das durch den W -Zerfall entstandene leichte Lepton besitzt bei optimaler Rekonstruktion eine transversale Masse von ca. $m_T^{\text{lep}} \approx m_W$, deswegen wird in dieser Region $m_T^{\text{lep}} < 100 \text{ GeV}$ gefordert.

Um die durch das b -Jet-Veto von den t -Quarks separierten W -Ereignisse weiter von in der Region bisher stark vertretenen Z -Bosonen zu trennen, wird in dieser Analyse zusätzlich verlangt, dass $m_T^{\text{lep}} > 10 \text{ GeV}$ und $m_T^{\text{lep}} + m_T^{\tau} > 80 \text{ GeV}$. Da bei dem Zerfall von Z -Bosonen kein Neutrino und damit auch kein E_T^{miss} entsteht, liegt die rekonstruierte Transversal Masse der hier entstehenden Leptonen im Schnitt tiefer als beim W -Zerfall, sodass die Forderung nach einer Mindest- m_T^{lep} Sinn ergibt (andersherum fordert man in der Z -Region kleine Transversalmassen).

In Abbildung 4.4(a) und 4.4(b) sind die Ereignisse in der W -Fake-Tau-Region dargestellt.⁴ Sie werden deutlich von dem jeweilig in ein leichtes Lepton zerfallenden W -Boson dominiert, wie erwartet wurde. Man erkennt zusätzlich, dass die W -Fake-Tau-Ereignisse zu großen E_T^{miss} abnehmen, was eine Signifikanzanalyse dieser Größe motiviert.

In der True-Tau-Region wird ein einzelnes Tau gefordert und weitere Leptonen verboten. Bei diesem Tau handelt es sich dementsprechend wahrscheinlich um ein korrekt rekonstruiertes. Höherenergetische

³ worunter selbstverständlich auch aus t -Quarks entstehende W -Bosonen gemeint sind

⁴ Die Form der Histogramme ähnelt sich grundsätzlich im $(\tau + e)$ -Kanal und $(\tau + \mu)$ -Kanal sehr, weswegen für eine Variable jeweils nur ein Kanal dargestellt ist. Im Anhang in Abbildung A.2 sind der Vollständigkeit halber die entsprechenden Diagramme für den anderen Kanal zu finden.

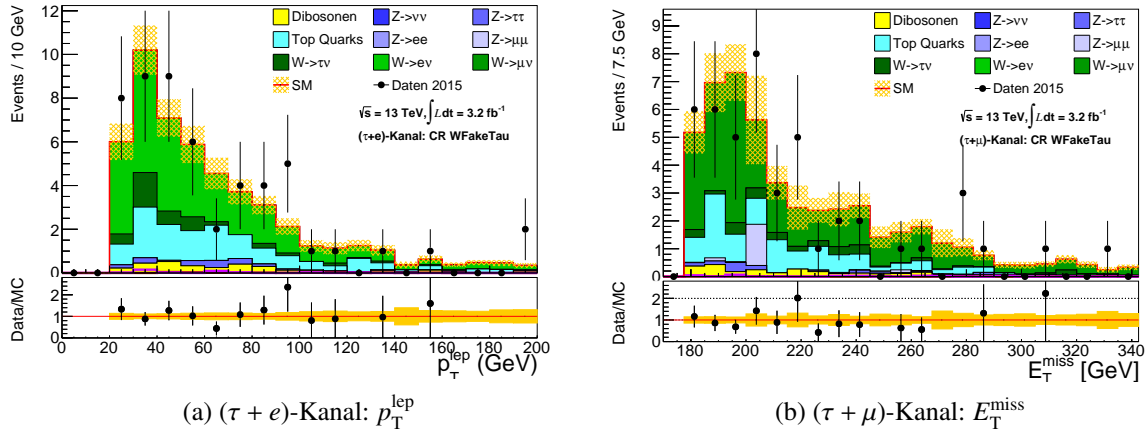


Abbildung 4.4: Die W-Fake-Tau-CR

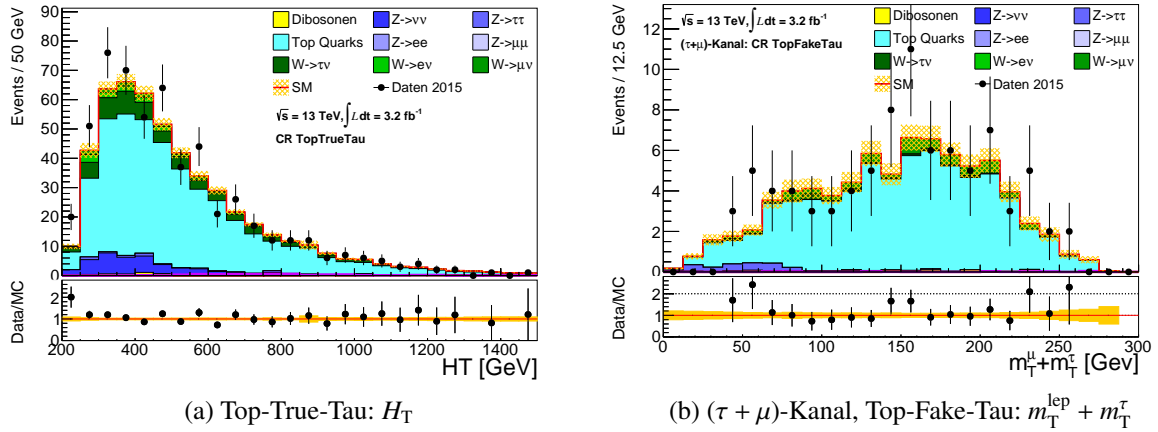


Abbildung 4.5: Die Top-True-Tau und Top-Fake-Tau-CR. Beide zeichnen sich durch sehr reine Top-Quark-Ereignisse aus.

Leptonen werden zu einer größeren Wahrscheinlichkeit korrekt identifiziert, deswegen wird zusätzlich in der True-Tau-Region $m_T^{\tau} > 80 \text{ GeV}$ gefordert [18].

Die Top-True-Tau-Region ist genau wie die Top-Fake-Tau-Region in Abbildung 4.5 dargestellt. Beide zeichnen sich aufgrund der Forderung nach mindestens einem b -Jet durch sehr reine Top-Quark-Ereignisse aus. Des Weiteren erkennt man sowohl bei der Größe H_T als auch bei $(m_T^{\text{lep}} + m_T^{\tau})$ ein Abfallen zu größeren Energien, was beide Größen interessant für die Suche nach SUSY macht.

Die W-True-Tau-Region findet sich in Abbildung 4.6(b).

Um den Z-Untergrund von dem restlichen zu separieren, nutzt man aus, dass das Z-Boson in den für diese Analyse relevanten Prozessen in ein Lepton (bzw. Tau) und ein Anti-Lepton zerfällt. Es werden also zwei Leptonen gefordert, wobei die Forderung bezüglich N_{τ} keine harte ist, um eine gute Vergleichbarkeit mit der Signalregion zu erhalten. Weiterhin wird gefordert, dass die Größe $q^{\tau\text{-lep}}$ negativ ist, also dass die Ladung der detektierten Leptonen gegenteilig ist. Wie in Abbildung 4.6(a) zu sehen, führt dies zu einer relativ reinen Z-CR.

Im Gegensatz zu der rein hadronischen Tau-Analyse ([18]) treten in der Signalregion dieser Analyse auch Diboson-Ereignisse auf. Eine Separation dieser Ereignisse in eine eigene Kontrollregion ist dement-

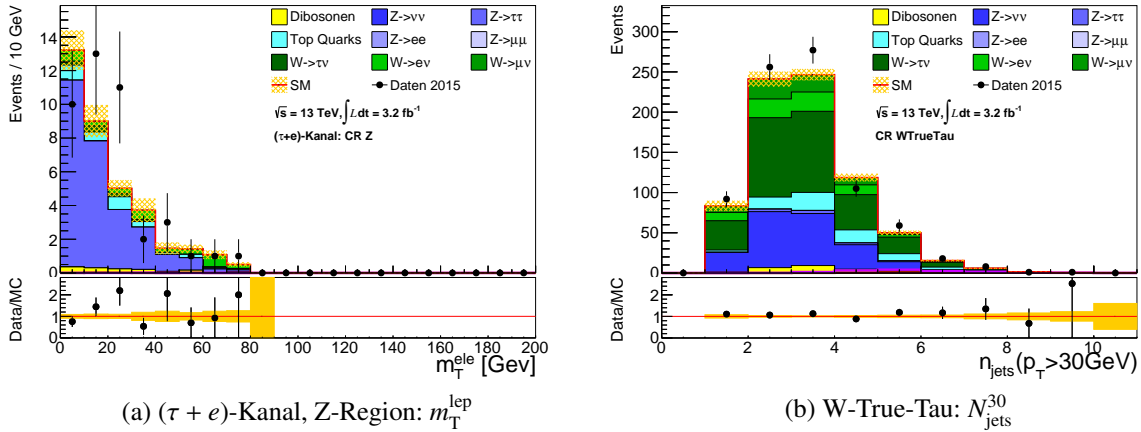


Abbildung 4.6: Z- und W-True-Tau-CR. Es ist gut erkennbar, dass die aus Z-Bosonen resultierenden Ereignisse durch niedrige m_T^{lep} charakterisiert werden können, wie in der W-Fake-Tau-CR ausgenutzt wird. Die W-True-Tau-Region wird von in Taus zerfallenden W-Bosonen dominiert, wie gewünscht und erwartet wird.

sprechend äußerst wünschenswert, aber nicht sehr einfach. Wie man in Abbildung 4.7(a) erkennen kann, verteilen sich die Diboson-Ereignisse sehr regelmäßig über die meisten Parameterräume, sodass sich kaum signifikante Eigenschaften finden lassen. Es wird also der Ansatz gewählt, die anderen Untergründe aus dieser Region möglichst auszuschließen, so wird ein b -Jet-Veto gegen die Tops gefordert und die gleiche Ereignis-Topologie wie in der Z-Region verlangt. Z-Ereignisse selber werden durch Anforderungen an die transversalen Massen ausgeschlossen. Man erhält eine Region (Abbildung 4.7(a)), in welcher die Ereignisse aus Diboson-Produktion zwar stärker ausgeprägt sind, als in anderen Regionen, sie können aber längst nicht so gut isoliert werden, wie andere Produktionskanäle.

In der semileptonischen Tau-Analyse sind leichte Leptonen von großer Wichtigkeit, sodass sie in dieser Analyse in einer eigenen Kontrollregion überprüft werden. In dieser werden mindestens zwei leichte Leptonen gefordert und die Orthogonalität gegenüber der Signalregion durch ein Tau-Veto sowie kinematische Schnitte sicher gestellt. Im Falle von in anderen Regionen festgestellten Abweichungen zwischen den Daten und MC-Simulationen kann diese Region hilfreich sein, um zu überprüfen, in wie weit diese Abweichungen kinematischen Ursprungs sind und in wie weit sie aufgrund der Objektselektion auftreten.

Wie in Abbildung 4.7(b) zu sehen, entstehen vor allem bei Top-Quark-Ereignissen mehrere leichte Leptonen.

Vergleicht man die im Jahr 2015 im ATLAS-Detektor aufgenommenen Daten in den Kontrollregionen mit den MC-Simulationen, so fällt auf, dass letztere die tatsächlichen Ereignisse im großen und ganzen sehr gut beschreiben.⁵ Vor allem in den charakteristischen Eigenschaften der Variablen stimmen Daten und MCs sehr gut überein, sodass im Zuge dieser vom Umfang her beschränkten Bachelorarbeit mit den unveränderten MCs weitergearbeitet wird.

Grundsätzlich wäre der nächste Schritt einer Analyse, die Übereinstimmung von Daten und MCs zu quantifizieren und neue Gewichtungsfaktoren für die einzelnen CRs herauszuarbeiten. Beispielsweise deuten die im Anhang in Abbildung A.1 dargestellten Diagramme darauf hin, dass manche Ereignisse im $(\tau + e)$ -Kanal von den MC-Simulationen unterschätzt werden. Zusätzlich ist geplant, durch eine

⁵ Der Vergleich ist in den Verhältnis-Darstellungen unter den Histogrammen noch deutlicher. In diesen ist der Quotient von Daten zu MC dargestellt.

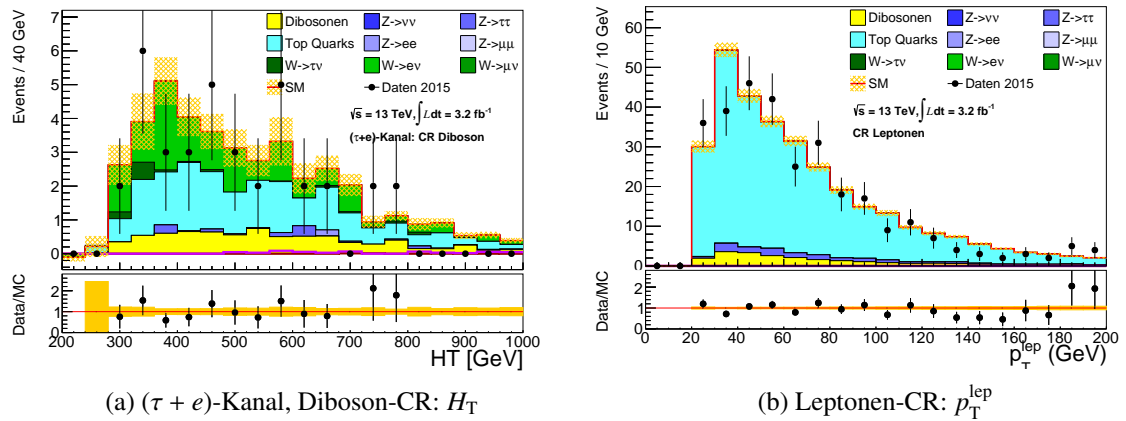


Abbildung 4.7: Die Diboson- und die Leptonen-CR

„Formanpassung“ der verschiedenen SM-Untergründe diese besser zu verstehen und modellieren zu können. Diesbezüglich eignet sich selbst die Diboson-CR sehr gut, da die Diboson-Komponente wie in Abbildung 4.7(a) zu sehen ein relativ konstantes Verhalten zeigt, während andere Untergrundkomponenten charakteristische Maxima aufweisen. In zukünftigen Analysen kann dies genutzt werden, um die Diboson-Ereignisse von den anderen abzuheben.

Die Suche nach Supersymmetrie

Das vorherige Kapitel hat sich mit Ereignissen aus dem Standardmodell beschäftigt und gezeigt, dass diese hinreichend gut verstanden und modelliert sind. Auf dem Fundament dieses Wissens kann die Analyse und Suche nun auf die noch nicht nachgewiesene Physik der Supersymmetrie (Abschnitt 5.1) ausgeweitet werden. Die größte Herausforderung hierbei ist, die SUSY-Ereignisse von dem SM-Untergrund zu trennen, da zweitgenannter aufgrund deutlich größerer Wirkungsquerschnitte zunächst klar dominiert. Zu diesem Zweck wird in Abschnitt 5.2 mithilfe von Signifikanzanalysen zunächst der optimale Trigger für die SUSY-Suche in den hier untersuchten Kanälen herausgearbeitet.

Anschließend werden in Abschnitt 5.3 die zur SUSY-Separation optimalen an die Ereignisse zu stellenden Forderungen mithilfe mehrdimensionaler Signifikanz-Scans gefunden und damit die Signalregion (Abschnitt 5.4) definiert.

Um Aussagen darüber treffen zu können, welche SUSY-Modelle mithilfe der Signalregion ausgeschlossen werden können, wird abschließend (Abschnitt 5.5) eine – auf der von den MC-Simulationen prognostizierten SM-Ereigniszahl in der Signalregion basierende – Ausschlussgrenze berechnet. Diese sagt aus, wie viele SUSY-Ereignisse ein Modell in der Signalregion vorhersagen muss, um mit 95 %-iger Sicherheit ausgeschlossen werden zu können.

5.1 Wie findet man SUSY?

Durch die in dieser Analyse untersuchten vereinfachten SUSY-Modelle wird ein zweidimensionaler Parameterraum¹ unterschiedlichster Modelle aufgespannt. Abhängig von dem Größenverhältnis der SUSY-Teilchenmassen führen diese in verschiedenen Parameterraumregionen zu sehr unterschiedlichen Signaturen, was einer der Gründe ist, warum in verschiedenen Kanälen nach diesen gesucht wird.

