

Studien zu Interpolationstechniken im Parameterraum von Signalmodellen für (BSM|SUSY) Suchen



Bachelorarbeit
Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Daniele De Gregorio
geboren in Frankfurt am Main

München, den 29. Juni 2018

Studies of Interpolation Techniques in the Parameter Space of Signal Models for (BSM|SUSY) Searches



Bachelor Thesis
Faculty of Physics
Ludwig-Maximilians-University Munich

submitted by
Daniele De Gregorio
born in Frankfurt am Main

Munich, 29th June 2018

Kurzfassung

Supersymmetrie gilt als eine gut verstandene Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik. Mithilfe der Supersymmetrie erhofft man sich, noch ungeklärte Fragen und Lücken des Standardmodells zu lösen. Diese Analyse konzentriert sich auf das Stop-Stau-Signalmodell, welches zur Erforschung der Supersymmetrie benutzt wird. Die für diese Arbeit analysierten Datensätze von Kollisionseignissen wurden mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen erzeugt, die die erwartete Kinematik des supersymmetrischen Signals modellieren.

Das Simulieren von Daten kann viel Zeit beanspruchen. Daher besteht oft die Notwendigkeit, zwischen der begrenzten Anzahl an verfügbaren Signalpunkten zu interpolieren. Diese Arbeit ist ein Beitrag zur Suche nach einer Antwort auf die Fragestellung: „Wie interpoliert man zwischen verschiedenen Signalpunkten?“

Hierzu werden zwei Methoden der Signalinterpolation untersucht. Einerseits wird die Methode des Template Morphings verwendet, um zwischen den Verteilungen kinematischer Variablen, wie E_T^{miss} , $p_T(\tau)$ sowie m_{T2} in unterschiedlichen Signalpunkten zu interpolieren. Dabei wird überprüft, wie sich die Wahl der verschiedenen Morphing-Einstellungen und die Anzahl an Eingangssignalen auf die Interpolation auswirkt. Die notwendige Normierung der interpolierten Verteilung wird anhand der Größen Akzeptanz und Effizienz berechnet. Andererseits wird versucht, die Signalinterpolation mithilfe einer Umgewichtung von Ereignissen auf Truth-Ebene durchzuführen.

Abstract

Supersymmetry is considered a well-understood extension of the Standard Model of particle physics. A supersymmetric theory of particle physics can give elegant answers to unsolved questions and gaps of the Standard Model. The analysis focuses on the Stop-Stau signal model, which is used for research on supersymmetry. The collision event samples analyzed for this work were generated using Monte-Carlo simulations that model the expected kinematics of the supersymmetric signal.

However, since simulation can be very time-consuming, it would be advantageous being able to interpolate properly between the limited number of available Monte-Carlo samples. This work is a contribution for answering the question: "How to interpolate between different signal points?"

For this purpose, two methods of signal interpolation are studied. On the one hand, a method based on Template Morphing is used to interpolate between the distributions of kinematic variables like E_T^{miss} , $p_T(\tau)$ and m_{T2} . It is studied how the selection of the different Morphing settings and the number of input signals affect the interpolation. The normalization of the interpolated distribution is calculated using the acceptance and efficiency of the selection under study. On the other hand, an attempt is made to perform signal interpolation using a reweighting of events at the Truth-Level.

Anmerkung zu den Konventionen

In dieser Arbeit werden ausschließlich, die in der Teilchenphysik üblichen natürlichen Einheiten verwendet, in denen $c = \hbar = 1$ gilt.

Hieraus ergibt sich, dass Massen, Impulse und Energien in eV angegeben werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Das Standardmodell	2
2	Die Supersymmetrie	5
3	Das ATLAS-Experiment am LHC	7
3.1	Large Hadron Collider	7
3.2	ATLAS-Experiment	8
3.2.1	Innerer Detektor	9
3.2.2	Kalorimeter	10
3.2.3	Myonenspektrometer	11
4	Die Suche nach Supersymmetrie	12
4.1	Stop-Stau-Signalmodell	12
4.2	Variablendefinitionen	14
4.3	Ereignisselektion	15
4.3.1	Vorselektion	15
4.3.2	Signalregionen	15
5	Signalinterpolation	17
5.1	Template Morphing	18
5.1.1	Funktionsweise des Morphing-Algorithmus	19
5.1.2	Morphing-Einstellungen	20
5.2	Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz	21
5.2.1	Vorgehensweise: Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz . . .	21
5.3	Umgewichten auf Truth-Ebene	21
5.3.1	Truth-Ebene vs. Rekonstruktionsebene	22
5.3.2	Vorgehensweise: Umgewichten auf Truth-Ebene	22
6	Ergebnisse	24
6.1	Template Morphing	24
6.2	Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz	29

6.3	Umgewichten auf Truth-Ebene	34
6.3.1	Umgewichtung in einer Dimension	34
6.3.2	Umgewichtung in zwei Dimensionen	35
7	Zusammenfassung und Ausblick	41
	Literaturverzeichnis	43
A	Interpolationen	50

Kapitel 1

Das Standardmodell

Das Universum ist nach dem derzeitigen Wissensstand der modernen Physik aus wenigen fundamentalen Bausteinen, den Elementarteilchen, aufgebaut [1, 2]. Das Standardmodell der Teilchenphysik ermöglicht es uns, alle bekannten Elementarteilchen und deren gegenseitige Wechselwirkungen zu beschreiben. Zu den genannten Wechselwirkungen gehören die elektromagnetische, die schwache sowie die starke Wechselwirkung, wobei die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung als elektroschwache Wechselwirkung vereint werden können. Lediglich die Gravitation kann mit dem Standardmodell nicht erklärt werden. Glücklicherweise ist der Effekt der Gravitation für die Experimente in der Teilchenphysik vernachlässigbar klein. Seit seiner Entwicklung in den frühen 1970er Jahren, konnten fast alle Vorhersagen des Standardmodells experimentell bestätigt werden, womit es sich zu den erfolgreichsten und am besten überprüften Theorien der Physik etabliert hat.

Grundsätzlich lassen sich, die uns bisher bekannten Teilchen anhand ihres Spins in zwei Gruppen einteilen: Einerseits die Fermionen (Spin $\frac{1}{2}\hbar$), andererseits die Bosonen (Spin $1\hbar$ oder $0\hbar$). Die verschiedenen Elementarteilchen und deren wichtigste Eigenschaften (Name, Masse, Ladung, Spin) sind in Abbildung 1.1 dargestellt.

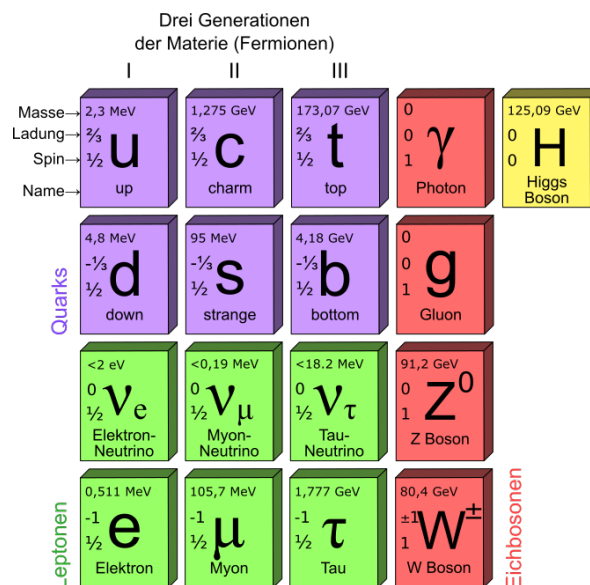


Abbildung 1.1: Elementarteilchen des Standardmodells [3]

Fermionen

Die Fermionen bilden den Grundstein aller Materie. Von ihnen gibt es insgesamt 12 verschiedene, welche sich anhand ihrer Masse in drei Generationen einteilen lassen. Die eine Hälfte der 12 Fermionen besteht aus Quarks, welche der elektroschwachen sowie der starken Wechselwirkung unterliegen, die andere Hälfte besteht aus Leptonen, welche von der schwachen Wechselwirkung und je nach ihrer elektrischen Ladung von der elektromagnetischen Wechselwirkung abhängen. Die geladenen Leptonen werden als Elektron, Myon und Tau bezeichnet, die ungeladenen Leptonen hingegen sind vertreten durch das Elektron-Neutrino, das Myon-Neutrino und das Tau-Neutrino. Im Gegensatz zu den geladenen Leptonen sind die Neutrinos nahezu masselos. Zu der Gruppe der Quarks gehören: das Up-Quark u , das Down d , das Charm c , das Strange s , das Bottom b und das Top-Quark t . Quarks haben neben der elektrischen Ladung auch noch eine Farbladung, die als rot, grün und blau bezeichnet wird. Zu jedem Fermion gibt es ein dazugehöriges Antifermion, welches sich bei gleicher Masse in Ladung und Farbe unterscheidet [2].

Bosonen

Bevor näher auf die Bosonen eingegangen wird, sollen zuvor noch die fundamentalen Kräfte des Universums erwähnt werden, welche sich zusammensetzen aus:

- Gravitation
- Elektromagnetische Wechselwirkung
- Schwache Wechselwirkung und
- Starke Wechselwirkung

Wie sich anhand der Tabelle 1.1 zeigt, ist die Gravitation die Schwächste aller Kräfte, hat aber dafür eine unendliche Reichweite. Gegensätzlich zur Gravitation ist die starke Wechselwirkung, welche den Atomkern und die Quarks aneinanderbindet, mit Abstand die stärkste Kraft. Allerdings dominiert ihre Reichweite nur im Bereich der subatomaren Skala. Eine ähnliche Reichweite ergibt sich für die schwache Wechselwirkung, die für den radioaktiven Zerfall verantwortliche Kraft. Die elektromagnetische Wechselwirkung, welche zwischen den geladenen Teilchen wirkt, hat gleichfalls wie die Gravitation eine unendliche Reichweite, ist dafür aber um mehrere Größenordnungen stärker.

Grundkraft	relative Stärke
Starke Wechselwirkung	1
Schwache Wechselwirkung	10^{-15}
Elektromagnetische Wechselwirkung	10^{-2}
Gravitation	10^{-41}

Tabelle 1.1: Typische relative Stärken der fundamentalen Kräfte bei Prozessen im Energiebereich von einigen GeV [4, S. 2]

Drei der vier fundamentalen Kräfte resultieren aus dem Austausch von Vektorbosonen [2, S.

205f]. Zu den Übermittlern der jeweiligen Kräfte gehören:

Gluon - Übermittler der starken Wechselwirkung, koppelt nur an Teilchen mit Farbladung.

Z^0 und $W^\pm$ - Übermittler der schwachen Wechselwirkung, koppelt nur an schwache Ladung.

Photon - Übermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, koppelt nur an elektrisch geladene Teilchen.

Die unendliche Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung folgt aus der verschwindenden Masse der Photonen. In ähnlicher Weise beträgt die Reichweite der schwachen Wechselwirkung wegen der großen Masse seiner Austauschbosonen lediglich 10^{-3} fm [2]. Obwohl man für die Gluonen die Masse null vermutet, ist die Reichweite aufgrund der Wechselwirkung der Gluonen untereinander beschränkt. Die Energie des Farbfeldes steigt mit wachsendem Abstand zwischen zwei Gluonen an, was zur Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren führt. Dieses Phänomen wird auch als Hadronisierung bezeichnet und macht sich in Form von Jets in Teilchenbeschleunigern bemerkbar. Als Vermittler der Gravitation wird das Graviton vorhergesagt, ein hypothetisches Teilchen, welches bisher nicht entdeckt wurde.

Neben den Vektorbosonen gibt es noch das Higgs-Boson, welches notwendig ist, um den W - und Z -Bosonen ihre von null verschiedene Masse zu verleihen. Nachdem seine Existenz schon 1964 mehrmals postuliert wurde, gelang am 4. Juli 2012 schließlich der erfolgreiche Nachweis des Higgs-Bosons bei einer Masse von 125 GeV [5]. Die Entdeckung dieses neuen Teilchens sicherte die Masse der W - und Z -Bosonen und galt somit als das fehlende Puzzlestück des Standardmodells.

Trotz sehr guter Übereinstimmung der Vorhersagen des Standardmodells mit den Experimenten an den Teilchenbeschleunigern lässt es zahlreiche Fragen unbeantwortet: Was ist dunkle Materie? Wie lässt sich das Hierarchieproblem erklären (i.e. Warum ist die Gravitation deutlich schwächer als die elektroschwache Wechselwirkung)? Woher kommt die Materie-Antimaterie-Asymmetrie? Wieso ist die Higgs-Masse so niedrig (i.e. Natürlichkeitsproblem)? Wie lässt sich die dunkle Energie erklären? Im nächsten Abschnitt wird daher eine Theorie vorgestellt, die sich als Erweiterung des Standardmodells erhofft, die noch offenen Fragen der Physik zu beantworten.

Kapitel 2

Die Supersymmetrie

Die hohen Unterschiede in den relativen Stärken der Fundamentalkräfte (siehe Tabelle 1.1) sowie die Vernachlässigung der Gravitation deuten daraufhin, dass das Standardmodell keineswegs eine allgemeingültige Theorie sein kann und seine Gültigkeit vielmehr nur in den niederenergetischen Bereichen der Energieskala bewahrt. Es existieren zahlreiche theoretische Modelle, die über das Standardmodell hinausgehen und sich erhoffen, seine Lücken zu füllen. Eines dieser Modelle stellt die Supersymmetrie dar, abgekürzt als SUSY [6]. Die folgende Arbeit wird sich durchgehend auf das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) beziehen, welches die minimale Anzahl neuer Teilchen enthält, um das bestehende SM zu einer supersymmetrischen Theorie zu erweitern.

Supersymmetrische Teilchen

Neben der Erweiterung des SM um ein weiteres Higgs-Dublett stellt die Supersymmetrie eine Verbindung zwischen den Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin) und den Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) her, indem es vorhersagt, dass zu jedem SM-Teilchen ein dazugehöriges supersymmetrisches Teilchen existiert, welches sich um Spin $\frac{1}{2}\hbar$ von seinem SM-Partner unterscheidet. Bisher konnten jedoch keine supersymmetrischen Teilchen entdeckt werden, was bedeutet, dass die Supersymmetrie keine exakte Symmetrie sein kann, und die Massen der supersymmetrischen Teilchen wesentlich höher sein müssen als die ihrer SM-Partner [6].

Um die supersymmetrischen Teilchen (auch Sparticles genannt) von ihren SM-Partnern zu unterscheiden, werden sie zusätzlich mit einer Tilde gekennzeichnet. Die Superpartner der Fermionen werden als *Sfermionen* bezeichnet. Zu ihnen zählen einerseits die Sleptonen (skalare Leptonen), andererseits die Squarks (skalare Quarks). Die Superpartner der Bosonen heißen *Bosinos* oder *Gauginos*. Hierbei endet der Name auf -ino. Zu ihnen gehören die Winos, Binos sowie die Gluinos. In ähnlicher Weise wie im Standardmodell W^0 und B^0 zu Z^0 und dem Photon γ mischen, mischen die Gauginos $\tilde{W}^0$ und $\tilde{B}^0$ aufgrund der elektroschwachen Symmetriebrechung zu Zino $\tilde{Z}^0$ und Photino $\tilde{\gamma}$ [6].

Aus der Erweiterung des SM um ein zweites Higgs-Dubletts ergeben sich im MSSM insgesamt

fünf verschiedene Higgs-Teilchen: h^0 , H^0 , A^0 und die geladenen Higgs Skalare H^+ , H^- . Für die Vereinheitlichung mit der Gravitation braucht es für das hypothetische Graviton, dem ein Spin $2\hbar$ zugesagt wird, noch das Gravitino mit Spin $\frac{3}{2}\hbar$. Zuletzt existieren im MSSM noch SUSY Teilchen, die keine Mischzustände von den Superpartnern der SM-Teilchen aufweisen. Zu ihnen zählen die Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ und $\tilde{\chi}_4^0$, sowie die geladenen Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$ und $\tilde{\chi}_2^\pm$ [6]. In vielen SUSY Modellen wird das $\tilde{\chi}_1^0$ als das LSP (**L**ightest **S**upersymmetric **P**article) angenommen.

Aufgrund seiner geringen Wechselwirkung mit der Materie würde es somit einen geeigneten Kandidaten für die Dunkle Materie liefern. Abbildung 2.1 stellt eine Übersicht der unterschiedlichen Teilchen im MSSM dar.