Grob lässt sich der in Abbildung 5.1 dargestellte Parameterraum in eine „Hohe-Massen-Region“ und eine Region mit verdichtetem Massenspektrum (engl. *compressed region*) einteilen. Die Hohe-Massen-Region befindet sich bei hohen Gluino- und niedrigen Neutralino-Massen, also rechts von dem durch die rote Linie gekennzeichneten, bereits ausgeschlossenen Bereich. In dieser erwartet man deutliche Signale, da beim Zerfall der einzelnen SUSY-Teilchen jeweils viel Energie frei wird. In der Compressed Region unterscheiden sich die SUSY-Massen nur wenig, sodass weniger harte Signale erwartet werden.

Um in dieser Analyse sensitiv für eine möglichst große Anzahl verschiedener noch nicht ausgeschlossener SUSY-Modelle zu bleiben, wird im Folgenden mithilfe simulierter MC-Ereignisse von drei in der

¹ bestehend aus der Teilchenmasse des Anfangs entstehenden Gluinos $m_{\tilde{g}}$ und des LSPs, dem Neutralino $m_{\tilde{\chi}_1^0}$

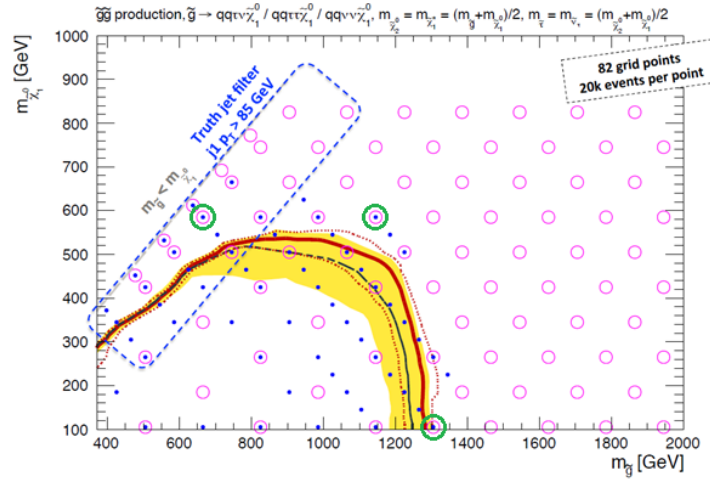


Abbildung 5.1: Der Parameterraum, welcher von dem vereinfachten SUSY-Modell aufgespannt wird. Der durch die rote Linie gekennzeichnete Bereich konnte bereits durch den ersten Lauf des LHCs von 2011 und 2012 ausgeschlossen werden. Die hier verwendeten Vergleichsmodelle sind grün umkreist. Quelle: [36]

Abbildung grün umrandeten Vergleichsmodellen gearbeitet. Diese liegen außerhalb des bereits ausgeschlossenen Parameterraums in den unterschiedlichen Regionen und weisen somit sehr unterschiedliche Signaturen auf.

Konkret handelt es sich um die Modelle mit folgenden Teilchenmassen:

$$m_{\tilde{g}} = 1305 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm} = 705 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau} = 405 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\chi}_1^0} = 105 \text{ GeV} \quad (\text{SUSY}_1)$$

$$m_{\tilde{g}} = 1145 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm} = 865 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau} = 725 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\chi}_1^0} = 585 \text{ GeV} \quad (\text{SUSY}_2)$$

$$m_{\tilde{g}} = 665 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm} = 625 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau} = 605 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{\chi}_1^0} = 585 \text{ GeV} \quad (\text{SUSY}_3)$$

Da in der Compressed Region (SUSY₃) beim Teilchenzerfall wenig Energie frei wird, ist es schwieriger Zerfallsprodukte zu detektieren. Die Forderung eines leichten Leptons neben einem hadronisch zerfallenden Tau führte zu einem Ausschluss beinahe aller Ereignisse, sodass dieses Vergleichsmodell im Folgenden nicht weiter betrachtet werden kann.

Mithilfe einer Vielzahl von kinematischen Variablen wird nun versucht, den SM-Untergrund bestmöglich von SUSY-Signalen zu trennen. Eine hierfür sehr wichtige Größe ist die *modifizierte Asimov-Signifikanz* z_A [33, 37, 38]:

$$z_A = \sqrt{2 \left[(N_{\text{Sig}} + N_{\text{BG}}) \ln \left(\frac{(N_{\text{Sig}} + N_{\text{BG}})(N_{\text{BG}} + \sigma_{\text{BG}}^2)}{N_{\text{BG}}^2 + (N_{\text{Sig}} + N_{\text{BG}})\sigma_{\text{BG}}^2} \right) - \frac{N_{\text{BG}}^2}{\sigma_{\text{BG}}^2} \ln \left(1 + \frac{N_{\text{Sig}}\sigma_{\text{BG}}^2}{N_{\text{BG}}(N_{\text{BG}} + \sigma_{\text{BG}}^2)} \right) \right]} \quad (5.1)$$

Diese quantifiziert für eine gegebene Anzahl Untergrundereignisse N_{BG} und Ereignissen eines SUSY-Modells N_{Sig} die Entdeckungswahrscheinlichkeit des Signals, beschreibt die Poisson-Fluktuationen im Grenzfall weniger Ereignisse besser als herkömmliche Größen und berücksichtigt die Unsicherheit auf den simulierten SM-Ereignissen.²

Im Folgenden werden für die Variablen $m_{\text{T}}^{\text{lep}}$, m_{T}^{τ} , $(m_{\text{T}}^{\text{lep}} + m_{\text{T}}^{\tau})$, $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$, H_{T} , m_{eff} , N_{jets} , N_{jets}^{30} , p_{T}^{τ} , $p_{\text{T}}^{\text{lep}}$ und

² Diese berechnet sich durch die Statistik. Zusätzlich wird eine konstante systematische Unsicherheit von 30 % angenommen, welche mithilfe berechneter systematischer Fehler in [18, 33] motiviert werden kann.

$q^{\tau\text{-lep}}$ sogenannte Signifikanz-Scans durchgeführt, anhand derer man ablesen kann, in welchem Maße Forderungen an diese Variable das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund verbessern. Dabei wird für jede Variable die modifizierte Asimov-Signifikanz oberhalb eines Wertes berechnet und im Scan an die Stelle dieses Wertes geschrieben. Anhand der Form der Asimov-Signifikanz-Kurven können die optimalen Schwellenwerte für die Signalregion erarbeitet werden.

5.2 Der optimale Trigger

Ein wichtiger Bestandteil dieser Analyse ist es, den optimalen Trigger für die hier untersuchten semileptonischen Tau-Kanäle zu finden.

Da sowohl Elektronen als auch Myonen eine sehr gute Detektorsignifikanz haben, ist es naheliegend einen leptonischen Trigger zu wählen [33]. Zur Verfügung steht dieser Analyse für den $(\tau + e)$ -Kanal der HLT_e26_lhtight_loose-Trigger, sowie HLT_mu24_imedium und HLT_mu50 für den $(\tau + \mu)$ -Kanal. Letztere sind durch ein logisches ODER verknüpft und liefern eine höhere Signifikanz als ein einzelner Myonentrigger.

Für die Suche nach Supersymmetrie spielt allerdings auch die fehlende Transversalenergie E_T^{miss} eine tragende Rolle, da dort aufgrund der entstehenden Neutrinos sowie der LSPs viele Teilchen entstehen, welche den Detektor undetektiert verlassen und somit E_T^{miss} erzeugen. In Abbildung 5.2 ist die E_T^{miss} -Verteilung des SM-Untergrundes und der SUSY-Vergleichsmodelle dargestellt. Man erkennt, dass der Abfall der SUSY-Ereignisse zu hohen E_T^{miss} deutlich weniger stark ausfällt, als bei den SM-Ereignissen. Es macht also Sinn, die Signifikanz eines auf diese Größe anspringenden Triggers zu überprüfen. Hier wird der HLT_xe70-Trigger benutzt, welcher bereits in der hadronisch zerfallenden Zwei-Tau-Analyse verwendet wird [18]. Vor allem der hier benötigte Plateau-Schnitt von $E_T^{\text{miss}} > 180$ GeV verwirft viele Ereignisse (vgl. Tabelle 4.2), sodass sich die Frage stellt, ob die leptonischen Trigger mit jeweils nur leichten Forderungen an die Transversalimpulse der Leptonen [39, 40] sich besser eignen.

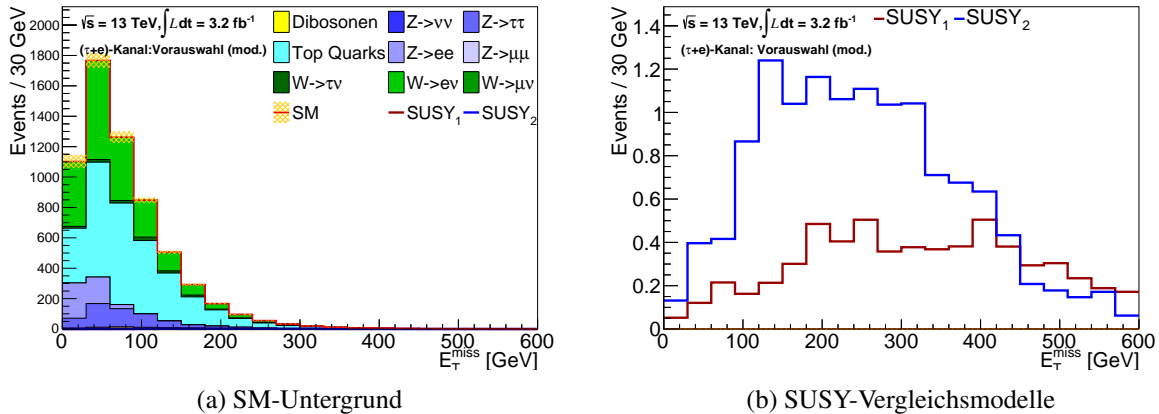


Abbildung 5.2: Die E_T^{miss} -Verteilung sowohl für den Untergrund als auch die Signale nach Anwendung aller Forderungen der Vorauswahl bis auf den E_T^{miss} -Schnitt im $(\tau + e)$ -Kanal. Das Verhalten der Ereignisse zu hohen E_T^{miss} unterscheidet sich deutlich, so liegen anteilig deutlich mehr SUSY-Ereignisse diesem Bereich, als SM-Untergrund. Die Benutzung eines auf diese Observable sensitiven Triggers kann also Sinn machen.

In Tabelle 5.1 ist für die beiden Trigger dargestellt, wie sich die Ereignisse unter den verschiedenen an sie gestellten Forderungen verhalten. Hierbei werden die Schnitte der in Abschnitt 5.3 definierten Signalregion verwendet. Vergleicht man die Absolutzahl der entsprechend getriggerten Ereignisse erkennt

man, dass durch den leptonischen Trigger zwar deutlich weniger Ereignisse angesprochen werden, diese durch die Vorselektion insbesondere bei den geforderten leichten Leptonen aber weniger stark verworfen werden, sodass man durch beide Trigger nach allen Forderungen eine auf den ersten Blick ähnliche Anzahl von SM-Ereignissen erhält.

Forderung	E_T^{miss} -Trigger		leptonischer Trigger	
	$(\tau + e)$ -Kanal	$(\tau + \mu)$ -Kanal	$(\tau + e)$ -Kanal	$(\tau + \mu)$ -Kanal
Trigger	69320 \pm 240		9925 \pm 104	9273 \pm 107
$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$	15090 \pm 70		591 \pm 7	594 \pm 9
$N_{\text{jets}} \geq 2$	13385 \pm 62		548 \pm 7	553 \pm 8
QCD-Unterdrückung	12282 \pm 62		483 \pm 7	493 \pm 8
$N_\mu/N_e = 0$	11791 \pm 62	11825 \pm 62	474 \pm 6	484 \pm 8
$N_e/N_\mu = 1$	445 \pm 6	478 \pm 7	409 \pm 6	400 \pm 7
$m_T^{\text{lep}} > 100 \text{ GeV}$	112 \pm 3	131 \pm 4	113 \pm 3	117 \pm 4
$N_{\text{jets}}^{\geq 30} \geq 4$	39 \pm 2	46 \pm 2	36 \pm 2	40 \pm 2
$E_T^{\text{miss}} > 220 \text{ GeV}$	22 \pm 1	26 \pm 1	21 \pm 1	21 \pm 1
$m_T^{\tau} > 225 \text{ GeV}$	0,49 \pm 0,07	0,60 \pm 0,09	0,46 \pm 0,07	0,49 \pm 0,09

Tabelle 5.1: Verbleibende Ereignisse nach jeweilige Forderung. Zusammen mit dem entsprechenden ausgelösten Trigger wird bereits in der ersten Zeile von den Ereignissen gefordert, dass sie mindestens ein Tau beinhalten, sowie dass $p_T(\text{Jet}_1) > 120 \text{ GeV}$ gilt. Dies ist in Abbildung A.3 im Anhang zusätzlich visualisiert.

Zur Gegenüberstellung der beiden Trigger werden die im vorherigen Abschnitt eingeführten Signifikanz-Scans verwendet. Der Trigger, welcher am Ende in der Signalregion die höhere Signifikanz liefert, ist für diese Analyse besser geeignet. Da jedoch die optimale Signalregion abhängig vom gewählten Trigger sein kann und somit erst nach der Auswahl perfektioniert wird, werden mit beiden Triggern einige vorläufige Schnitte vollzogen.

In Abbildung 5.3 ist beispielhaft die Asimov-Signifikanz beider Trigger im $(\tau + \mu)$ -Kanal nach der Vorauswahl (also schon nach dem $E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$ -Plateau-Cut) für die Größe E_T^{miss} dargestellt. Es fällt auf, dass sich das Verhalten der Signifikanz abhängig von der Forderung an E_T^{miss} sehr stark ähnelt. Selbst statistische Fluktuationen, erkennbar an dem un stetigen Anstieg der Signifikanz beginnend bei $E_T^{\text{miss}} \geq 600 \text{ GeV}$ ähneln sich für beide Trigger sehr. Dies kann dadurch erklärt werden, dass für die Ereignisse, welche die hohen kinematischen Anforderungen für die mögliche SUSY-Signalregion erfüllen, die Anforderung für beide Trigger erfüllt sind. Als Resultat finden sich in den extremeren kinematischen Regionen unabhängig von der Triggerwahl annähernd die selben Ereignisse wieder, sodass man das beobachtete sehr ähnliche Signifikanz-Verhalten erhält.

Das beinahe identische Verhalten für beide Trigger wird für alle untersuchten Variablen sowohl im $(\tau + e)$ -Kanal als auch im $(\tau + \mu)$ -Kanal bestätigt und setzt sich auch unter Forderung weiterer Schnitte für eine optimierte Signalregion (inklusive der im folgenden Abschnitt definierten Signalregion) fort. Betrachtet man die absoluten erreichbaren z_A -Werte der verschiedenen Trigger (vgl. Tabelle A.1 im Anhang), führt der E_T^{miss} -Trigger zu tendenziell höheren Signifikanz, welche vor allem in der in Kapitel 5 definierten Signalregion teilweise deutlich für den E_T^{miss} -Trigger sprechen.