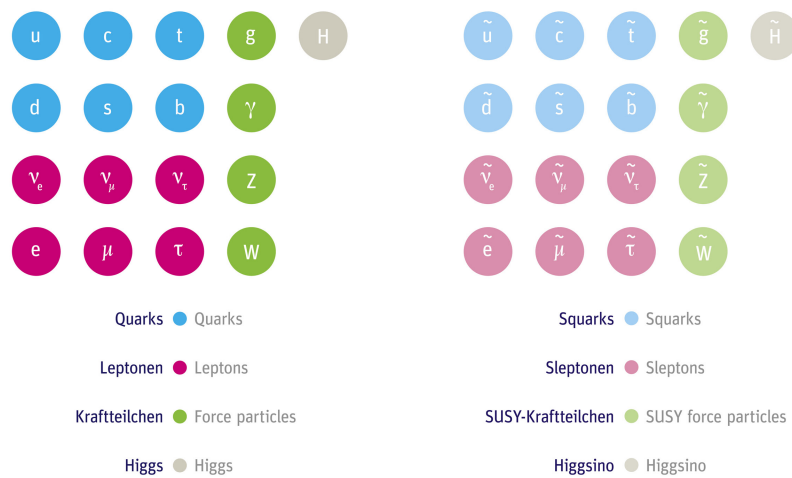


Abbildung 2.1: Jedes Standardmodell Teilchen erhält in der Supersymmetrie einen supersymmetrischen Partner [7].

Kapitel 3

Das ATLAS-Experiment am LHC

Bei den in der anschließenden Analyse verwendeten Datensätzen handelt es sich um Monte-Carlo-Simulationen, welche mithilfe der Detektorsimulation des ATLAS-Detektors rekonstruiert wurden. Aus diesem Grund wird im Folgenden ein kurzer Einblick in die Funktionsweise des LHC Teilchenbeschleunigers und des ATLAS-Detektors gegeben.

3.1 Large Hadron Collider

Der LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) ist ein 27 km langer Ringbeschleuniger, in dem Hadronen, i.e. aus Quarks zusammengesetzte Teilchen, mit Schwerpunktsenergien von bis zu 13 TeV zur Kollision gebracht werden. Er wird von der Forschungseinrichtung CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire) in Genf betrieben und zählt zum größten Teilchenbeschleuniger weltweit [8].

Ehe die Protonenstrahlen in den Beschleunigungsring des LHC gelangen, werden sie vorher noch von kleineren Beschleunigern auf eine immer größer werdende Energie gebracht. Im LHC, dem letzten Element dieser Beschleunigungskette, angelangt, erreichen die Protonen schließlich Energien von bis zu 6,5 TeV, wo sie in gegenläufige Richtung gebracht werden und an einem der insgesamt acht Interaktionspunkten bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV kollidieren [8].

Im Strahlrohr herrscht ein Ultrahochvakuum bei 10^{-13} bar, damit ein unerwünschter Zusammenstoß eines Protons mit einem Gasmolekül vermieden wird. Weiters werden die Strahlen durch supraleitende Umlenkmagnete auf Kreisbahn gehalten und kurz vor dem Interaktionspunkt mithilfe von Quadrupolmagneten fokussiert, um somit die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zu maximieren. Bei einer Höchstgeschwindigkeit von $0,999999991 c$ durchqueren die energiereichen Protonenstrahlen den 27 km langen Ring rund 11.000 Mal pro Sekunde [8]. Eine Übersicht des LHC und seiner größten Experimente findet sich in Abbildung 3.1.

Neben der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist die instantane Luminosität $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ eine weitere wichtige Größe in der Detektorphysik. Sie beschreibt die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche und gilt deshalb als Kenngröße über die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers.

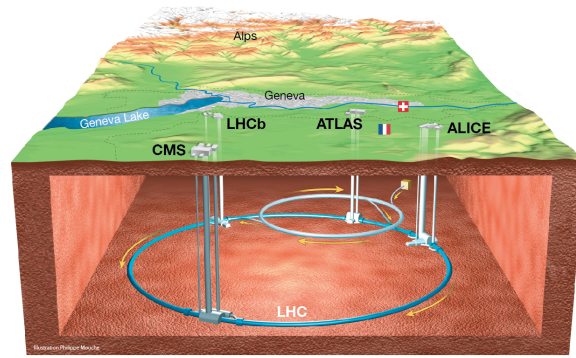


Abbildung 3.1: Überblick des LHC mitsamt seiner größten Experimente CMS, LHCb, ATLAS und ALICE [9].

Zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt σ ergibt sie die Kollisionsrate,

$$\dot{N} = \mathcal{L}_{\text{inst}} \cdot \sigma, \quad (3.1)$$

welche besagt, wie viele Ereignisse pro Sekunde auftreten. Die instantane Luminosität errechnet sich folgendermaßen:

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{n \cdot N_a \cdot N_b \cdot f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (3.2)$$

mit der Anzahl der kollidierenden Teilchenpakete n , der Teilchenzahl N_a und N_b in den jeweiligen Strahlen, der Strahlwirkungsquerschnitte sowohl in x-Richtung σ_x als auch in y-Richtung σ_y sowie der Umlauffrequenz f [10]. In der Teilchenphysik wird auch häufig die integrierte Luminosität als Maß für die Gesamtzahl an gesammelten Daten genutzt:

$$\mathcal{L} = \int dt \mathcal{L}_{\text{inst}} \quad (3.3)$$

Der bei dieser Analyse verwendete Datensatz basiert auf einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 36,1 \text{ fb}^{-1}$. Um die Schar an Teilchen, die bei der Kollision entstehen, nachzuweisen, sind an vier der acht Interaktionspunkte die Detektoren ALICE, CMS, ATLAS und LHCb platziert [8]. Im nächsten Abschnitt wird auf das für diese Analyse relevante ATLAS-Experiment näher eingegangen.

3.2 ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment ist mit einem Gewicht von 7000 t, einer Länge von 44 m und einem Durchmesser von 25 m der größte jemals für einen Teilchenbeschleuniger gebaute Detektor [11]. Er ist ein Vielzweckdetektor, mit welchem unter anderem das Higgs-Boson nachgewiesen wurde. Neben der Überprüfung des Standardmodells soll außerdem nach einer Substruktur der Leptonen und Quarks sowie nach neuer Physik gesucht werden [12].

Der Detektor selbst ist konzentrisch in mehreren Ebenen um den Kollisionspunkt aufgebaut, um die Spur, den Impuls und die Energie, der bei der Kollision entstandenen Teilchen, zu

rekonstruieren [11]. Der Aufbau des ATLAS-Experiments ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der ATLAS-Detektor besteht im Wesentlichen aus dem Inneren Detektor, dem Kalorimeter, dem Myonensystem sowie dem Magnet- u. Kühlsystem. Im Folgenden werden die Sub-Detektoren näher beschrieben.

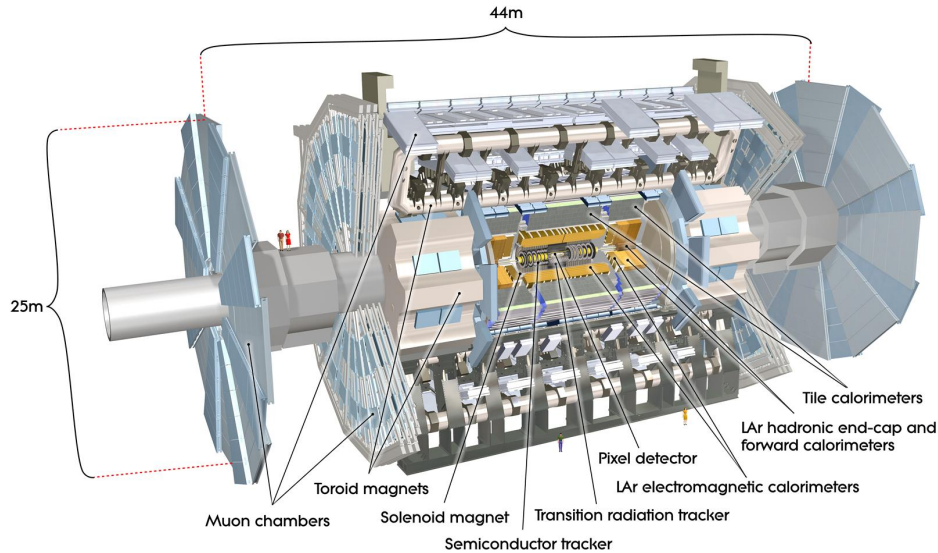


Abbildung 3.2: Aufbau des ATLAS-Detektors [13].

3.2.1 Innerer Detektor

Der Innere Detektor (ID) befindet sich dem Wechselwirkungspunkt am nächsten. Mithilfe eines Magnetfeldes von zwei Tesla, das von einem supraleitenden Solenoiden erzeugt wird, wird die Bahnkurve, der Impuls und die Ladung der elektrisch geladenen Teilchen vermessen [14, 15]. Der Aufbau des ID mit seinen Hauptkomponenten, einem Pixel-, einem Silizium-Streifen- (SCT) sowie einem Übergangsstrahlungsdetektor (TRT), ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

Der **Pixeldetektor** besteht aus 80 Millionen kleiner Pixel, die auf Siliziumchips angeordnet sind. Mithilfe dieser können Spurkoordinaten bis zu einer Genauigkeit von $14\,\mu\text{m}$ vermessen werden, sodass selbst bei einer hohen Spurdichte eine gute Trennung benachbarter Spuren möglich ist [14].

Der **Silizium-Streifen-Detektor** ist ebenfalls aus Siliziumchips aufgebaut. Er hat mit einer Genauigkeit von $17\,\mu\text{m}$ eine etwas gröbere Auflösung als der Pixeldetektor, deckt aber mit $60\,\text{m}^2$ eine größere Gesamtfläche ab [15].

Der **Übergangsstrahlungsdetektor** besteht aus etwa 300.000 mit Xenon-Gas gefüllten Driftröhren (50.000 Röhren im Zylinder und 250.000 Röhren in den beiden Endkappen) entlang deren Achse ein dünner Anodendraht verläuft. Durchqueren geladene Teilchen das Röhrchen, so ionisieren sie das Gas und hinterlassen dabei ein elektrisches Signal, welches anschließend zur Teilchenidentifikation verwendet werden kann [14, 15].

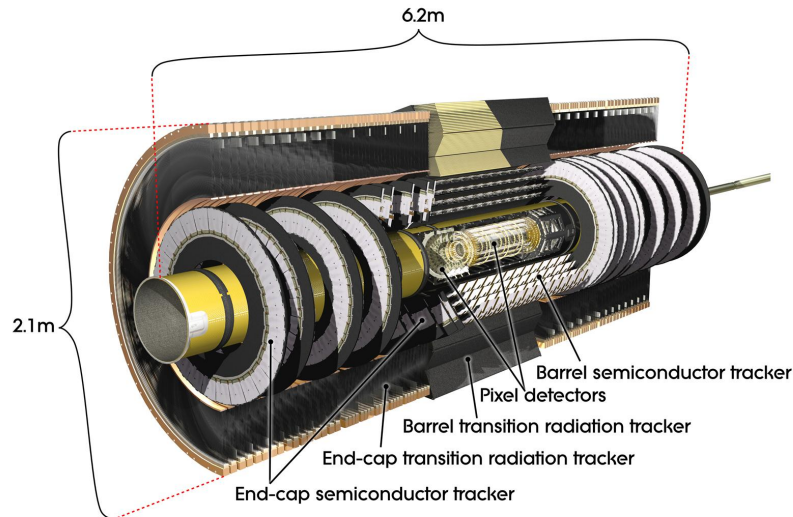


Abbildung 3.3: Aufbau des Inneren Detektors [16].

3.2.2 Kalorimeter

Im Kalorimeter wird die Energie, der in der Kollision produzierten neutralen und geladenen Teilchen gemessen. Im Gegensatz zum Inneren Detektor ist das Kalorimeter darauf spezialisiert, die durchgehenden Teilchen zu absorbieren, um ihre Energie zu bestimmen [14, 15]. Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektors setzt sich aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter zusammen. Beides sind sogenannte Sampling-Kalorimeter, die abwechselnd aus Absorberlagen von Materialien hoher Dichte (z.B. Blei oder Kupfer) und Aktivmaterialien (z.B. flüssiges Argon) aufgebaut sind. Die Absorber bewirken ein Aufschauern der Teilchen, welches dann in den aktiven Lagen aufgrund von Ionisations- und Anregungsprozessen ein messbares Signal erzeugt [14]. Eine Übersicht des Kalorimeters ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

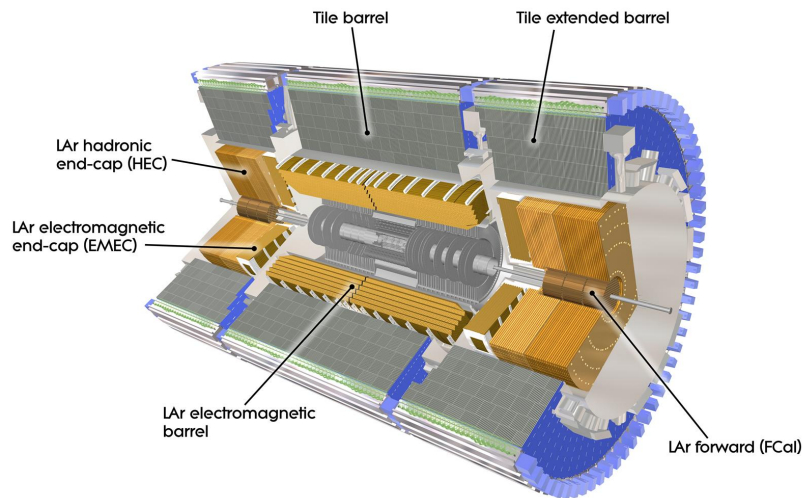


Abbildung 3.4: Aufbau des ATLAS-Kalorimeters [17].

Die einzigen Teilchen, die das Kalorimetersystem verlassen können, sind Myonen und die mit

Materie kaum wechselwirkenden Neutrinos [15]. Während Myonen im äußeren Myonenspektrometer detektiert werden, machen sich Neutrinos als fehlende transversale Energie in der Energiebilanz bemerkbar.

3.2.3 Myonenspektrometer

Da Myonen minimal ionisierende Teilchen sind, können sie das Kalorimeter vollständig durchqueren. Aus diesem Grund verfügt der ATLAS Detektor über drei zusätzliche Lagen unterschiedlicher Myonendetektoren, welche mithilfe der riesigen toroidialen Magnete die Spur der Myonen rekonstruieren können [14, 15].

Kapitel 4

Die Suche nach Supersymmetrie

Das nun folgende Kapitel soll näher auf das in der Analyse verwendete Stop-Stau-Signalmodell eingehen. Nachdem die Produktion und der Zerfall von supersymmetrischen Teilchen im Stop-Stau-Modell behandelt wird, werden die zwei daraus resultierenden Zerfallskanäle, Lep-Had und Had-Had, beschrieben. Anschließend wird eine kurze Zusammenfassung über die wichtigsten kinematischen Variablen gegeben, von denen bei der späteren Ereignisselektion Gebrauch gemacht wird. Das Kapitel schließt letztlich mit der Ereignisselektion ab, die dazu dient, eine signalangereicherte Ereignisprobe zu erhalten und in welcher die spätere Signalinterpolation durchgeführt wird.

Der in dieser Arbeit analysierte Datensatz entstammt Monte-Carlo-Simulationen, das sind simulierte Proton-Proton-Kollisionen, die mit einer Simulation des ATLAS-Detektors rekonstruiert wurden. Die Kollisionsereignisse wurden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ simuliert und auf eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 36,1 \text{ fb}^{-1}$ projiziert.

4.1 Stop-Stau-Signalmodell

Es existiert eine Vielzahl an Signalmodellen, die zur Erforschung an Supersymmetrie untersucht werden. Diese Arbeit stützt sich vorwiegend auf das Stop-Stau-Modell. Im Stop-Stau-Signalmodell zerfällt jedes der skalaren Top-Quarks in ein b -Quark, ein Tau-Neutrino und ein Tau-Slepton, welches wiederum in ein Tau-Lepton und ein nahezu masseloses Gravitino zerfällt. Die Verzweigungsverhältnisse für den dargestellten Zerfallsmodus sind auf 100% festgelegt, sowohl für den Zerfall des Top-Squarks als auch für den Zerfall des Tau-Sleptons [18].

Da die Massen¹ der beiden Stops $\tilde{t}_1$ und Staus $\tilde{\tau}_1$ freie Parameter sind, betrachtet man bei der Analyse ein ganzes Grid an Signalpunkten. Das Namensschema des gewählten Signalgrids wird dabei so gewählt, dass es den Namen des untersuchten Signalmodells und die Massen der SUSY Teilchen in der Einheit GeV enthält. Um dies zu verdeutlichen, hier ein Beispiel:

¹Die Massen der Stops werden folgendermaßen definiert: $m(\tilde{t}_1) < m(\tilde{t}_2)$ [18].