Besonders interessant ist jedoch das Potential der leptonischen Trigger in Regionen, in welcher keine hohen Forderungen an die fehlende Transversalenergie gestellt werden. So wurden in dieser Analyse die Signifikanz der leptonischen Trigger sowohl für aufsteigende Forderungen an E_T^{miss} ($E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$, $> 100 \text{ GeV}$ oder $> 150 \text{ GeV}$ inklusive einiger Zusatz-Schnitte) als auch in Region gänzlich ohne E_T^{miss} -Schnitt (wie beispielsweise mit der – durch den Signifikanzvergleich verschiedener

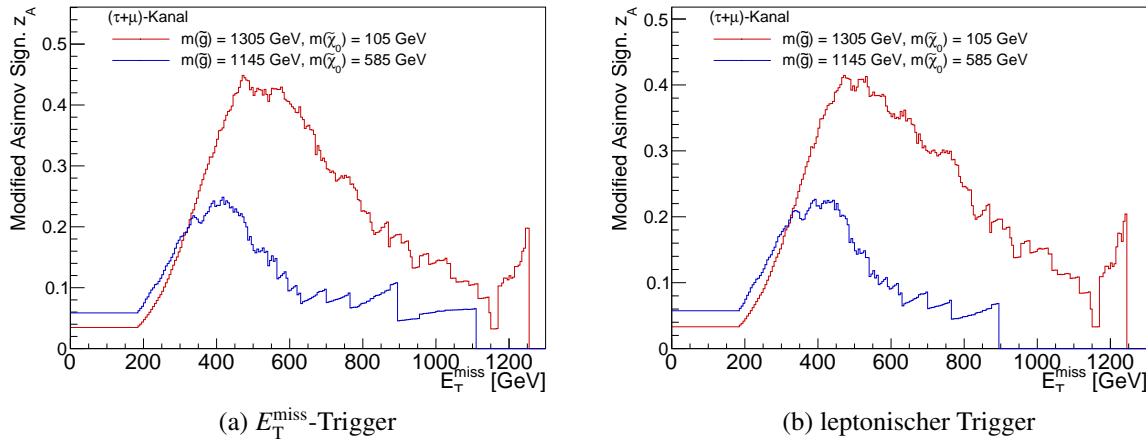


Abbildung 5.3: Die Asimov-Signifikanz des $(\tau + \mu)$ -Kanals für die Observable E_T^{miss} ist dargestellt. Auf den ersten Blick sind kaum Unterschiede zwischen den beiden verwendeten Triggern bei dieser Observable festzustellen. Für den $(\tau + e)$ -Kanal ähneln sich die Diagramme sogar noch mehr, wie in Abbildung A.4 im Anhang dargestellt ist.

Observablen ermittelten – Forderung von $(m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau) > 380 \text{ GeV}$ und/oder $H_T > 1 \text{ TeV}$ mit denen des E_T^{miss} -Triggers verglichen. Die Tendenz bleibt jedoch dieselbe: Grundsätzlich unterscheiden sich beide Trigger nur wenig, man verliert also sowohl durch die Wahl eines leptonischen Triggers als auch durch die Wahl des E_T^{miss} -Triggers nur wenig Signifikanz. Ein Vergleich der absoluten Signifikanzwerte (Tabelle A.1) führt jedoch bei so gut wie jeder Observable in annähernd jeder Parameterraumregion zu leicht besseren Werten unter Benutzung des E_T^{miss} -Triggers. Zusätzlich fällt auf, dass die Forderung von hoher fehlender Transversalenergie bei beiden Triggerarten zu deutlich erhöhten Signifikanzen führt (wie auch in Abbildung 5.3 zu sehen ist), sodass man sich auf jedem Fall in der Plateuregion des E_T^{miss} -Triggers befinden wird.

Insbesondere bei den potentiell interessantesten Observablen zur Definition einer Signalregion - wie den transversalen Massen der entstehenden Leptonen m_T^{lep} und m_T^τ oder der Anzahl von geforderten Jets und vor allem im $(\tau + \mu)$ -Kanal sind die absoluten Signifikanzwerte des E_T^{miss} -Triggers klar besser. Zwar sind die Unterschiede in der absoluten Signifikanz bei allen Observablen meist kleiner als 5-10 % und somit anfällig für statistische Fluktuationen der MC-Simulationen, die Tendenz spricht dennoch klar für den E_T^{miss} -Trigger. Zusätzlich bietet die Wahl dieses Triggers den Vorteil, dass innerhalb der Arbeitsgruppe sowohl für den hier analysierten semileptonischen Zwei-Tau-Kanal als auch der rein hadronisch zerfallende Zwei-Tau-Kanal der gleiche Trigger und damit eine identische Vorauswahl benutzt werden kann.

Alle Vergleiche wurden abschließend ein weiteres mal zwischen der alleinigen Benutzung des E_T^{miss} -Triggers und einer Benutzung beider Trigger-Arten, welche mit einem logischen ODER verknüpft werden, durchgeführt.

Vor allem im $(\tau + \mu)$ -Kanal führte die Variante, beide Trigger zuzulassen zwar im Vergleich zur alleinigen Forderung des leptonischen Triggers zu einer klaren Signifikanzsteigerung, im Vergleich zur alleinigen Benutzung des E_T^{miss} -Triggers lieferte letzteres aber ein weiteres mal tendenziell bessere Werte.

Abschließend kann also unter Einbeziehung vieler verschiedener Variablen und Parameterraumregionen überzeugend gesagt werden, dass die Wahl des E_T^{miss} -Triggers gerechtfertigt ist und zu höheren Signifikanzen führt. Aus diesem Grund wird im Folgenden in der Analyse dieser Trigger und damit die bereits in Abschnitt 4.2 vorgestellte Vorauswahl benutzt werden.

5.3 Optimierung der Signalselektion für den semileptonischen Zwei-Tau-Kanal

Nach Wahl des Triggers kann nun mithilfe der bereits vorgestellten Signifikanz-Scans die optimale Signalregion definiert werden.

Wie bereits angedeutet, eignet sich die transversale Masse der leichten Leptonen m_T^{lep} sehr gut, um den SM-Untergrund von SUSY-Signalen zu trennen. Während SUSY-Ereignisse ein flaches Verhalten bei dieser Observable zeigen, haben die Ereignisse aller Produktionskanäle des Standardmodells ihr Maximum bei dieser Observable unterhalb von 100 GeV (vgl. Abbildung 4.2).

Genau wie bei der semileptonischen Zwei-Tau-Analyse für $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [33] wird also auch in dieser Analyse für die Signalregion gefordert werden, dass die Ereignisse

$$m_T^{\text{lep}} > 100 \text{ GeV} \quad (5.2)$$

erfüllen. Dies wird auch durch den Signifikanz-Scan bestätigt. Dieser zeigt einen steilen Anstieg der Signifikanz bis zu einem Wert von $m_T^{\text{lep}} = 100 \text{ GeV}$, ab welchem die Kurve etwas abflacht (vgl. Abbildung A.5 im Anhang).

Auf Basis dieser Forderung zusammen mit denen der Vorauswahl werden weitere potentiell interessante Observablen überprüft. Anhand der erreichbaren Signifikanzen stellt sich vor allem die transversale Masse des Tau-Leptons m_T^τ als interessante Observable heraus. Da diese Größe ihr Maximum bei der Masse des Mutterteilchens des Tau-Leptons hat, und dieses in dem vereinfachten SUSY-Modell per Konstruktion aus deutlich massereicheren Teilchen entsteht, als im Standardmodell existieren, ist dies auch zu erwarten. Analog zu [18] wird auch die Summe von m_T^τ und m_T^{lep} auf ihre Signifikanz geprüft.

Da die entstehenden LSPs im betrachteten SUSY-Modell genau wie die abgestrahlten Neutrinos nicht vom Detektor registriert werden können, ist auch E_T^{miss} eine sehr interessante Observable zur Separation von SUSY-Ereignissen, wie sich auch in der Signifikanzanalyse bestätigt. Weiterhin wird aufgrund der starken Wechselwirkung als Produktionskanal für SUSY-Ereignisse ein hohes Auftreten von impulsreichen Jets erwartet. Die Skalarsumme H_T ist hierfür eine gute Größe. m_{eff} vereint die beiden letzten Größen in einer Variablen. Zusätzlich wird die Signifikanz der auftretenden Jets mit und ohne Impulsbedingung (N_{jets} und N_{jets}^{30}) geprüft.³

Da die Observablen teilweise eng miteinander verknüpft sind, ändert sich die Lage der jeweils maximalen Asimov-Signifikanz abhängig von Forderungen an andere Observablen. Um die insgesamt optimale Signalregion zu definieren, wurde im Zuge dieser Analyse die Signifikanzüberprüfung zu diesem Zweck in dieser Arbeitsgruppe erstmalig auf einen zweidimensionalen Parameterscan ausgeweitet. In diesem ist die Asimov-Signifikanz gegen zwei Observablen aufgetragen, wobei die jeweiligen Werte auf den Achsen die Forderung wiedergeben, die man an diese Größe stellt.

Wie man in Abbildung 5.4 gut erkennen kann, führt eine solche zweidimensionale Analyse tatsächlich zu neuen Erkenntnissen. So würde man für E_T^{miss} ohne eine zusätzliche Forderung an m_T^τ (erkennbar an der ersten Spalte der angegebenen Signifikanzen) die höchste Signifikanz für die Forderung $E_T^{\text{miss}} > 380 \text{ GeV}$ erhalten. Unter Einbeziehung des Effekts einer ergänzenden Forderung an m_T^τ verschiebt sich dieses Maximum zu $E_T^{\text{miss}} > 300 \text{ GeV}$ (zusammen mit $m_T^\tau > 200 \text{ GeV}$). Auch der Schwerpunkt für die höchsten Signifikanzen, welche man durch eine Bedingung an m_T^τ erhält, verschiebt sich minimal zu kleineren Werten.⁴

³ Variablen, welche zu deutlich weniger großen Signifikanzen im Maximum geführt haben, sind hier nicht weiter aufgelistet. Unter den verbleibenden sind aber alle relevanten aus vergleichbaren Analysen [12, 18, 21, 33] enthalten.

⁴ Im $(\tau + e)$ -Kanal ist dieses Verhalten noch besser zu beobachten. Siehe hierfür Abbildung A.6 im Anhang. Auch bei der folgenden Erweiterung der Überprüfung auf drei Dimensionen (vgl. Abbildung 5.5) verschiebt sich der Gesamtschwer-

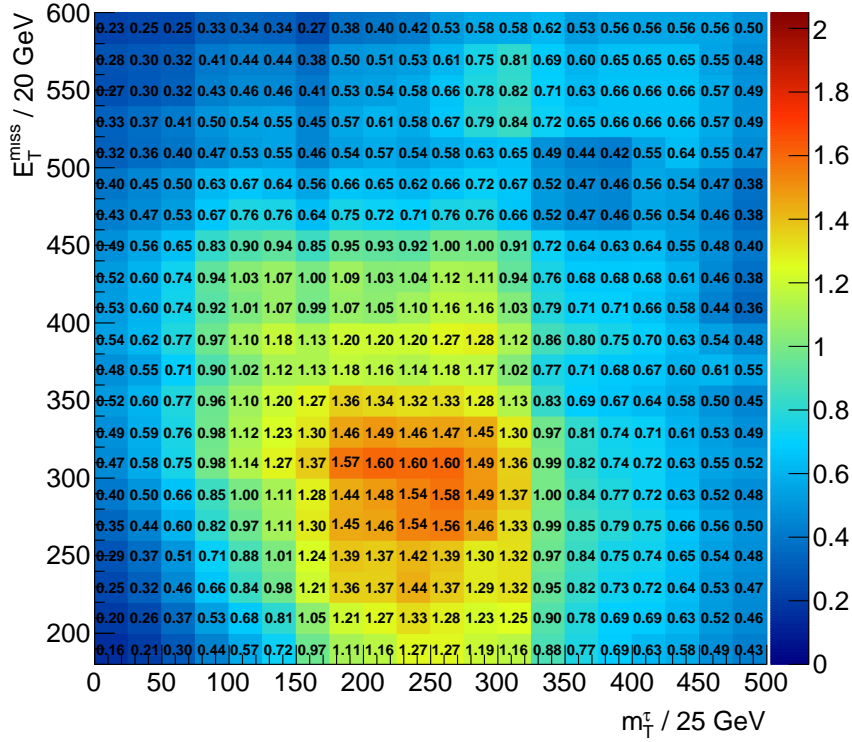


Abbildung 5.4: In der Abbildung ist eine zweidimensionale Überprüfung der modifizierten Asimov-Signifikanz für das SUSY₂-Modell im $(\tau + \mu)$ -Kanal dargestellt. Diese ist für die zeitgleiche Forderung von den auf den Achsen aufgetragenen Werten für E_T^{miss} und m_T^τ aufgetragen.

Trägt man die benannten Variablen alle gegeneinander auf, so stellt sich die Variable m_T^τ als diejenige heraus, welche zu den höchsten Signifikanzen führt. Da vor allem die Forderung nach besonders vielen Jets mit einem Transversalimpuls von $p_T > 30$ GeV sehr vielversprechend erscheint, wird die Parameterraumüberprüfung auf drei Dimensionen erweitert, indem der zweidimensionale Parameterscan von jeweils m_T^τ gegen E_T^{miss} , H_T oder m_{eff} für die möglichen Bedingungen an N_{jets}^{30} geprüft wird.

Um eine gute Signifikanz für beide Vergleichsmodelle sicherzustellen, wird vor allem den Signifikanzmaxima des Modells SUSY₂ eine hohe Bedeutung gegeben. Des Weiteren wird für mögliche Maxima überprüft, ob diese auch für das SUSY₁-Modell zu starken Signifikanzsteigerungen führen und sowohl im $(\tau + e)$ -Kanal als auch im $(\tau + \mu)$ -Kanal überzeugende Werte sind. All diese Eigenschaften werden in dem in Abbildung 5.5 grün umrandeten gefundenen absoluten Maximum der modifizierten Asimov-Signifikanz für den $(\tau + \mu)$ -Kanal erfüllt, weswegen die dem zu Grunde liegenden Bedingungen

$$\begin{aligned}
 m_T^\tau &> 225 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{miss}} &> 220 \text{ GeV} \\
 N_{\text{jets}}^{30} &\geq 4
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

im Folgenden die Signalregion definieren.

punkt der optimalen Signifikanzen weiter in richtig kleinerer fehlender Transversalenergien. Dies stützt die Methodik der mehrdimensionalen Parameterscans und hebt diese von einer eindimensionalen Analyse ab.

Alle Bedingungen lassen sich wie bereits in der Einführung der Observablen zu Beginn dieses Abschnitts getan physikalisch gut motivieren. Zusätzlich ist es vor allem bei mehrdimensionalen Analysen wichtig sicherzustellen, dass die hier gefundene höchste Signifikanz ihren Ursprung nicht in statistischen Fluktuationen durch einzelne sehr hoch gewichtete Ereignissen hat, was mithilfe von einer eindimensionalen Parameterüberprüfung getan wurde (vgl. Abbildung A.8 im Anhang). Auch im Vergleich mit möglichen anderen an die Signalregion zu stellenden Forderungen überzeugen die hier genannten am meisten (Abbildung A.9 im Anhang), sodass die hier definierte Signalregion unter der Prämisse der Signifikanzmaximierung die bestmögliche ist.

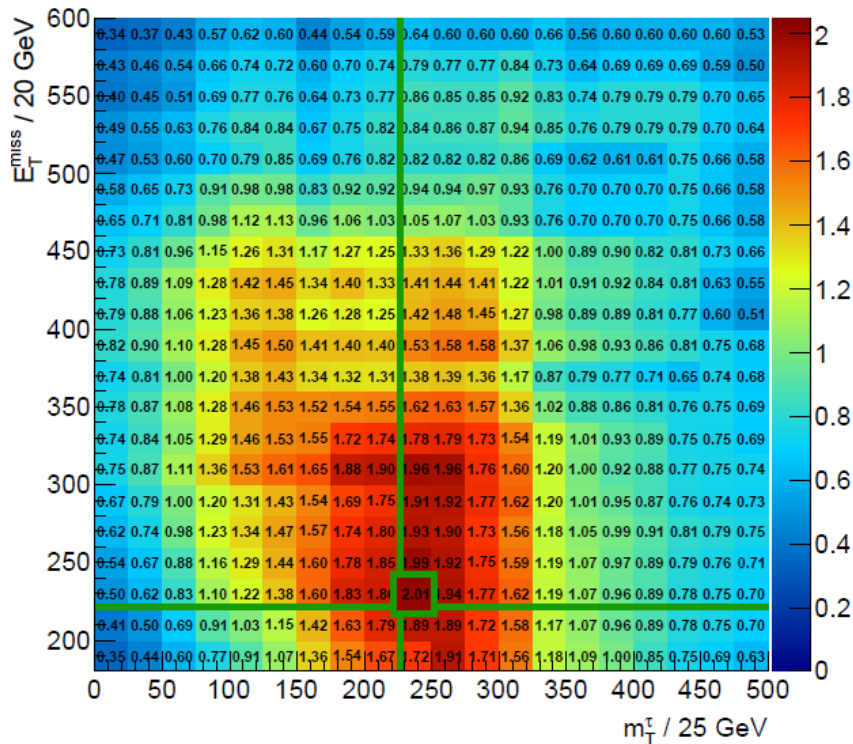


Abbildung 5.5: Die Abbildung ist Teil einer dreidimensionalen Überprüfung der modifizierten Asimov-Signifikanz für das SUSY₂-Modell im (τ + μ)-Kanal. Es ist m_T^τ gegen E_T^{miss} aufgetragen und zusätzlich gefordert, dass $N_{\text{jets}}^{30} \geq 4$. Die Forderung an die Jets wurde jeweils variiert. Mit grün wurde die bei dieser dreidimensionalen Analyse größte gefundene Signifikanz in diesem Kanal markiert. Die entsprechenden Diagramme für den (τ + e)-Kanal oder für das SUSY₁-Modell finden sich in Abbildung A.7 im Anhang.