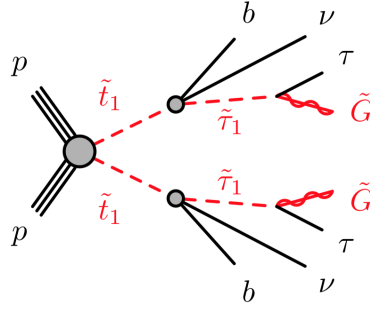


Abbildung 4.1: Das Stop-Stau-Signalmodell [18].

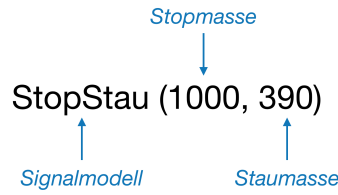
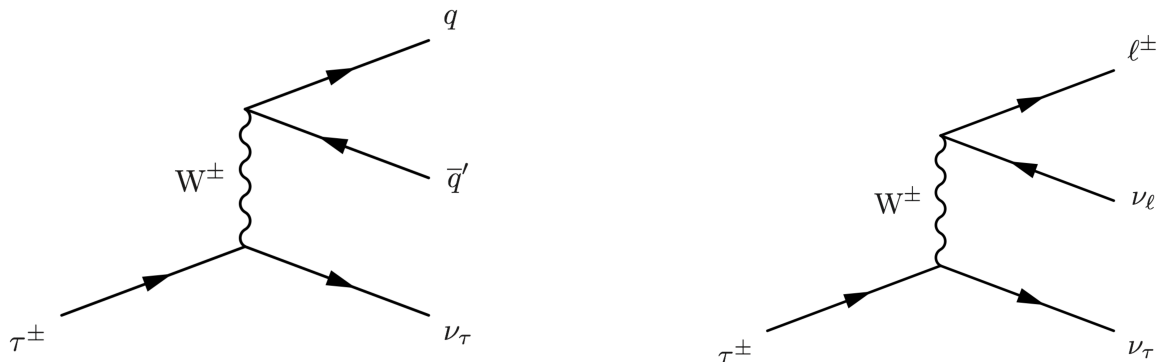


Abbildung 4.2: Das benutzte Namensschema dieser Analyse beinhaltet den Namen des Signalmodells gefolgt von der Stopmasse und der Staumasse.

Had-Had und Lep-Had Kanal

Tau-Leptonen können sowohl hadronisch als auch leptonisch zerfallen. Im hadronischen Zerfall zerfällt das τ in ein Neutrino ν_τ und ein W -Boson, welches wiederum in ein Quark und ein Antiquark zerfällt. Das Quark-Antiquark-Paar macht sich im Detektor schließlich durch die Entstehung von Jets bemerkbar. Im leptonischen Zerfall zerfällt das τ in ein Neutrino ν_τ und ein W -Boson, welches dann in ein Lepton und ein Neutrino zerfällt. In Abbildung 4.3 sind die dominanten Zerfallsprozesse der Tau-Leptonen dargestellt. Endzustände mit zwei Tau-Leptonen lassen sich aus diesem Grund in drei unterschiedliche Zerfallskanäle klassifizieren: Ereignisse, in denen beide Taus hadronisch zerfallen, gehören dem Had-Had Kanal an. Im Lep-Had Kanal hingegen zerfällt eines der Taus leptonisch, während das andere hadronisch zerfällt. Die Endzustände, in denen beide Taus leptonisch zerfallen, werden aufgrund ihres geringen Verzweigungsverhältnisses vernachlässigt [18].



(a) Hadronischer Zerfall des Taus.

(b) Leptonischer Zerfall des Taus.

Abbildung 4.3: Feynman Diagramme der dominanten Zerfallsprozesse des Taus [19].

4.2 Variablendefinitionen

Es existieren zahlreiche Variablen, die bei der Untersuchung des Stop-Stau-Signalmodells in verschiedenen Kanälen verglichen werden können. Im Folgenden wird eine Beschreibung der Variablen gegeben, die zur anschließenden Ereignisselektion verwendet werden.

Anzahl der b -Jets $n_{b\text{-jet}}$

Ergibt die Anzahl der Jets, die aus der Hadronisierung der b -Quarks resultieren.

Transversaler Impuls der Leptonen

Der sichtbare transversale Impuls des rekonstruierten Elektrons $p_T(e)$, des Myons $p_T(\mu)$ sowie des Taus $p_T(\tau)$.

Fehlende Transversale Energie E_T^{miss}

Wie bereits im Kapitel 3 erwähnt wechselwirken Teilchen wie das Neutrino oder Gravitino $\tilde{G}$ nur sehr schwach mit der Materie, weswegen sie den Detektor verlassen, ohne jegliche Teilchenspur oder Energieablagerung zu hinterlassen. Bei der Fokussierung der beiden Protonenstrahlen wird darauf geachtet, dass vor der Kollision kein Impuls in transversaler Richtung vorhanden ist. Da die Summe aller transversalen Impulse aufgrund der Impulserhaltung auch nach der Kollision verschwinden muss, macht sich das Fehlen der Teilchen in einer negativen Impulsbilanz $\underline{p}_T^{\text{miss}}$ bemerkbar. Die fehlende transversale Energie ist definiert als: $E_T^{\text{miss}} \equiv |\underline{p}_T^{\text{miss}}|$ [18].

Da im Stop-Stau-Signalmodell mehrere schwach wechselwirkende Teilchen entstehen, bietet sich E_T^{miss} als geeignete Variable für diese Analyse an.

Transversale Masse m_T

Die transversale Masse m_T berechnet sich aus dem fehlenden transversalen Impuls und dem transversalen Impuls eines Leptons l in dem Ereignis [18]:

$$m_T = \sqrt{2E_T^{\text{miss}} p_{T,l} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi(\underline{p}_T^{\text{miss}}, \underline{p}_{T,l})))} \quad (4.1)$$

Stransversale Masse m_{T2}

Die stransversale Masse stellt eine Verallgemeinerung der transversalen Masse für Endzustände mit zwei unsichtbaren Teilchen dar. Sie gibt im Falle der Annahme, dass zwei identische Teilchen jeweils zu einem sichtbaren und einem unsichtbaren Teilchen zerfallen, eine Obergrenze für die Masse des Mutterteilchens an [18].

4.3 Ereignisselektion

Um den Standardmodell-Untergrund gegenüber dem SUSY-Signal möglichst gut zu unterdrücken, müssen geeignete Selektionen vorgenommen werden. Anschließend kann das SUSY-Signal durch weitere kinematische Schnitte auf die in Abschnitt 4.2 erläuterten Variablen vom Untergrund hervorgehoben werden. Die in der Analyse durchgeführten Signalinterpolationen basieren vorwiegend auf die im Folgenden beschriebenen Selektionen.

4.3.1 Vorselektion

Die Ereignisselektion beginnt bei den Vorselektionen, die für die beiden Zerfallskanäle Lep-Had und Had-Had ähnlich sind. Sie unterscheidet sich unter anderem in der Wahl der Trigger und der geforderten Anzahl an rekonstruierten Tau-Leptonen sowie leichten Leptonen². Während im Lep-Had Kanal nur Ereignisse verwendet werden, die von den beiden Triggern "single-electron" und "single-muon" ausgewählt werden, nützt man für die Ereignisselektion im Had-Had Kanal ein "logisches Oder" zwischen den beiden Triggern " E_T^{miss} " und "di-tau" [18].

Für die Ereignisse, die von den Triggern des Lep-Had Kanals ausgewählt werden, muss der transversale Impuls des leichten Leptons $p_T(e, \mu)$ den Wert 27 GeV übersteigen. Im Had-Had Kanal dagegen müssen Ereignisse, die vom E_T^{miss} Trigger selektiert werden, $E_T^{\text{miss}} > 180$ GeV aufweisen. Bei den vom di-tau Trigger selektierten Ereignissen wird ein p_T größer als 50 GeV (40 GeV) für den leading³ (subleading) τ_{had} und $p_T > 80$ GeV für den leading Jet gefordert [18].

Des Weiteren müssen alle Ereignisse mindestens zwei Jets mit $p_T > 26$ GeV (20 GeV) im Lep-Had (Had-Had) Kanal haben. Weitere Voraussetzungen für den Lep-Had Kanal sind: genau ein τ_{had} , genau ein Signalelektron⁴ oder Myon und kein zusätzliches Basislepton⁵. Weitere Voraussetzungen für den Had-Had Kanal sind: genau zwei τ_{had} und kein Basislepton. In beiden Kanälen muss das hadronisch zerfallende τ_1 einen $p_T > 70$ GeV aufweisen. Außerdem wird verlangt, dass die Signale mindestens einen b -tagged Jet ($n_{b\text{-jet}} \geq 1$) haben [18]. Die Kriterien für die Vorselektion sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

4.3.2 Signalregionen

Es wird sowohl für den Lep-Had als auch für den Had-Had Kanal eine Signalregion definiert, die auf den vorher beschriebenen Vorselektionen aufbaut. Es kommt zusätzlich die Forderung dazu, dass das produzierte Leptonenpaar entgegengesetzt elektrisch geladen ist, so wie es auch im Stop-Stau-Modell vorhergesagt wird. Die beiden Signalregionen wurden optimiert, um die größte Sensitivität für das Stop-Stau-Modell zu erreichen.

²Elektronen und Myonen werden oftmals als leichte Leptonen bezeichnet.

³Hier bezieht sich "leading" auf das Objekt mit dem größeren p_T und "subleading" auf das Objekt mit dem niedrigeren p_T .

⁴Signalobjekte sind Basisobjekte, die in der Objektselektion bestimmte Qualitätskriterien erfüllen [18].

⁵Basisleptonen sind Leptonen, die bestimmte Identifikationskriterien bei der Objektselektion erfüllen. Damit wird unter anderem sicher gestellt, dass die Signalleptonen von hadronischer Aktivität isoliert sind [18].

Vorselektion	Lep-Had Kanal	Had-Had Kanal
Trigger	single-electron oder single-muon Trigger	E_T^{miss} oder di-tau Trigger
Leptonen	genau ein τ_{had} + ein Signalelektron oder Myon; kein zusätzliches Basis-Elektron, Myon oder τ_{had}	genau zwei τ_{had} kein Basis-Elektron oder Myon
Trigger-bezogene Voraussetzungen	$p_T(e, \mu) > 27 \text{ GeV}$	$p_T(\tau_{1,2}, \text{jet}_1) > 50, 40, 80 \text{ GeV}$
$p_T(\text{jet}_2)$	$> 26 \text{ GeV}$	$> 20 \text{ GeV}$
$p_T(\tau_{\text{had}})$	$> 70 \text{ GeV}$	$> 70 \text{ GeV}$
$n_{\text{b-jet}}$	≥ 1	≥ 1

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Vorselektionen im Lep-Had und Had-Had Kanal. jet_1 (jet_2) bzw. τ_1 (τ_2) bezieht sich auf den leading (subleading) Jet bzw. τ_{had} [18].

Die Variablen mit der besten Unterscheidungskraft finden sich in der transversalen Masse m_{T2} und der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Die entsprechenden optimalen Auswahlkriterien der jeweiligen Variablen sind sowohl für den Had-Had als auch für den Lep-Had Kanal in Tabelle 4.2 ersichtlich.

Variable	SR LH	Variable	SR HH
Ladung (l, τ_{had})	entgegengesetzt	Ladung (τ_1, τ_2)	entgegengesetzt
$m_{T2}(l, \tau_{\text{had}})$	$> 100 \text{ GeV}$	$m_{T2}(\tau_1, \tau_2)$	$> 80 \text{ GeV}$
E_T^{miss}	$> 230 \text{ GeV}$	E_T^{miss}	$> 200 \text{ GeV}$

Tabelle 4.2: Definition der Signalregion im Lep-Had und im Had-Had Kanal [18].

Kapitel 5

Signalinterpolation

Wie bereits am Anfang des Kapitels 4 erwähnt wurde, wurden alle die für diese Arbeit analysierten Datensätze von Kollisionsereignissen mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen erzeugt, die die erwartete Kinematik des supersymmetrischen Signals modellieren. Da das Simulieren der Daten allerdings viel Zeit beanspruchen kann, besteht oft die Notwendigkeit, zwischen der begrenzten Anzahl an verfügbaren Signalpunkten zu interpolieren.

Diese Arbeit wendet zwei ausgewählte Methoden zur Signalinterpolation an. Zuerst wird die Methode des Template Morphings verwendet, um zwischen den Verteilungen kinematischer Variablen wie E_T^{miss} , $p_T(\tau)$ sowie m_{T2} in unterschiedlichen Signalpunkten auf Rekonstruktionsebene zu interpolieren. Das Template Morphing hat nach [20] den Vorteil gegenüber bestehenden Methoden, dass es schnell, numerisch stabil und nicht in der Anzahl der Input-Templates¹ oder der Anzahl an Modellparameter² eingeschränkt ist.

Allerdings stellt sich heraus, dass das Morphing alleine nicht ausreicht, um zwischen zwei Signalpunkten zu interpolieren. Da es als Ergebnis, eine auf eins normierte Verteilung (i.e. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion) liefert, dient es lediglich zur Bestimmung der Form des interpolierten Signalpunktes. Die Anzahl der Signalereignisse geht aufgrund der Normierung verloren. Aus diesem Grund wird die Anzahl an Signalereignissen der interpolierten Verteilung anhand der Größen Akzeptanz und Effizienz berechnet.

In der zweiten Methode wird versucht, eine Signalinterpolation mithilfe einer Umgewichtung von Ereignissen auf Truth-Ebene durchzuführen. Hierzu werden auf Truth-Ebene Gewichte zwischen den Verteilungen zweier Signalpunkte für unterschiedliche Variablen berechnet. Diese Gewichte werden anschließend auf Rekonstruktionsebene angewendet, um eine Interpolation in der Variable E_T^{miss} zu erzeugen.

¹Bezogen auf diese Analyse sind die Input-Templates die zu verschiedenen Massenpunkten gehörenden Verteilungen einer Variable des Signalgrids.

²Als Modellparameter (auch Morphing-Parameter genannt) wird in der Analyse einerseits die Stopmasse, andererseits die Staumasse gewählt.

5.1 Template Morphing

Das Template Morphing stellt eine der zahlreichen Interpolationstechniken dar, die in der Teilchenphysik eingesetzt werden, um unter anderem kinematische Verteilungen für Zwischenwerte eines Modellparameters vorherzusagen [20]. Um zu veranschaulichen, in welcher Art und Weise der Morphing-Algorithmus in dieser Analyse angewendet wird, findet sich in Abbildung 5.1 ein Beispiel: Zu sehen sind die kinematischen Verteilungen des $p_T(\tau)$ für drei unter-

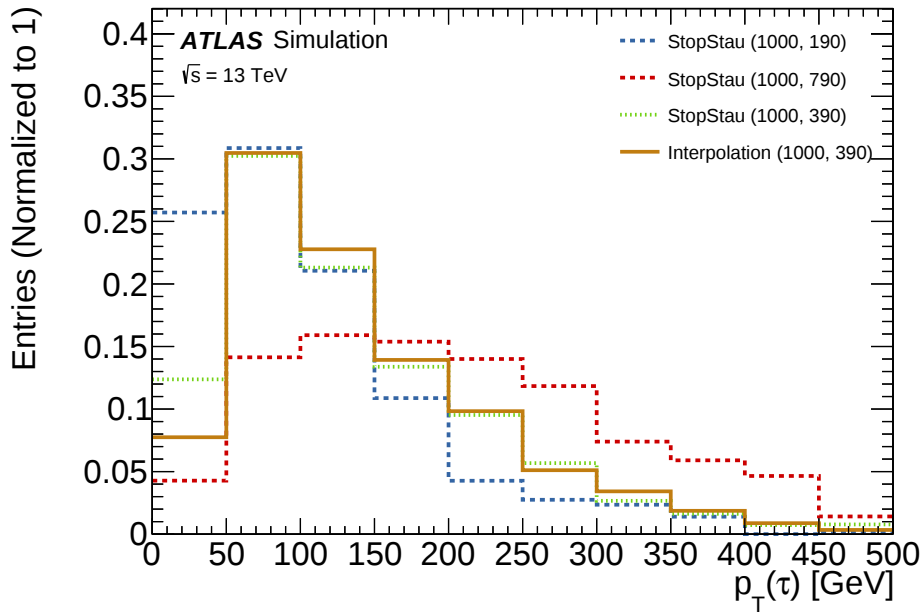


Abbildung 5.1: Kinematische Verteilungen von $p_T(\tau)$ für drei unterschiedliche Signalpunkte im Had-Had Kanal. Die Interpolation (braun durchgezogene Linie) ist zum Vergleich mit der Verteilung des Interpolationspunktes (1000, 390) (grün punktierte Linie) aufgetragen.