5.4 Die Signalregion

Stellt man alle im vorherigen Kapitel hergeleiteten Bedingungen, erhält man eine wie in Abbildung 5.6 dargestellte Verteilung der Ereignisse.

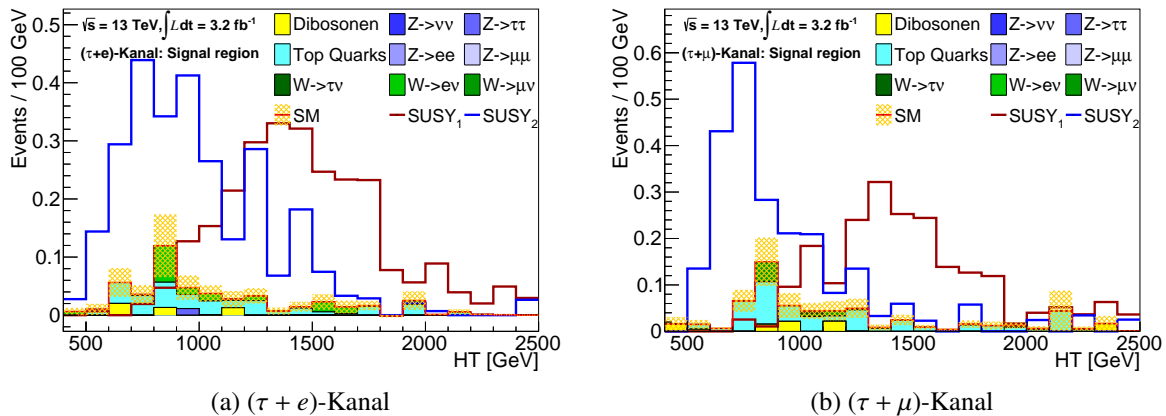


Abbildung 5.6: Die Größe H_T ist in der Signalregion dargestellt. Diese wird klar von SUSY-Ereignissen dominiert.

Wie in der Teilchenphysik mittlerweile wissenschaftlicher Standard ist, wird auch hier unter dem Konzept der „blinden Analyse“ gearbeitet [41]. Um seine Signalregion nicht auf beobachtete unphysikalische statistische Schwankungen in den Daten zu optimieren,⁵ ist es üblich, die Signalregion erst dann mit den Daten abzugleichen, wenn alle in dieser Signalregion erwarteten Ereignisse bestmöglich beschrieben und verstanden sind. Zwar reicht die Übereinstimmung der Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen im Zuge dieser Bachelorarbeit aus, um die Signalregion zu definieren und den optimalen Trigger zu finden, eine Verbesserung der Simulationen durch eine Neugewichtung der Ereignisse anhand des Datenabgleichs in diesen Regionen steht aber noch aus. Weiterhin muss unter einigem Aufwand der systematische Fehler jedes Ereignisses anhand seiner Topologie korrekt abgeschätzt werden und in sogenannten Validierungsregionen ein erneuter Vergleich von Simulationen und Daten vorgenommen werden. Erst danach gelten die physikalischen Prognosen in der Signalregion zusammen mit ihren Fehlern als gesichert und ein Datenabgleich darf stattfinden. Aus diesem Grund werden im Folgenden keine Informationen aus den Daten hinzugezogen.

In der Signalregion dominieren die Voraussagen von SUSY-Ereignissen klar gegenüber der Ereignisse, welche vom Standardmodell prognostiziert werden. Auch ist erkennbar, dass der Schwerpunkt von H_T für die beiden betrachteten SUSY-Modelle sehr unterschiedlich ist, was ein Grund dafür ist, warum sich diese Größe nicht gut zur Definition der Signalregion eignet (vergleiche auch Abbildung A.9).

Da die Signalregion anhand des absoluten gefundenen Maximums von z_A definiert wurde, anstatt etwas konservativer auf ansteigenden Flanken zu schneiden, ist die Gesamtanzahl der Ereignisse in dieser Region allerdings sehr klein. Im folgenden Abschnitt wird das Potential dieser Region diskutiert, mögliche SUSY-Modelle mit hoher Wahrscheinlichkeit ausschließen zu können.

⁵ welche bei der Bandbreite von beobachteten Variablen und Histogrammen alleine aus statistischen Erwartungen an manchen Stellen auftreten

5.5 Das erwartete Limit

Integriert man die Gesamtzahl der vom Standardmodell in der Signalregion erwarteten Ereignisse auf, erhält man die in Tabelle 5.2 zusammengefassten Werte. Da ohne einen intensiven Datenabgleich inklusive Neugewichtungen der MC-Simulationen in den Kontrollregionen die umfangreiche Abschätzung der systematischen Fehler auf den prognostizierten SM-Untergrund einen Schritt zu früh kommt, wurde auf diesen vereinfacht ein systematischer Fehler von 30 % angenommen. Dieser Wert deckt sich mit berechneten systematischen Fehlern in der rein hadronischen Zwei-Tau-Analyse, welche das selbe vereinfachte Modell annimmt [18]. Auf die SUSY-Modelle wird kein systematischer Fehler angenommen, da dieser üblicherweise von der Unsicherheit resultierend aus dem jeweiligen angenommenen zu Grunde liegenden Brechungsmechanismus dominiert wird und für die hier betrachteten vereinfachten Modelle schwierig abzuschätzen ist.

Unter der Annahme, dass die in der Signalregion beobachtete Ereigniszahl perfekt mit der Prognose des SM-Untergrundes übereinstimmt,⁶ kann man nun zusammen mit dessen Unsicherheiten ein modell-unabhängiges Limit an Ereignissen resultierend aus Physik jenseits des Standardmodells berechnen, deren Nicht-Detektion noch aus der Statistik erklärt werden kann. Anders ausgedrückt, kann jedes Modell, welches in der Signalregion eine höhere Ereigniszahl als diese vorraussagt mit 95 %iger Sicherheit ausgeschlossen werden. Da diese Zahl aus den SM-Erwartungen resultiert und die oberste Ereigniszahl angibt, welche noch nicht zu 95 %iger Sicherheit ausgeschlossen werden kann, wird sie *das erwartete Limit* S_{exp}^{95} genannt.

Die detaillierte Berechnung dieser Zahl ist sehr kompliziert und kann detailliert in [42] nachgelesen werden. Analog zu weiteren Analysen dieser Arbeitsgruppe [12, 33] wurde auch in diesem Fall das Programm *Histfitter* [43] zur Berechnung dieses Limits benutzt.

Grundsätzlich basiert diese Zahl auf statistischen Berechnungen bezüglich der Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Zählexperimentes unter Annahme der hier grundlegenden Poisson-Verteilung und ist ebenfalls in Tabelle 5.2 dargestellt.

integrierte Luminosität	Modell-Vorraussage	$(\tau + e)$ -Kanal	$(\tau + \mu)$ -Kanal
$\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$	SM	$0,50 \pm 0,08 \pm 0,15$	$0,61 \pm 0,09 \pm 0,19$
	SUSY ₁	$2,7 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$
	SUSY ₂	$2,8 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$
	S_{exp}^{95}	$3,6_{-0,3}^{+0,6}$	$3,5_{-0,5}^{+0,7}$
$\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$	SM	$4,7 \pm 0,8 \pm 1,4$	$5,7 \pm 0,9 \pm 1,8$
	SUSY ₁	25 ± 2	21 ± 2
	SUSY ₂	26 ± 3	22 ± 3
	S_{exp}^{95}	$6,3_{-0,7}^{+3,0}$	$7,3_{-1,7}^{+2,5}$

Tabelle 5.2: Die in der Signalregion durch Simulationen prognostizierte Gesamtereigniszahl sowohl für das Standardmodell als auch für die beiden in dieser Analyse betrachteten SUSY-Modelle sind dargestellt. Zusätzlich wurde aus der SM-Prognose das erwartete obere Limit an Signal-Ereignissen in dieser Region berechnet, ab welcher man bei Nicht-Detektion dieser Ereignisse ein Modell, welches diese Zahl voraussagt, mit 95 %iger Sicherheit ausschließen kann. Da die 2015 aufgenommene Datenmenge von $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$ nur zu sehr kleinen prognostizierten Ereigniszahlen führt, wurden die Prognosen durch einfaches Multiplizieren mit entsprechendem Faktor auf eine Datenmenge von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ extrapoliert.

⁶ auch wenn Ereigniszahlen aus den Daten selbstverständlich nur ganze Zahlen erlauben

Man erwartet in Form von ca. 0,5 vom SM prognostizierten Ereignissen nur sehr wenige beobachtete Reaktionen in der Signalregion. Dementsprechend liegt das erwartete Limit an Ereignissen, welches ein Modell voraussagen muss, um (bei Nichtbeobachtung) zu 95 %iger Sicherheit ausgeschlossen zu werden, mit $S_{\text{exp}}^{95} \approx 3,5$ jeweils vergleichsweise hoch.⁷ Der Grund für die wenigen Ereignisse liegt in der Definition der Signalregion. Diese wurde bewusst so gewählt, dass sie die höchstmögliche Signifikanz liefert; auf mögliche konservativere Schnitte zur Erhaltung von ausreichend hohen Ereigniszahlen wurde verzichtet.

Begründen kann man diese „harte“ Definition der Signalregion mit den zur Verfügung stehenden Daten. Die MC-Simulationen sind auf die 2015 aufgenommenen Daten mit einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$ gewichtet. Mittlerweile wurde aber bereits zum Zeitpunkt dieser Arbeit mit $\int \mathcal{L} dt \approx 16,6 \text{ fb}^{-1}$ [44] eine fast sechsmal größere Datenmenge aufgenommen und allein im Jahr 2016 gibt die ATLAS-Collaboration ein Ziel von $\int \mathcal{L} dt = 31 \text{ fb}^{-1}$ aus [45]. Das Potential der Signalregion kann mit einer höheren Datenmenge also voll ausgeschöpft werden. Um eine konkrete Abschätzung zu geben, wie groß der Bereich des ausschließbaren Parameterraums des vereinfachten SUSY-Modells unter Einbeziehung der Ende 2016 zur Verfügung stehenden Daten sein könnte, wurden deswegen durch einfache Faktorisierung die Ereignisprognosen auf $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ und damit eine fast zehnmal größere Datenmenge extrapoliert. Als Resultat liegen die beobachteten SUSY-Modelle mit ihren Ereignisprognosen deutlich über dem erwarteten Limit (Tabelle 5.2).

Das erwartete Limit wurde ausschließlich unter Betrachtung der durch das Standardmodell prognostizierten Ereignisse inklusive Unsicherheiten berechnet und kann dementsprechend als modellunabhängig angesehen werden. Analog zur Berechnung der erwarteten Ereigniszahlen für die beiden hier intensiv betrachteten Modelle kann man nun die Prognose für weitere Modelle des vom vereinfachten SUSY-Modell aufgespannten Parameterraums berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Unter der (pessimistischen) Annahme, dass die Daten die vom SM gemachten Prognosen bestätigen werden, kann man hieraus nun den ausschließbaren Bereich des Parameterraums berechnen. Eine Kombination beider Kanäle (unter der vereinfachten Annahme, beide Kanäle sowie alle SUSY-Modellprognosen seien komplett unkorreliert) erweitert diesen Bereich sogar noch ein wenig. Da die gemachten Annahmen von kompletter Unkorreliertheit insbesondere im Hinblick auf die noch nicht optimal orthogonalen Kontrollregionen beim $(\tau + e)$ -Kanal und $(\tau + \mu)$ -Kanal sowie das Fehlen einer systematischen Fehlerabschätzung physikalisch nicht komplett haltbar sind, dient das berechnete Ausschlusspotential der in dieser Arbeit definierten Signalregion eher als Illustration und ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

Trotz ausstehender Unsicherheiten bezüglich der exakten Werte kann man aus dieser Grafik mitnehmen, dass sich die Signalregion sehr gut eignet, um große Bereiche der bisher noch nicht ausgeschlossenen SUSY-Modelle auf die Probe zu stellen und den auszuschließenden Bereich stark zu vergrößern. Insbesondere im Bereich der Region hoher Massen könnten beim vereinfachten Modell Gluinomassen bis zu ca. $m_{\tilde{g}} \geq 1,6 \text{ TeV}$ ausgeschlossen werden und die Neutralinomasse bei manchen Modellen sogar bis zu $m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 800 \text{ GeV}$. Lediglich in der Region mit verdichtetem Massenspektrum kann diese Analyse den Bereich der ausschließbaren SUSY-Modelle nicht vergrößern, da aufgrund der geringen beim Teilchenzerfall frei werdenden Energien die Teilchendetektion sehr schwierig wird. Der in Run I ausgeschlossene Bereich, welcher sich nicht im erwarteten Limit dieser Analyse befindet, wurde mithilfe des Ein-Tau-Kanals analysiert [46].

Alles in allem erfüllt die Signalregion durch das insgesamt sehr hohe Ausschlusspotential den Zweck, weswegen sie definiert wurde und kann als vielversprechend gewertet werden.

⁷ Der Wert nahe an 3 überrascht nicht, so sind aufgrund der Poisson-Statistik bereits ca. 2,99 Ereignisse nötig, um ein Modell bei einer durch Beobachtungen bestätigten SM-Prognose von keinem Ereignis ausschließen zu können.

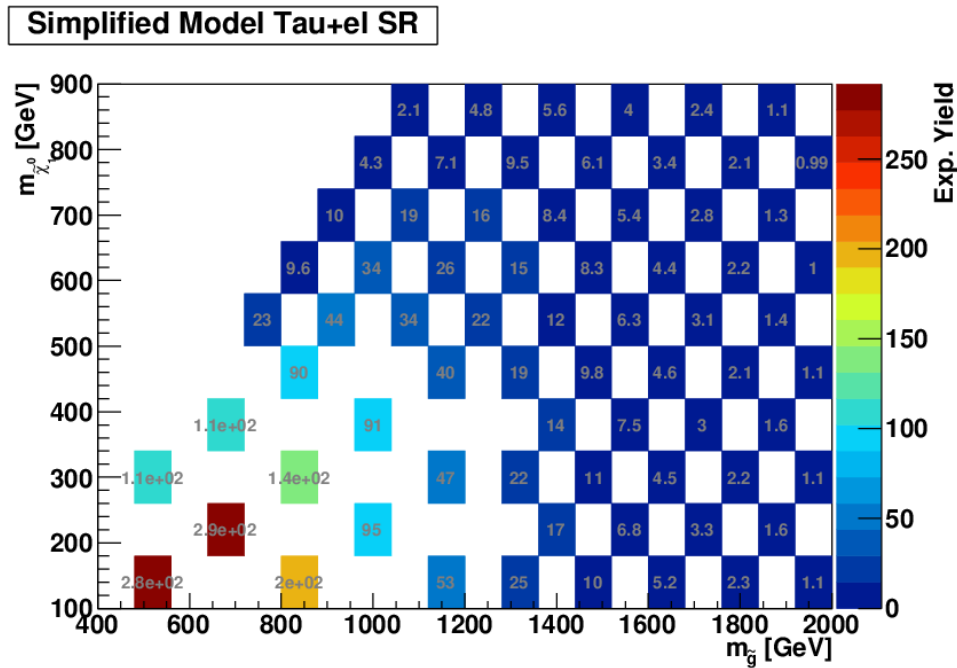


Abbildung 5.7: Die von den verschiedenen SUSY-Modellen in der Signalregion für den $(\tau + e)$ -Kanal prognostizierten Ereigniszahlen bei einer hypothetischen Datenmenge von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$. Die entsprechenden Diagramme für den $(\tau + \mu)$ -Kanal sowie für $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$ finden sich im Anhang in den Abbildungen A.10 und A.12.

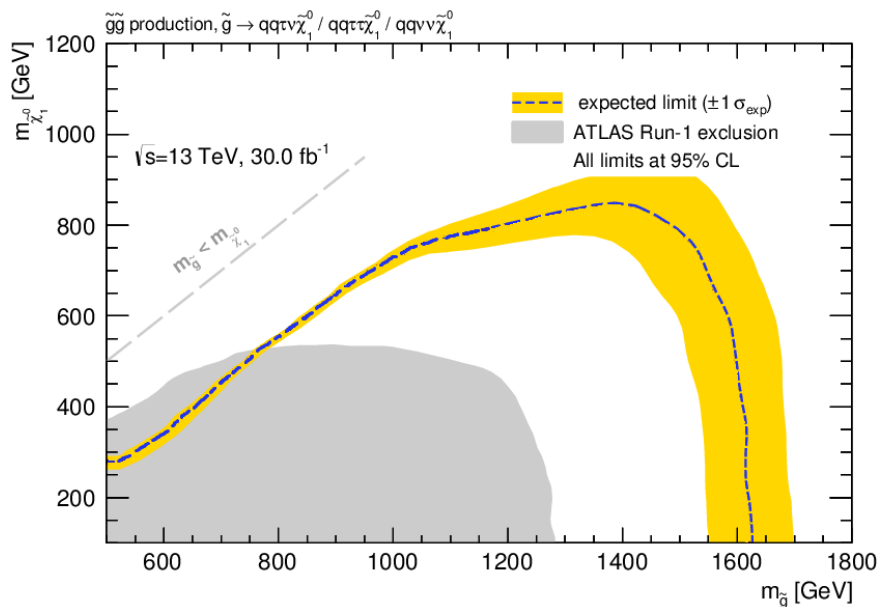


Abbildung 5.8: Das erwartete Ausschlusslimit mit 95 %iger Sicherheit des vereinfachten SUSY-Modells bezüglich der Gluino- und Neutralinomasse mithilfe der in dieser Analyse definierten Signalregion. Diese Grafik ist als Illustration zu verstehen, da für endgültige statistisch belegte Ausschlusslimits eine umfangreiche Analyse auftretender systematischer Fehler gemacht werden müsste. Außerdem wurden beide untersuchten Kanäle zur Erstellung dieser Grafik als völlig unkorreliert angenommen, was insbesondere im Hinblick auf die Kontrollregionen nicht komplett gerechtfertigt ist. Die entsprechenden Grafiken für $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$ sowie für jeden Kanal einzeln finden sich in Abbildung A.11, A.13 und A.14.

Ergebnisdiskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Studie für die Analyse zur Suche nach supersymmetrischen Ereignissen im semileptonischen Zwei-Tau-Kanal beim ATLAS-Experiment für Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 13$ TeV durchgeführt.

In Kapitel 4 wurden die Monte Carlo Simulationen des Standardmodell-Untergrundes überprüft und verifiziert. Hierzu wurden ausgehend von bereits definierten Kontrollregionen anderer Analysekanäle [18] verschiedene Kontrollregionen definiert, welche auf die im späteren Verlauf dieser Analyse definierte Signalregion angepasst sind. Bereits vorhandene Kontrollregionen konnten optimiert werden. Weiterhin wurden im Zuge dieser Analyse mit der Diboson- und Leptonen-Kontrollregion zwei Regionen neu definiert, welche vor allem für den semileptonischen Zwei-Tau-Kanal von Interesse sind.

Die Aufteilung der SM-Ereignisse nach ihrer Topologie in verschiedene Kontrollregionen gelang mit hoher Reinheit. Ein Abgleich der MC-Simulationen mit den Daten konnte bestätigen, dass die SM-Ereignisse gut beschrieben und verstanden sind.

Aufbauend auf diesem Verständnis wurde in Kapitel 5 unter mehreren Zielsetzungen das Verhalten von SM-Untergrund im Vergleich zu SUSY-Ereignissen in Abhängigkeit verschiedener Observablen untersucht.

Mithilfe von Signifikanz-Scans unter Einbeziehung vieler möglicher an die Ereignisse zu stellenden Bedingungen konnte gezeigt werden, dass ein Trigger, welcher auf fehlende Transversalenergie E_T^{miss} sensibel ist, für die hier analysierten Kanäle einem leptonischen Trigger vorzuziehen ist. Zwar lieferte der E_T^{miss} -Trigger zunächst nur geringfügig höhere Signifikanzen als die leptonischen Trigger, eine klare Tendenz zu Gunsten des E_T^{miss} -Triggers wurde aber vor allem nach Anwendung weiterer Selektionsschnitte sehr deutlich.

Mithilfe dreidimensionaler Parameterscans konnte eine Signalregion mit hoher Signifikanz definiert werden. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass die Methode eines mehrdimensionalen Parameterscans zu – im Vergleich zur eindimensionalen Betrachtung der Parameter – verschobenen und höheren Maximalwerten der Signifikanz führt. Dieser zusätzliche Informationsgewinn hebt die mehrdimensionale Betrachtung der Parameter von einer eindimensionalen ab und führt zu einer besseren Abstimmung der verschiedenen an die Signalregion zu stellenden Bedingungen.

Abschließend wurde mithilfe der in der Signalregion prognostizierten SM-Untergrundereignisse ein erwartetes Limit von Ereignissen ausgerechnet, welches SUSY-Modelle in dieser Region prognostizieren

müssen, um zu 95 %iger Sicherheit ausgeschlossen werden zu können. Mithilfe einer Extrapolation der Datenmenge auf den Ende 2016 erwarteten Wert von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ konnte gezeigt werden, dass große Bereiche des von Run I noch nicht ausgeschlossenen SUSY-Modell-Parameterraums mithilfe der hier definierten Signalregion überprüft und eventuell ausgeschlossen werden können.

Um diese Analyse zu vervollständigen und mithilfe von Daten innerhalb der Signalregion auszuwerten, müssten in Zukunft mithilfe der Kontrollregionen an die Ereignistopologie angepasste Neugewichtungen der MC-Simulationen vorgenommen werden. Weiterhin ist geplant, mithilfe von Formanpassungen die verschiedenen SM-Untergründe noch besser zu verstehen und modellieren zu können. Insbesondere die Diboson-Ereignisse könnten mit dieser Methode besser beschrieben werden.

Aufbauend auf den so optimierten SM-Komponenten kann anschließend eine umfassende Abschätzung der systematischen Fehler für die verschiedenen Ereignistopologien vorgenommen werden. Hiermit wären alle Voraussetzungen erfüllt, um die Signalregion mit den bis dahin vorhandenen Daten abzugleichen und auf mögliche Hinweise auf SUSY zu überprüfen. Abhängig von dessen Ergebnis kann dann eine neue auszuschließende Region des SUSY-Modell-Parameterraums berechnet und belegt werden.

Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse lassen also das Potential des semileptonischen Zwei-Tau-Kanals für die Suche nach SUSY erkennen und darauf hoffen, dass eine vollständige Auswertung dieses Kanals zu neuen Erkenntnissen bezüglich einer eventuellen in der Natur realisierter Supersymmetrie führt.

Anhang

A.1 Ergänzende Diagramme der Kontrollregionen

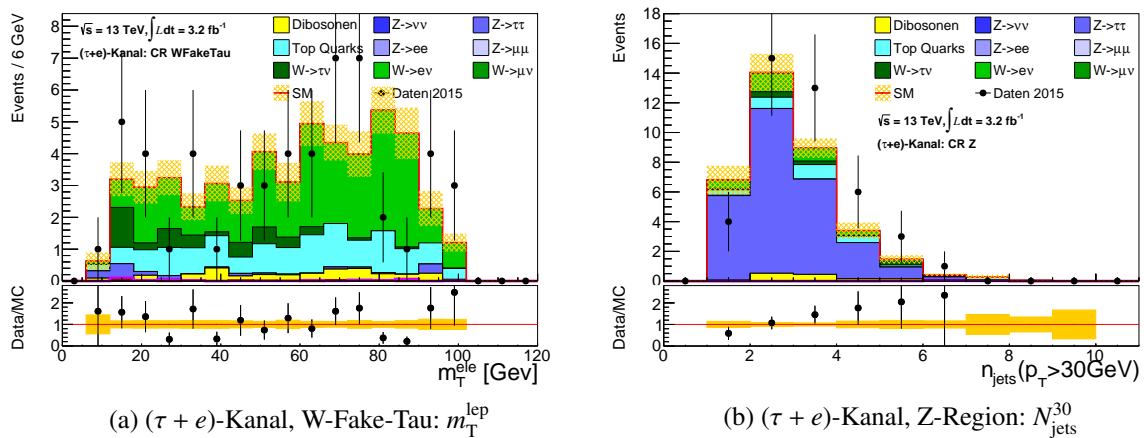


Abbildung A.1: Es sind zwei Variablen dargestellt, welche anscheinend von den MC-Simulationen in der hier betrachteten Kontrollregion nicht gut modelliert werden. Die Daten tendieren vor allem in der Z-CR zu etwas mehr Ereignissen mit hohen N_{jets}^{30} . Diese Variablen werden (genau wie alle weiteren betrachteten Variablen) in anderen Kontrollregionen allerdings deutlich besser modelliert, sodass diese „Fehlsimulation“ eine Ausnahme bleibt.

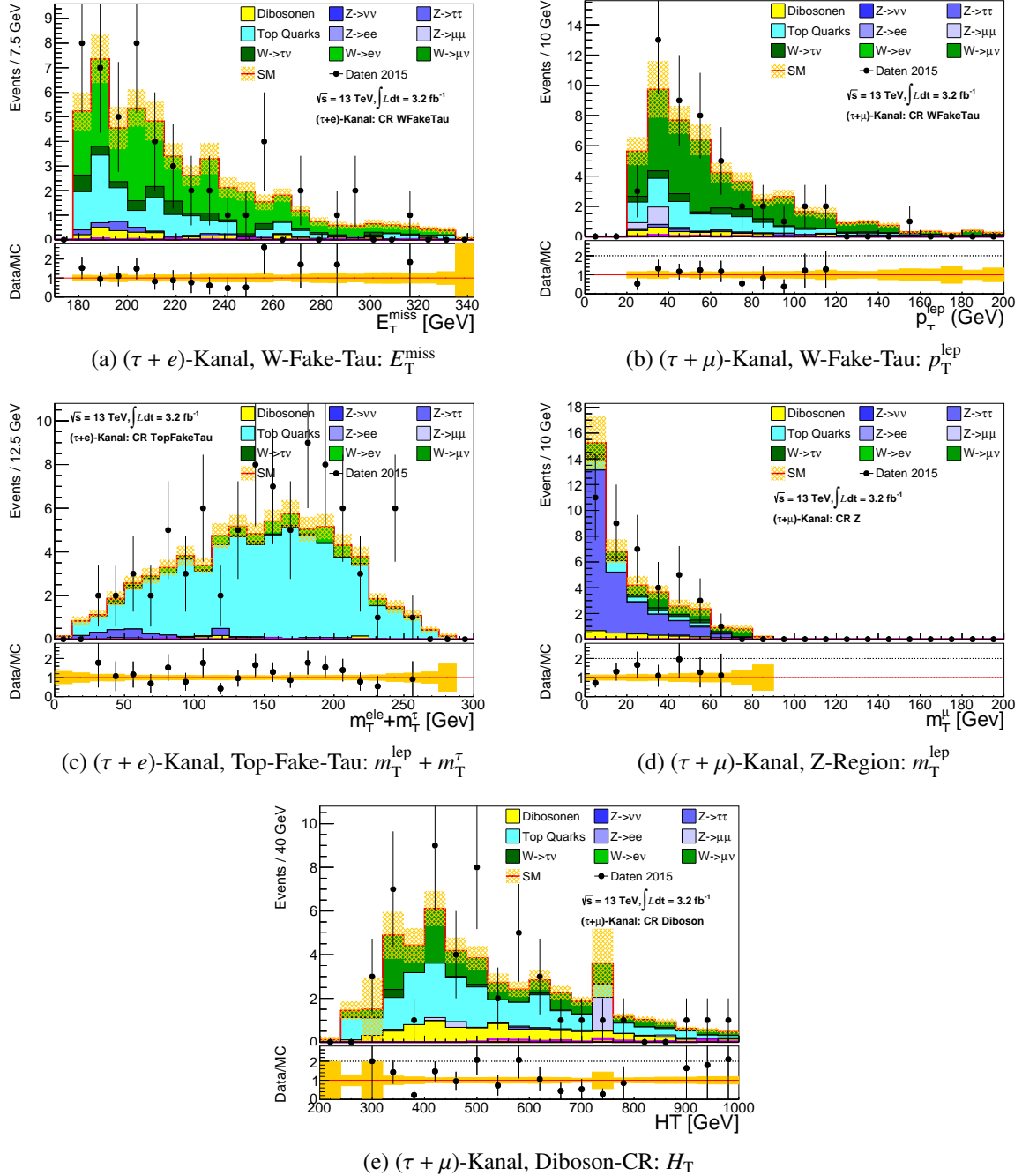


Abbildung A.2: Die in Abschnitt 4.3 dargestellten Diagramme zur Vollständigkeit halber im jeweils noch nicht dargestellten Kanal. Auch hier ist die Übereinstimmung mit den Daten größtenteils gewährleistet.

A.2 Ergänzende Informationen zur Trigger-Vergleichsstudie

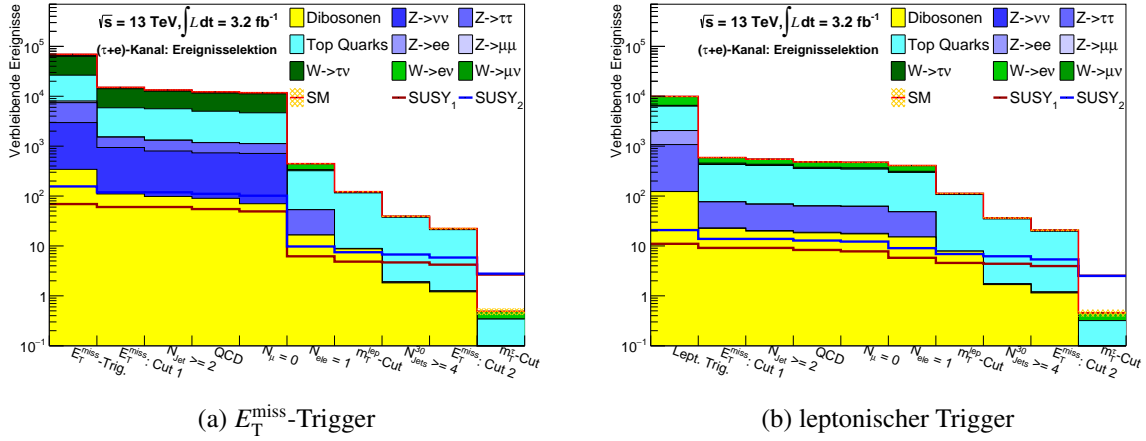


Abbildung A.3: Das Verhalten der Ereignisse nach Anwenden der verschiedenen Schnitte (engl. sogenannter *cutflow*, vgl. Tabelle 5.1) für den $(\tau + e)$ -Kanal. Während der leptonic Trigger bereits bei deutlich weniger Ereignissen anspricht (vergleiche die Absolutwerte auf der y -Achse), fallen beim E_T^{miss} -Trigger viele Ereignisse aufgrund der Forderung nach mindestens einem leichten Lepton raus, sodass am Ende die Ereigniszahlen vergleichbar erscheinen.

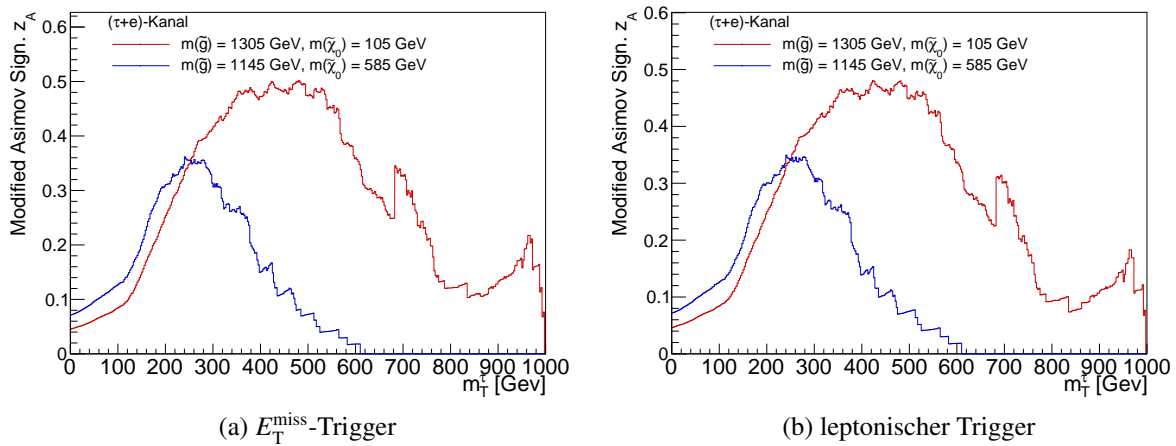


Abbildung A.4: Die Asimov-Signifikanz des $(\tau + e)$ -Kanals für die Observable m_{τ}^{miss} ist dargestellt. Auf den ersten Blick sind kaum Unterschiede zwischen den beiden verwendeten Triggern bei dieser Observable festzustellen.