schiedliche Massenpunkte des Stop-Stau Signalgrids. Hierbei wurden die Signalpunkte (1000, 190), die blau-punktierte Linie und (1000, 790), die rot-punktierte Linie, dem Morphing-Algorithmus als "Input" gegeben, um daraus die dazugehörige Verteilung des Punktes (1000, 390), die grün-punktierte Linie, zu erzeugen. Wie sich anhand der in braun-durchgezogenen Linie erkennen lässt, kommt die Interpolation schon sehr nahe an das "Original" heran. In diesem Beispiel wurden Massenpunkte bei einer konstanten Stopmasse von 1000 GeV und einer variierenden Staumasse gewählt. Aus diesem Grund wurde hierzu auch die Staumasse als Morphing-Parameter festgelegt. Zusätzlich ist gut erkennbar, dass alle dargestellten Verteilungen, sowohl die der drei simulierten Signalpunkte als auch die der Interpolation, normiert sind.

In vereinfachter Form ist das Template Morphing ein Algorithmus, der es ermöglicht, zwischen zwei (oder mehreren) normierten Verteilungen zu interpolieren. Die anschließenden mathematischen Erläuterungen zur Funktionsweise des Template Morphings folgen in ihren Grundzügen [20].

5.1.1 Funktionsweise des Morphing-Algorithmus

Die Funktionsweise des Morphing-Algorithmus wird im Folgenden anhand eines einfachen Beispiels erläutert. Dieses Beispiel konzentriert sich auf das für diese Arbeit relevante Interpolieren mithilfe eines einzelnen Morphing-Parameters m . Man nehme an Datenproben für die beiden Werte $m = 0$ und $m = 1$ zu kennen. Um herauszufinden, wie die Verteilung für $m = \frac{1}{2}$ aussieht, wende man zuerst das sogenannte vertikale Morphing auf die beiden bekannten Verteilungen an und reduziert sie somit auf die Hälfte ihrer ursprünglichen Höhe (siehe Abbildung 5.2) [21].

Unter dem vertikalen Morphing versteht man die Herangehensweise, jedes einzelne Input Template $f(\mathbf{x}|m_i)$ mit einem Gewicht $c_i(m')$ zu multiplizieren. Die Form des Templates für einen beliebigen neuen Wert des Morphing-Parameters m' (hier für den Wert $m' = \frac{1}{2}$), erhält man durch

$$f_{\text{pred}}(\mathbf{x}|m') = \sum_{i=0}^{n-1} \underbrace{\sum_{j=0}^{n-1} (m' - m_0)^j (M^{-1})_{ji}}_{c_i(m')} f(\mathbf{x}|m_i), \quad (5.1)$$

wobei $\mathbf{x}$ die Observable des Systems kennzeichnet und $M_{ij} = (m_i - m_0)^j$ eine $n \times n$ Matrix definiert. Die Summe aller Koeffizienten c_i ist, per Konstruktion, eins:

$$\sum_i c_i(m) = 1. \quad (5.2)$$

Gleichung 5.1 ergibt sich grob gesagt durch eine Taylorentwicklung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(\mathbf{x}|m')$ bis Ordnung $n - 1$ um den Punkt m_0 . Eine detailliertere Herleitung zum vertikalen Morphing ist in [20] geschildert.

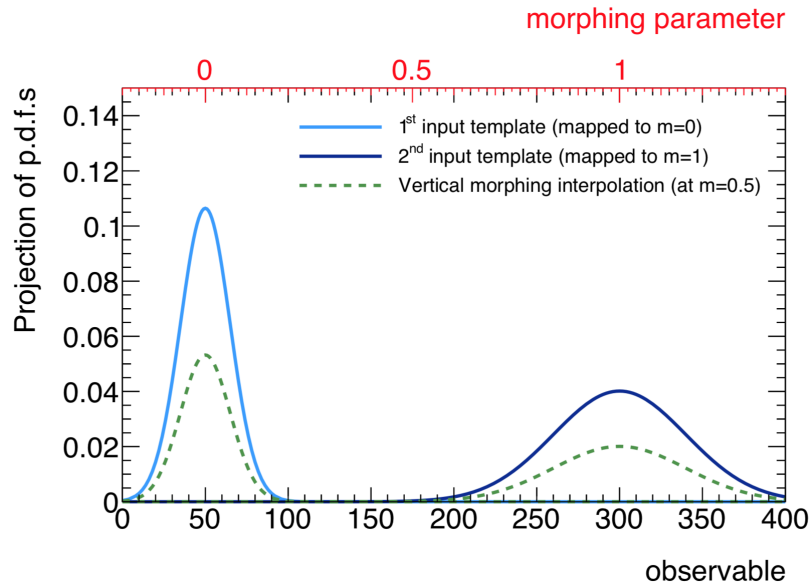


Abbildung 5.2: Ein Beispiel zum vertikalen Morphing [21]. Die beiden Input-Templates werden auf die Hälfte ihrer ursprünglichen Höhe reduziert.

Im nächsten Schritt werden die Mittelwerte der beiden bekannten Verteilungen durch eine Lineare Transformation in den Input Observablen $f(\mathbf{x}|m_i) \rightarrow f(\mathbf{x}'|m_i)$ zum Punkt $m = \frac{1}{2}$

verschoben. Dieses Verfahren der Verschiebung der Input Observablen $\mathbf{x}$ wird auch als horizontales Morphing bezeichnet [20].

Letztlich ist es notwendig, die Breitenänderung (i.e. eine sich verändernde Varianz) der Eingangsverteilungen in Abhängigkeit vom neuen Morphing-Parameter ($m = \frac{1}{2}$) zu berücksichtigen. Dies wird allgemein ermöglicht, indem man die Breiten σ_{ij} der jeweiligen Input-Templates i und Observablen j mit dem Koeffizienten $c_i(m)$ aus Gleichung 5.1 multipliziert [20]. Die daraus resultierende Varianz der Interpolation schreibt sich dann als

$$\sigma'_j(m) = \sum_i c_i(m) \cdot \sigma_{ij}. \quad (5.3)$$

Zusammenfassend ergibt sich die interpolierte Verteilung im Punkt $m = \frac{1}{2}$ als Summe der drei Schritte: vertikales und horizontales Morphing sowie Skalierung der Breite der Verteilung. Das Endresultat der Interpolation für das beschriebene Beispiel ist in Abbildung 5.3 erkennbar. Zusätzliche Motivationen und Erläuterungen zum Template Morphing finden sich in [20].

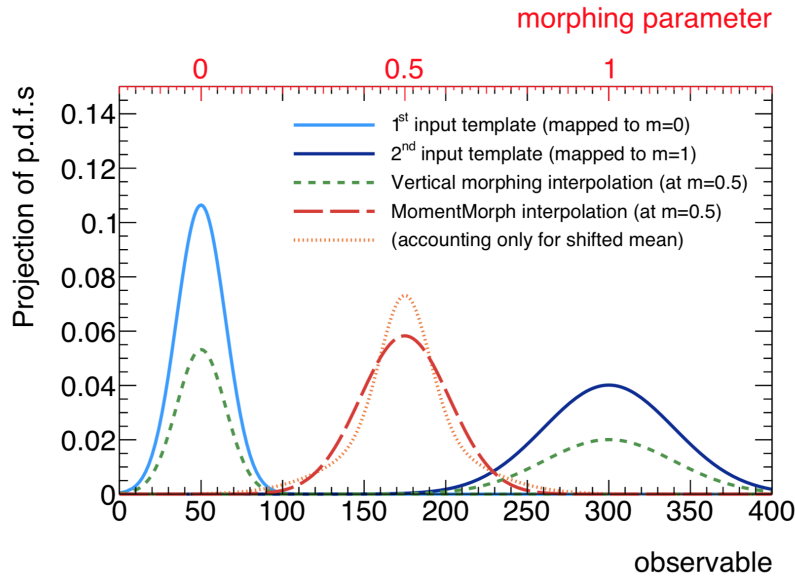


Abbildung 5.3: Vertikales und horizontales Morphing sowie eine Skalierung der Breite der Verteilung ergibt die gewünschte Interpolation bei $m = 0,5$ [21].