E_T^{miss} - Trigger:	Observable	Nach Vorauswahl		In Signalregion		Kein E_T^{miss} -Schnitt	
		SUSY ₁	SUSY ₂	SUSY ₁	SUSY ₂	SUSY ₁	SUSY ₂
$(\tau + e)$ -Kanal	m_T^{lep}	0,25	0,21	2,74	2,73	1,62	0,82
	m_T^τ	0,50	0,36	2,57	2,50	1,37	0,67
	H_T	0,80	0,26	2,86	2,50	1,41	0,57
	E_T^{miss}	0,54	0,31	2,52	2,50	1,54	0,74
	N_{Jet30}	0,41	0,39	2,58	2,47	1,81	0,95
$(\tau + \mu)$ -Kanal	m_T^{lep}	0,26	0,19	2,23	2,36	1,12	0,51
	m_T^τ	0,32	0,28	1,94	2,05	0,97	0,41
	H_T	0,62	0,19	2,22	2,04	1,08	0,38
	E_T^{miss}	0,45	0,25	2,18	2,03	1,25	0,50
	N_{Jet30}	0,25	0,33	1,92	2,00	1,38	0,66

lept. Trigger:	Observable	Nach Vorauswahl		In Signalregion		Kein E_T^{miss} -Schnitt	
		SUSY ₁	SUSY ₂	SUSY ₁	SUSY ₂	SUSY ₁	SUSY ₂
$(\tau + e)$ -Kanal	m_T^{lep}	0,25	0,21	2,69	2,56	1,53	0,77
	m_T^τ	0,48	0,35	2,44	2,36	1,17	0,58
	H_T	0,76	0,25	2,74	2,36	1,35	0,50
	E_T^{miss}	0,50	0,31	2,50	2,39	1,48	0,73
	N_{Jet30}	0,40	0,38	2,46	2,33	1,72	0,91
$(\tau + \mu)$ -Kanal	m_T^{lep}	0,20	0,17	1,99	2,11	1,06	0,51
	m_T^τ	0,27	0,27	1,75	1,79	0,88	0,40
	H_T	0,59	0,23	1,97	1,79	1,02	0,37
	E_T^{miss}	0,41	0,23	2,03	1,79	1,15	0,48
	N_{Jet30}	0,22	0,32	1,72	1,74	1,27	0,65

Tabelle A.1: Die gelieferte maximale Signifikanz für verschiedene Observablen nach der Vorauswahl aus Abschnitt 4.2, nach Forderung der in Abschnitt 5.3 definierten Signalregion und nach einer eigens für den leptonicen Trigger definierten Region ohne das Stellen einer Bedingung an E_T^{miss} . In dieser wird $(m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau) > 380$ GeV sowie $H_T > 1$ TeV gefordert. (Die Verwendung des E_T^{miss} -Triggers ohne seine Plateau-Schnitte ist strenggenommen kritisch, da dann dessen Effizienz nicht optimiert ist. Die Werte dieses Triggers in der Region ohne E_T^{miss} -Schnitt sind dementsprechend mit Vorsicht zu genießen und dienen der Anschaulichkeit.) Vor allem nach Anwendung einiger Schnitte liefert der E_T^{miss} -Trigger erkennbar größere Signifikanzen, weswegen er dem leptonicen Trigger vorzuziehen ist (vgl. Abschnitt 5.2).

A.3 Signifikanz-Scans zur Definition der Signalregion

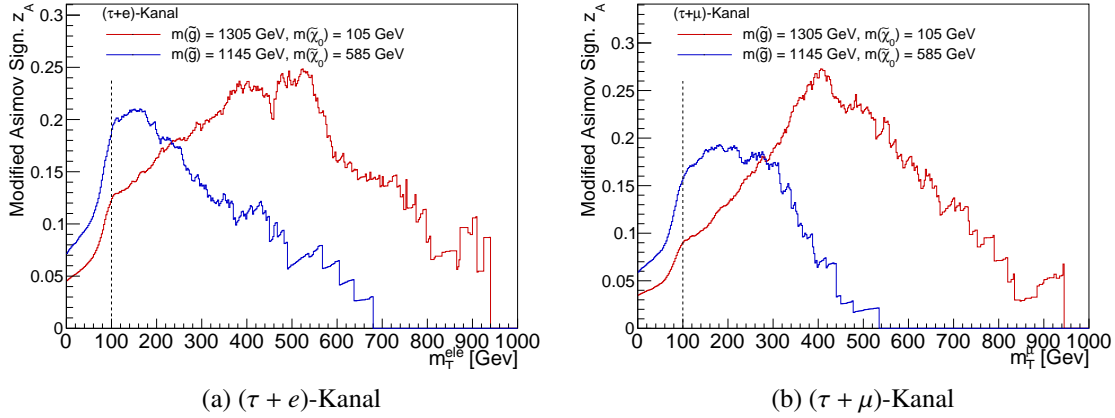


Abbildung A.5: Die Asimov-Signifikanz für die Observable m_T^{lep} ist dargestellt. Die Forderung $m_T^{\text{lep}} > 100$ GeV ist offensichtlich zur Definition der Signalregion sehr gut geeignet, da sie eine große Steigerung der Signifikanz zur Folge hat (vgl. Abschnitt 5.3).

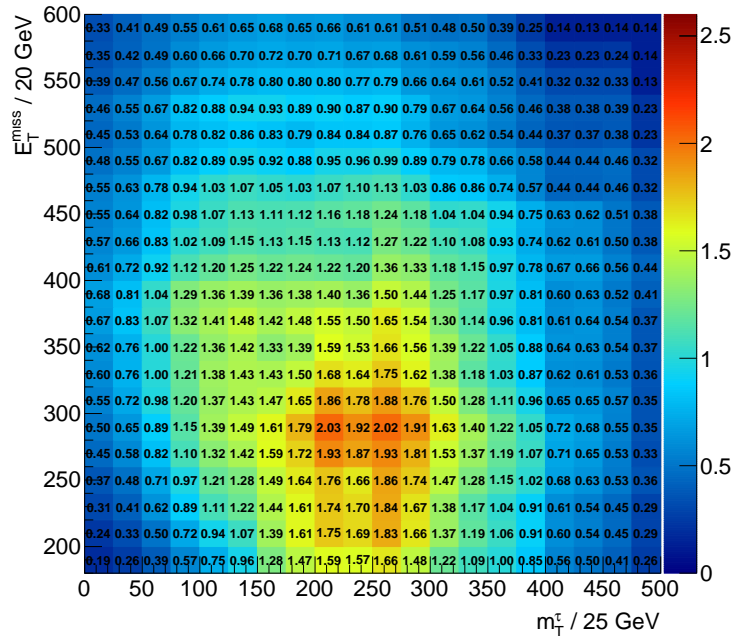
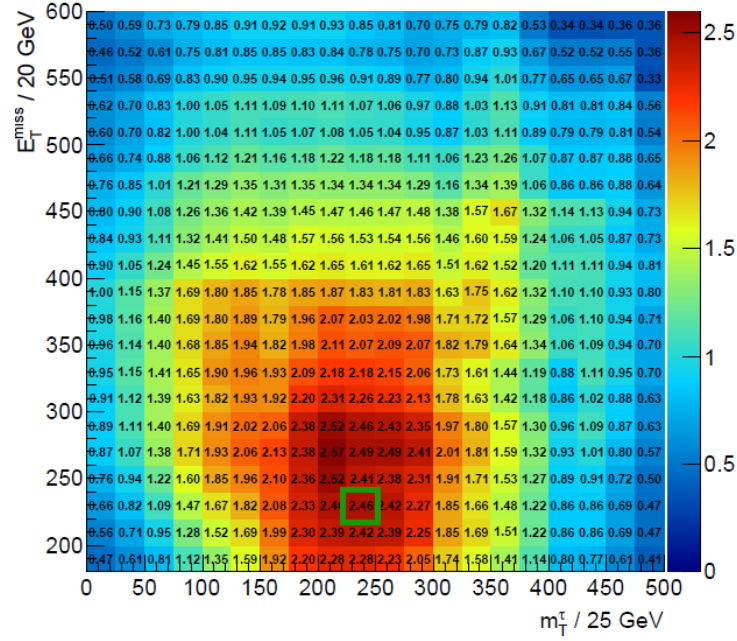
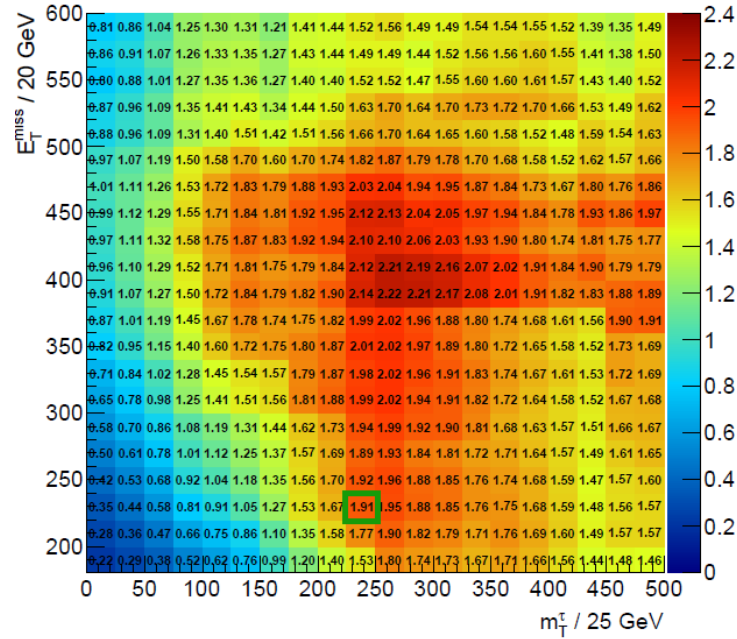


Abbildung A.6: Analog zu Abbildung 5.4 ist in dieser Abbildung eine zweidimensionale Überprüfung der modifizierten Asimov-Signifikanz für das SUSY₂-Modell im $(\tau + e)$ -Kanal dargestellt. Diese ist für die zeitgleiche Forderung von den auf den Achsen aufgetragenen Werten für E_T^{miss} und m_T^τ aufgetragen. Man erkennt, dass sich die optimalen Signifikanzwerte für das Stellen einer Bedingung an E_T^{miss} sich bei gleichzeitigen Forderungen an m_T^τ zu kleineren Werten verschieben.



(a) SUSY₂-Modell im ($\tau + e$)-Kanal



(b) SUSY₁-Modell im ($\tau + \mu$)-Kanal

Abbildung A.7: Analog zu Abbildung 5.5 ist die modifizierte Asimov-Signifikanz für das SUSY₂-Modell im ($\tau + e$)-Kanal (a) und das SUSY₁-Modell im ($\tau + \mu$)-Kanal (b) dargestellt. Es ist m_T^τ gegen E_T^{miss} aufgetragen und zusätzlich gefordert, dass $N_{\text{jets}}^{30} \geq 4$. Mit grün ist die durch eine erweiterte Analyse um das SUSY₂-Modell im ($\tau + \mu$)-Kanal gefundene optimale Signalregion markiert.

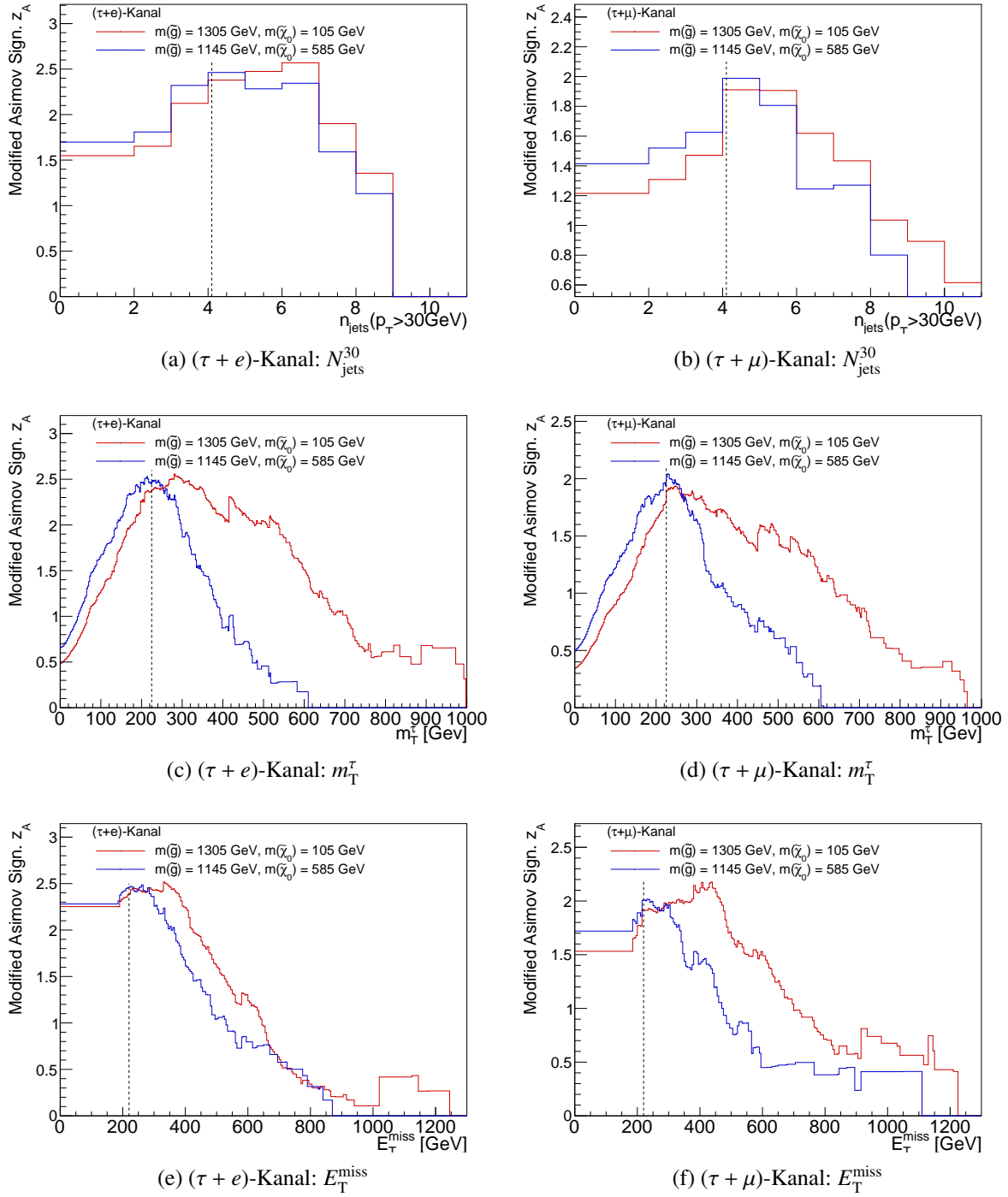


Abbildung A.8: Die im dreidimensionalen Parameterscan zur größten Signifikanz führenden Observablen jeweils eindimensional. Bei den Signifikanz-Scans wurde bis auf die Forderung, welche jeweils die überprüfte Observable selbst betrifft, jede Bedingung für die Signalregion bereits gestellt. Die gestrichelte Linie gibt die gefundene bestmögliche Signifikanz an. An dem stetigen Verlauf der Signifikanzkurve in diesem Bereich erkennt man, dass keine statistischen Fluktuationen für die Maximalwerte verantwortlich sind (vgl. Abschnitt 5.3).

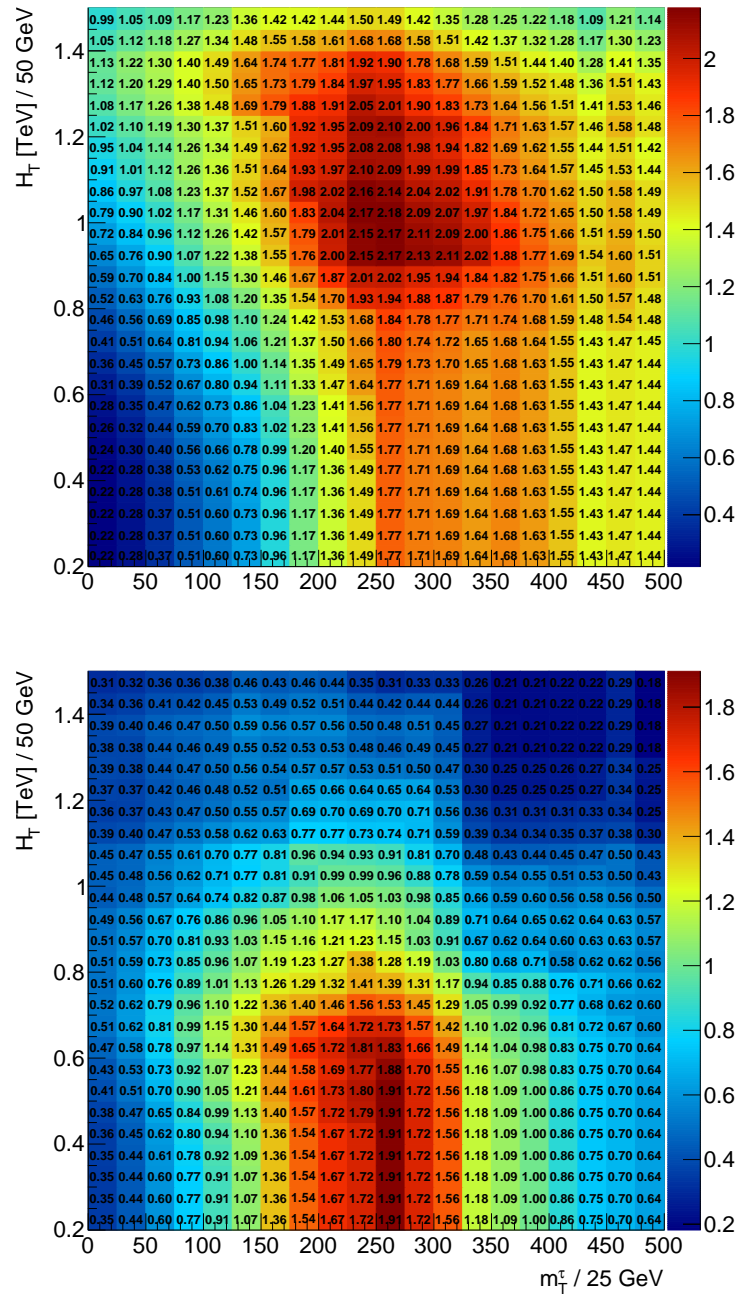


Abbildung A.9: Die Abbildung ist Teil einer dreidimensionalen Überprüfung der modifizierten Asimov-Signifikanz für das SUSY₁-Modell (oben) und das SUSY₂-Modell (unten) im $(\tau + \mu)$ -Kanal. Es ist m_T^c gegen H_T aufgetragen und zusätzlich gefordert, dass $N_{\text{jets}}^{30} \geq 4$. Man kann gut erkennen, dass der Schwerpunkt der höchsten Signifikanz für beide Modelle bezüglich H_T sehr unterschiedlich ist, weswegen sich diese Observable (ergänzend zu den etwas kleineren Maximalwerten) weniger gut zur Definition der Signalregion eignet.

A.4 Ergänzende Diagramme zur Bestimmung des erwarteten Limits

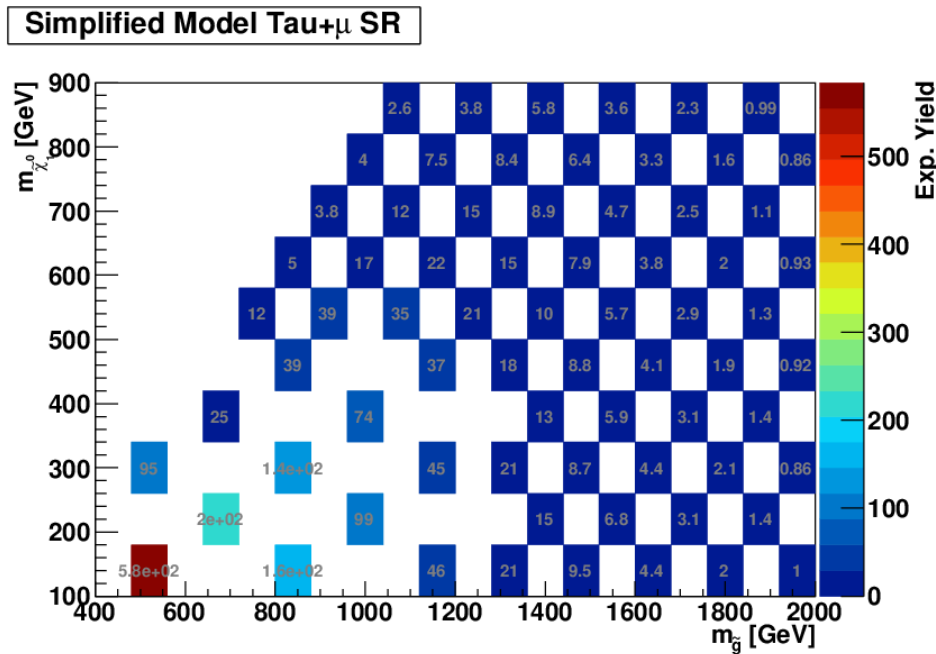


Abbildung A.10: Die von den verschiedenen SUSY-Modellen in der Signalregion für den $(\tau + \mu)$ -Kanal prognostizierten Ereigniszahlen bei einer hypothetischen Datenmenge von $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$

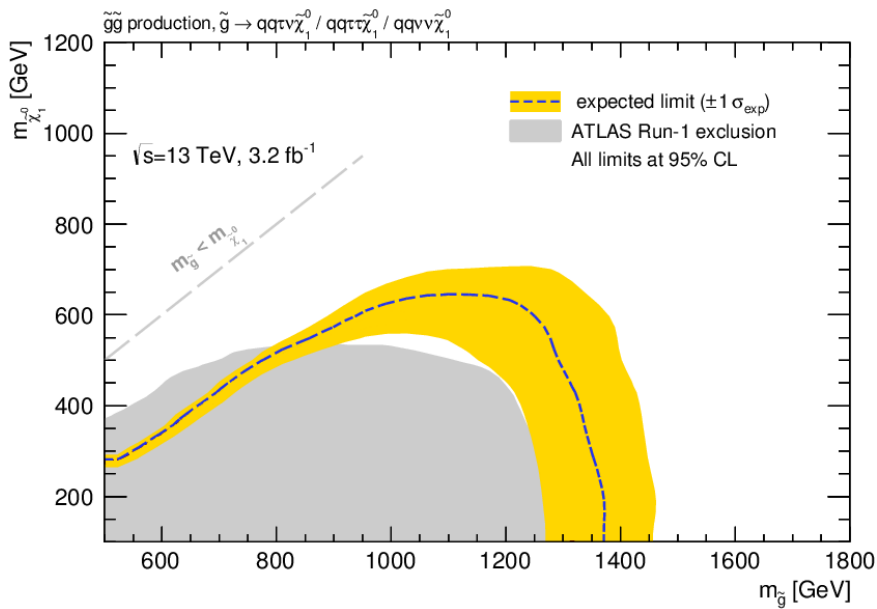
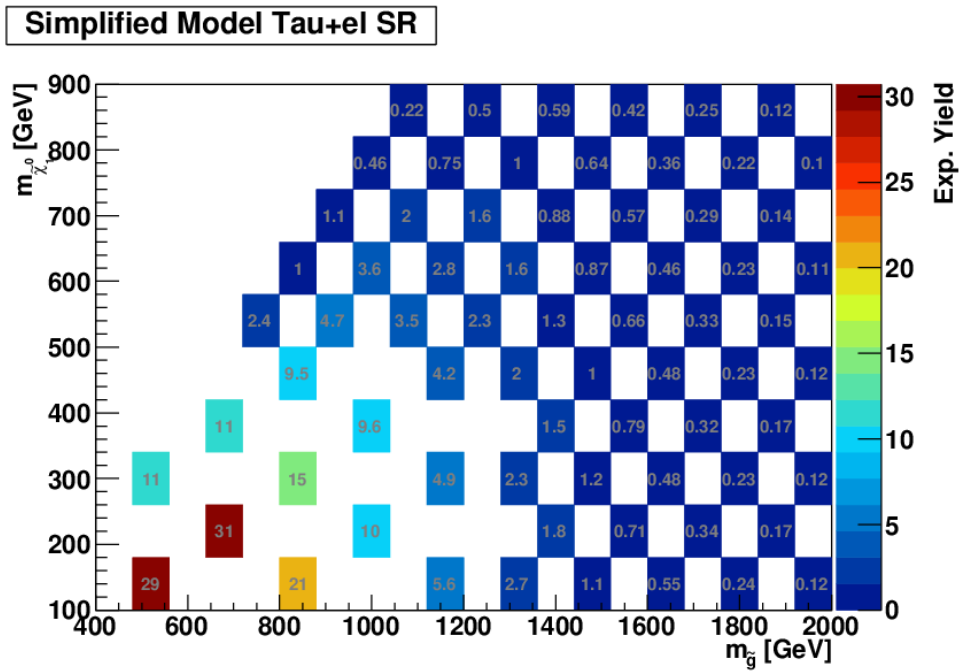
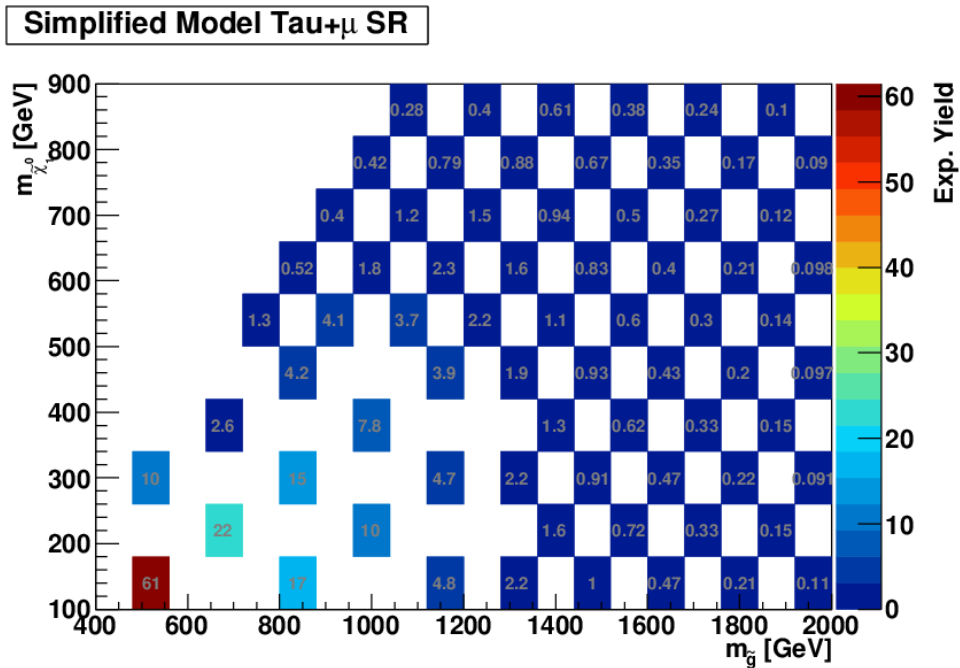


Abbildung A.11: Das erwartete Ausschlusslimit mit 95%iger Sicherheit des vereinfachten SUSY-Modells bezüglich der Gluino- und Neutralinomasse mithilfe der in dieser Analyse definierten Signalregion für $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$ nach Kombination beider analysierter Kanäle.

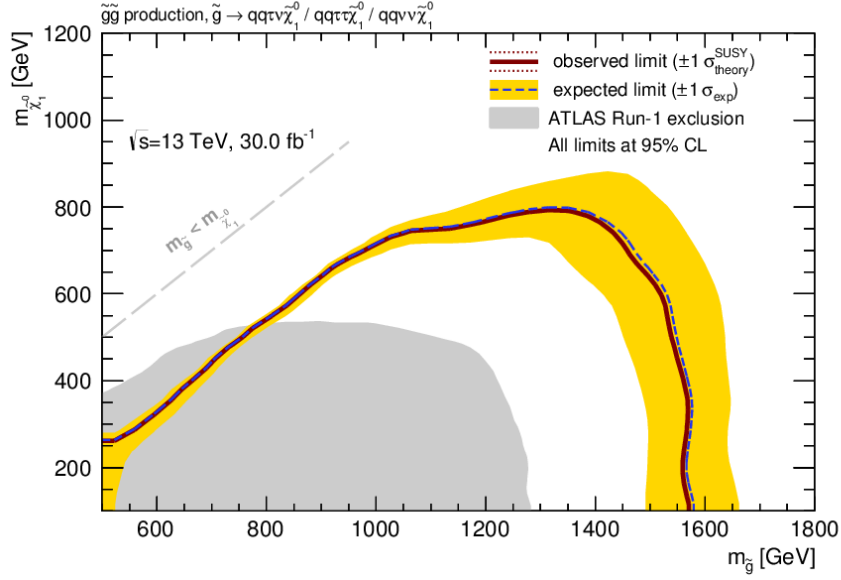


(a) $(\tau + e)$ -Kanal

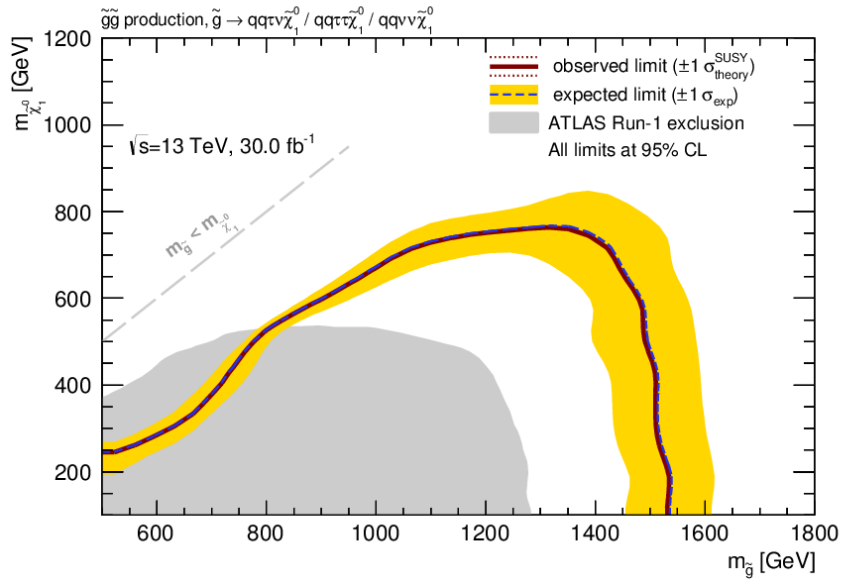


(b) $(\tau + \mu)$ -Kanal

Abbildung A.12: Die von den verschiedenen SUSY-Modellen in der Signalregion prognostizierten Ereigniszahlen bei einer hypothetischen Datenmenge von $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$.

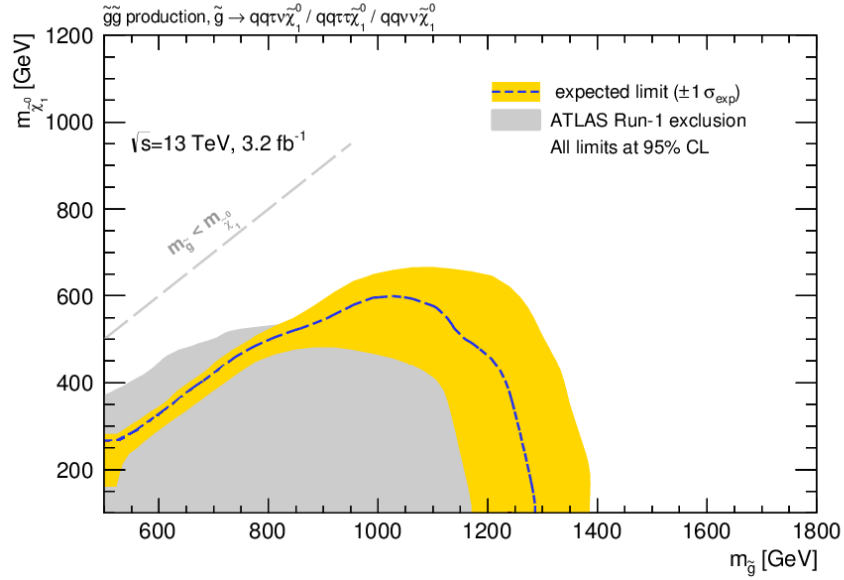


(a) $(\tau + e)$ -Kanal

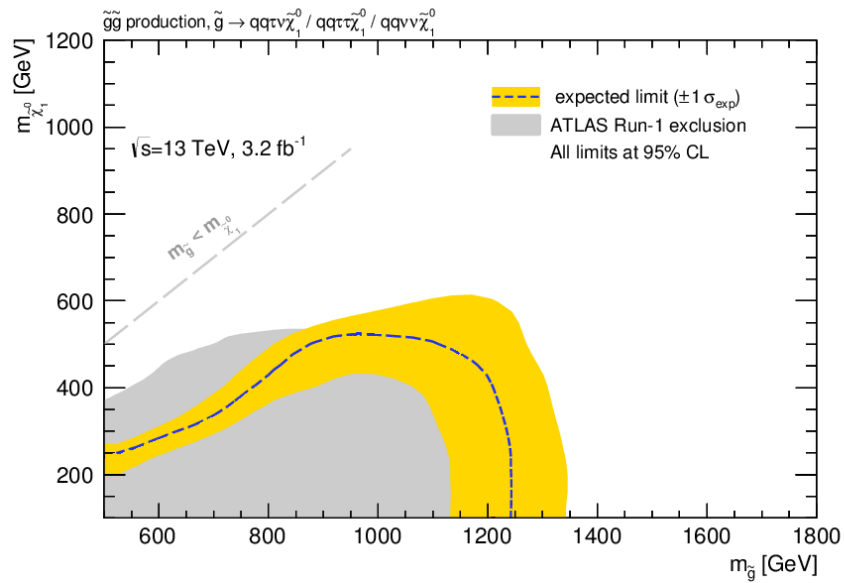


(b) $(\tau + \mu)$ -Kanal

Abbildung A.13: Das erwartete Ausschlusslimit mit 95%iger Sicherheit des vereinfachten SUSY-Modells bezüglich der Gluino- und Neutralinomasse mithilfe der in dieser Analyse definierten Signalregion für $\int \mathcal{L} dt = 30 \text{ fb}^{-1}$ für jeden Kanal einzeln. Für die Berechnung des *observed* Limits wurde angenommen, dass die in den Daten detektierten Ereignisse der prognostizierten SM-Untergrundereigniszahl entspricht.



(a) $(\tau + e)$ -Kanal



(b) $(\tau + \mu)$ -Kanal

Abbildung A.14: Das erwartete Ausschlusslimit mit 95 %iger Sicherheit des vereinfachten SUSY-Modells bezüglich der Gluino- und Neutralinomasse mithilfe der in dieser Analyse definierten Signalregion für $\int \mathcal{L} dt = 3,2 \text{ fb}^{-1}$ für jeden Kanal einzeln. Wie man auch schon in Tabelle 5.2 sehen konnte, kann der ausschließbare Bereich des SUSY-Modell-Parameterraums so kaum vergrößert werden.

Literatur

- [1] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588 (siehe S. 3).
- [2] S. Weinberg, *Elementary particle theory of composite particles*, *Phys. Rev.* **130** (1963) 776–783 (siehe S. 3).
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266 (siehe S. 3).
- [4] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, *Conf. Proc.* **C680519** (1968) 367–377 (siehe S. 3).
- [5] H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, *Advantages of the Color Octet Gluon Picture*, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365–368 (siehe S. 3).
- [6] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne*, 9. Aufl., ISBN: 978-3-642-37821-8, Springer, 2014 (siehe S. 3, 4, 7, 14).
- [7] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Physics Letter B* **716** (2012) 1–29, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X> (siehe S. 3).
- [8] Wikipedia: Elementarteilchen, abgerufen am 20.06.2016, URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Elementarteilchen#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg (siehe S. 4).
- [9] M. Böhler, *Exclusive Search for Supersymmetry with Same-Flavour Di-Lepton Final States with the ATLAS Detector*, desy-thesis-12-022, Doktorarbeit: Universität Hamburg, 2012, URL: <http://www-library.desy.de/diss12.html> (siehe S. 3, 7, 12, 14, 16).
- [10] Partikle Data Group, *Particle Listings*, 2015, URL: http://pdg.lbl.gov/2015/listings/contents_listings.html (siehe S. 3, 5, 14, 21).
- [11] D. I. Kazakov, *Beyond the Standard Model (In Search of Supersymmetry)*, 11.01.2001, URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0012288> (siehe S. 5).
- [12] S. Schaepe, *Search for Supersymmetry in Tau Lepton Final States with the ATLAS Detector*, Doktorarbeit: Universität Bonn, 2016, URL: <http://hss.ulb.uni-bonn.de/2016/4238/4238.htm> (siehe S. 5–7, 10–16, 18, 20, 21, 23, 32, 36).
- [13] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, DeKalb IL 60115, 7.01.2016, URL: <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9709356.pdf> (siehe S. 5, 6).
- [14] T. Schörner-Sadenius, *The Large Hadron Collider - Harvest of Run 1*, ISBN: 978-3-319-15000-0, Springer, 2015 (siehe S. 5, 7, 9, 10).

- [15] W. Bernreuther, *CP violation and baryogenesis*, PITHA 02/08, 2002, URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205279> (siehe S. 5).
- [16] NASA, *Planck Mission Brings Universe Into Sharp Focus*, 21.03.2013, abgerufen am 21.06.2016, URL: http://www.nasa.gov/mission_pages/planck/news/planck20130321.html#.V2kpK01F5E1 (siehe S. 5).
- [17] O. Ricken, *Development and Analysis of Simplified Models in the Search for Supersymmetry with Tau Leptons in the Final State at the ATLAS Experiment*, BONN-IB-2013-03, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013, URL: <https://www.lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/ergebnisse/dateien/t00000044.pdf?c=t&id=44> (siehe S. 7, 8, 16).
- [18] M. Aaboud u. a., *Search for squarks and gluinos in events with hadronically decaying tau leptons, jets and missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV recorded with the ATLAS detector*, (2016), arXiv:1607.05979 [hep-ex] (siehe S. 8, 19, 22, 24, 28, 29, 32, 36, 39).
- [19] C. D. Server, *Restarting the LHC: Why 13 TeV?*, abgerufen am 22.06.2016, URL: <http://home.cern/about/engineering/restarting-lhc-why-13-tev> (siehe S. 9).
- [20] Weltmaschine, abgerufen am 22.06.2016, URL: http://www.weltmaschine.de/service__material/mediathek/lhc/ (siehe S. 9).
- [21] T. Nattermann, *Search for Supersymmetry with Tau Leptons, Muons, Missing Transverse Momentum and Jets with the ATLAS Experiment at the Large Hadron Collider*, Doktorarbeit: Universität Bonn, 2013, URL: <https://web.physik.uni-bonn.de/groups/lhcilc/view.php?lang=de&c=t&id=43> (siehe S. 10, 14, 15, 20, 32).
- [22] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3**.08 (2008) S08003, URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003> (siehe S. 10–13).
- [23] ATLAS Collaboration, *The silicon microstrip sensors of the {ATLAS} semiconductor tracker*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **578.1** (2007) 98–118, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207007644> (siehe S. 12).
- [24] Y. Nakahama, *The ATLAS Trigger System: Ready for Run-2*, Journal of Physics: Conference Series **664.8** (2015) 082037, URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/664/i=8/a=082037> (siehe S. 13).
- [25] M. Cacciari, G. P. Salam und G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph] (siehe S. 14).
- [26] F. Friedrich, *Tau Lepton Reconstruction and Identification at ATLAS*, (2012), [EPJ Web Conf.28,2007(2012)], arXiv:1201.5466 [hep-ex] (siehe S. 14).
- [27] G. Aad u. a., *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. **C74.7** (2014) 2941, arXiv:1404.2240 [hep-ex] (siehe S. 15).
- [28] A. Ezhilov, *Electrons in ATLAS: from Run 1 to Run 2*, Techn. Ber. ATL-PHYS-PROC-2015-180, 2015, URL: <https://cds.cern.ch/record/2112121> (siehe S. 15).

- [29] H. Herde, *Muon reconstruction performance in ATLAS at Run-II*, Techn. Ber. ATL-PHYS-PROC-2015-121, CERN, Okt. 2015, URL: <https://cds.cern.ch/record/2059849> (siehe S. 15).
- [30] G. Aad u. a., *Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data*, *Eur. Phys. J.* **C74.11** (2014) 3130, arXiv:1407.3935 [hep-ex] (siehe S. 15).
- [31] G. Aad u. a., *Identification and energy calibration of hadronically decaying tau leptons with the ATLAS experiment in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV*, *Eur. Phys. J.* **C75.7** (2015) 303, arXiv:1412.7086 [hep-ex] (siehe S. 15).
- [32] ATLAS Collaboration, *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC*, Techn. Ber. ATL-PHYS-PUB-2015-045, CERN, Nov. 2015, URL: <http://cds.cern.ch/record/2064383> (siehe S. 15).
- [33] M. J. Schultens, *Search for Supersymmetry in Final States with Hadronically and Leptonically Decaying Tau Leptons at the ATLAS experiment*, (private Kommunikation), Doktorarbeit: Universität Bonn (siehe S. 16, 28, 29, 32, 36).
- [34] S. Shaw, *The Run-2 ATLAS Trigger System*, abgerufen am 26.07.2016, URL: <https://cds.cern.ch/record/2127944/files/ATL-DAQ-SLIDE-2016-041.pdf> (siehe S. 19).
- [35] Partikle Data Group, *t-Quark*, 2015, URL: <http://pdg.lbl.gov/2015/listings/rpp2015-list-t-quark.pdf> (siehe S. 23).
- [36] Bertrand Martin dit Latour, (private Kommunikation), University of Bergen (siehe S. 28).
- [37] G. Cowan u. a., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, *Eur. Phys. J.* **C71** (2011) 1554, [Erratum: *Eur. Phys. J.* C73,2501(2013)], arXiv:1007.1727 [physics.data-an] (siehe S. 28).
- [38] G. Cowan, *Expected discovery significance for counting experiment with background uncertainty*, abgerufen am 14.07.2016, URL: http://www.pp.rhul.ac.uk/~cowan/atlas/cowan_statforum_8may12.pdf (siehe S. 28).
- [39] R. M. White, *Trigger E/gamma Validation Status*, 2015, URL: https://indico.cern.ch/event/377675/contributions/897786/attachments/753292/1033386/EgammaValidationReportMarch11_2015.pdf (siehe S. 29).
- [40] T. Masubuchi und C. Kato, *Lepton Trigger Studies for A \rightarrow ZH 2lepton analysis*, 2015, URL: http://indico.cern.ch/event/393529/contributions/1830427/attachments/787461/1079417/HbbWorkthrough_trigger.pdf (siehe S. 29).
- [41] A. Roodman, *Blind analysis in particle physics*, eConf **C030908** (2003) TUIT001, [,166(2003)], arXiv:physics/0312102 [physics.data-an] (siehe S. 35).
- [42] *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011*, Techn. Ber. CMS-NOTE-2011-005. ATL-PHYS-PUB-2011-11, CERN, Aug. 2011, URL: <http://cds.cern.ch/record/1379837> (siehe S. 36).
- [43] M. Baak u. a., *HistFitter software framework for statistical data analysis*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015) 153, arXiv:1410.1280 [hep-ex] (siehe S. 36).

- [44] ATLAS Experiment - Public Results, *Luminosity summary plots for 2016 pp data taking*, abgerufen am 02.08.2016, URL: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#Luminosity_summary_plots_for_201 (siehe S. 37).
- [45] ATLAS Experiment - Performance 2016, abgerufen am 24.07.2016, URL: <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/performance/2016-performance.htm> (siehe S. 37).
- [46] G. Aad u. a., *Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 — interpreted in the phenomenological MSSM*, *JHEP* **10** (2015) 134, arXiv:1508.06608 [hep-ex] (siehe S. 37).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Elementarteilchen des Standardmodells	4
2.2	Die Entwicklung der inversen Kopplungskonstanten α_a^{-1}	5
2.3	Das vereinfachte SUSY-Modell	8
3.1	Der LHC	9
3.2	Der ATLAS-Detektor	11
3.3	Der innere Detektor von ATLAS	11
4.1	Beispielhafte SM-Prozesse	18
4.2	Verteilung von m_T^{lep} nach der Vorauswahl	21
4.3	Ereignistopologie eines gefälschten Taus im Vergleich zu der eines wahren Taus	23
4.4	W-Fake-Tau-CR	24
4.5	Top-Quark-CRs	24
4.6	Z- und W-True-Tau-CR	25
4.7	Diboson- und Leptonen-CR	26
5.1	Der von dem vereinfachten SUSY-Modell aufgespannte Parameterraum	28
5.2	E_T^{miss} -Verteilung des SM-Untergrundes und der SUSY-Ereignisse	29
5.3	Signifikanzvergleich der Trigger für den $(\tau + \mu)$ -Kanal	31
5.4	Zweidimensionaler Signifikanzplot für m_T^τ und E_T^{miss} im $(\tau + \mu)$ -Kanal	33
5.5	Die Definition der Signalregion aus dreidimensionaler Signifikanzanalyse	34
5.6	Die Signalregion	35
5.7	Erwartete Ereigniszahlen der verschiedenen SUSY-Modelle für den $(\tau + e)$ -Kanal	38
5.8	Ausschlusspotential der Signalregion im SUSY-Modell-Parameterraum	38
A.1	Ergänzende CR-Bilder	41
A.2	Ergänzende CR-Bilder	42
A.3	Cutflow der unterschiedlichen Trigger für den $(\tau + e)$ -Kanal	43
A.4	Signifikanzvergleich der Trigger für den $(\tau + e)$ -Kanal	43
A.5	Motivation des m_T^{lep} -Schnitts mithilfe der Signifikanz	45
A.6	Zweidimensionaler Signifikanzplot für m_T^τ und E_T^{miss} im $(\tau + e)$ -Kanal	45
A.7	Teil der dreidimensionalen Analyse von m_T^τ und E_T^{miss} , Überprüfung der Signalregion	46
A.8	Überprüfung der Signalregion-Bedingungen	47
A.9	Teil der dreidimensionalen Analyse von m_T^τ und H_T	48
A.10	Erwartete Ereigniszahlen der verschiedenen SUSY-Modelle für den $(\tau + \mu)$ -Kanal	49
A.11	Ausschlusspotential der Signalregion im SUSY-Modell-Parameterraum mit geringerer integrierter Luminosität	49
A.12	Erwartete Ereigniszahlen der verschiedenen SUSY-Modelle, Ergänzungen	50

A.13 Ausschlusspotential der Signalregion im SUSY-Modell-Parameterraum für jeden Kanal einzeln	51
A.14 Ausschlusspotential der Signalregion im SUSY-Modell-Parameterraum für jeden Kanal einzeln mit geringer integrierter Luminosität	52

Tabellenverzeichnis

2.1	Vom MSSM zusätzlich vorausgesagte Teilchen	7
4.1	Überblick über die Vorauswahl	19
4.2	Effekt der verschiedenen Bedingungen der Vorauswahl auf die Ereignisse	20
4.3	Die Definition der verschiedenen Kontrollregionen	22
5.1	Effekt der verschiedenen Forderungen auf die Ereignisse für die verschiedenen Trigger	30
5.2	Erwartete Ereigniszahlen in der Signalregion und das erwartete Limit	36
A.1	Zusammenfassung der maximalen Signifikanzen für die unterschiedlichen Trigger . . .	44