5.1.2 Morphing-Einstellungen

Des weiteren bietet der Morphing-Algorithmus verschiedene Einstellungen zur Erstellung der Interpolation an. Abhängig davon, wie die Koeffizienten $c_i(m)$ aus Gleichung 5.1, welche zur Berechnung des Mittelwertes sowie der Varianz der Interpolation verwendet werden, gewählt werden, ergeben sich die folgenden Einstellungsmöglichkeiten [20]:

Linear – ausschließlich lineare Koeffizienten.

NonLinear – ausschließlich nichtlineare Koeffizienten.

NonLinearLinFractions – nichtlineare und lineare Koeffizienten werden kombiniert.

NonLinearPosFractions – ausschließlich positive nichtlineare Koeffizienten.

Wie sich in den Ergebnissen zur Analyse herausstellen wird, hängt die Wirkung der Einstellungen auf die Interpolation von der Anzahl der Eingangssignale ab.

5.2 Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz

Nachdem die Interpolation durch das Template Morphing durchgeführt wurde, kann die Anzahl der Signalereignisse (Reko-Yields) mithilfe der Größen Akzeptanz und Effizienz berechnet werden:

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon \cdot A, \quad (5.4)$$

wobei σ den Wirkungsquerschnitt, $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität, ϵ die Effizienz und A die Akzeptanz bezeichnet. Die Akzeptanz ist die Anzahl an Ereignissen, die die Selektion auf Truth-Ebene³ erfüllen. Durch die Effizienz hingegen werden die Detektorineffizienzen (Reko-Effekte) beschrieben.

5.2.1 Vorgehensweise: Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz

Um mit der Methode des Template Morphings auf Rekonstruktionsebene (Reko-Ebene) eine Signalinterpolation durchführen zu können, muss zusätzlich noch die Akzeptanz und Effizienz für die jeweiligen Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells berechnet werden. Diese werden in dieser Analyse jedoch für eine deutlich weniger strenge Selektion berechnet, in der sowohl im Lep-Had als auch im Had-Had Kanal einerseits der E_T^{miss} -Schnitt und andererseits der m_{T2} -Schnitt von der Signalregionsdefinition entfernt wird.

In der Analyse beispielsweise wird die Interpolation der E_T^{miss} -Variable zwischen zwei Eingangssignalen betrachtet, in denen, wie auch schon bei der Berechnung der Akzeptanzen und Effizienzen, der E_T^{miss} -Schnitt weggelassen wurde. Die notwendige Normierung der interpolierten Verteilung kann für die betrachtete Selektion anhand der angepassten Akzeptanzen und Effizienzen nach Gleichung 5.4 berechnet werden. Wird der E_T^{miss} -Schnitt in der Interpolation wieder hinzugefügt, so kann durch den Vergleich der Interpolation mit Schnitt und ohne Schnitt Rückschluss über die Anzahl der erwarteten Ereignisse im Signal gezogen werden.

5.3 Umgewichten auf Truth-Ebene

Da es überprüft werden soll, ob sich das Umgewichten auf Truth-Ebene zur Erzeugung einer Interpolation auf Reko-Ebene eignet, bezieht man sich vorerst auf das wesentlich einfachere Stop-Neutralino-Signalmodell. In diesem Modell zerfällt jedes der skalaren Top-Quarks in ein Top-Quark sowie in das leichteste Neutralino, von welchem man eine vernachlässigbar kleine Masse annimmt. Dadurch verbleibt im Stop-Neutralino-Signalmodell nur noch die Stopmasse als freier Massenparameter.

³Eine Erklärung zur Truth-Ebene folgt in Abschnitt 5.3.1.

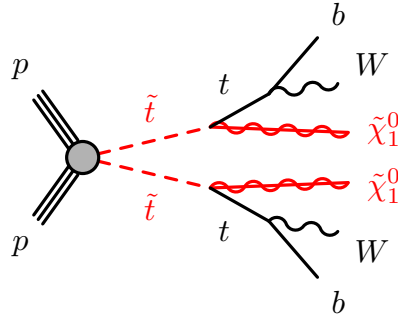


Abbildung 5.4: Das Stop-Neutralino-Signalmodell [22]

5.3.1 Truth-Ebene vs. Rekonstruktionsebene

Eine Monte-Carlo-Simulation, wie sie am ATLAS Experiment zur Simulation von Kollisionsergebnissen verwendet wird, ist folgendermaßen aufgebaut:

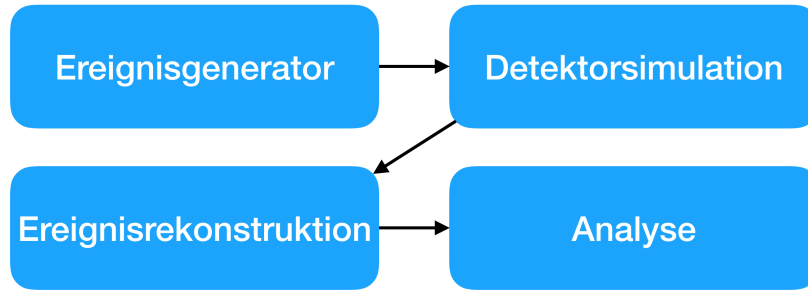


Abbildung 5.5: Veinfachte Übersicht der einzelnen Schritte einer Monte-Carlo-Simulation am LHC.

Die Ereignisgeneratoren werden benutzt, um Teilchenreaktionen zu simulieren. Dabei generieren sie für jedes Ereignis eine Liste von Teilchen mitsamt ihrer Vierervektoren, etc. [23]. Dieser erste Schritt in der Simulation wird auch als Truth-Ebene bezeichnet. Unter der Rekonstruktionsebene hingegen versteht man den Schritt nach der Detektorsimulation, in welchem der Rekonstruktionsalgorithmus, derselbe wie bei den "echten" Ereignissen, auf die Signale angewendet wird. Die Truth-Ebene hat gegenüber der Rekonstruktionsebene also den Vorteil, dass in ihr die Gesamtinformation der simulierten Teilchen vorhanden ist, ehe diese die Detektorsimulation passieren. Trotz allem wird die Analyse auf Rekonstruktionsebene durchgeführt, da man so einen Vergleich zu den realen Kollisionsergebnissen erschaffen kann.

5.3.2 Vorgehensweise: Umgewichten auf Truth-Ebene

Zuerst werden auf Truth-Ebene Gewichte zwischen den Verteilungen zweier unterschiedlicher Signalpunkte in einer Variable berechnet, von der vermutet wird, dass sie die Kinematik im Signal gut repräsentiert. Anschließend werden diese Truth-Gewichte auf Rekonstruktionsebene angewendet, um eine Interpolation in der Variable E_T^{miss} zu erzeugen.

Als Beispiel betrachte man auf Truth-Ebene die Verteilungen des transversalen Impulses des Stop-Systems $p_T(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800), wobei der Punkt (600) den Interpolationspunkt darstellt. Als Nächstes werden die Gewichte bezüglich dieser beiden Verteilungen

berechnet. Zuletzt werden diese Gewichte auf Rekonstruktionsebene auf die E_T^{miss} -Verteilung des Signalpunktes (800) angewendet, um die Interpolation im Punkt (600) zu erzeugen.

Das Ungewichten auf Truth-Ebene kann sowohl in einer Dimension als auch in zwei Dimensionen durchgeführt werden. Die zwei-dimensionale Ungewichtung wurde in der Analyse anhand der drei Truth-Variablenpaare

- $p_{T,1}(\tilde{t}) - p_{T,2}(\tilde{t})$ (Leading $p_T(\tilde{t})$ - Subleading $p_T(\tilde{t})$)
- $E_1(\tilde{t}) - E_2(\tilde{t})$ (Leading $E(\tilde{t})$ - Subleading $E(\tilde{t})$)
- $E_{T,1}(\tilde{t}) - E_{T,2}(\tilde{t})$ (Leading $E_T(\tilde{t})$ - Subleading $E_T(\tilde{t})$)

vorgenommen, um somit Aussagen darüber treffen zu können, welche Variablen sich für das Ungewichten eignen und welche nicht.

Kapitel 6

Ergebnisse

Nach der Erläuterung zur prinzipiellen Vorgehensweise im Kapitel 5, werden nun die Ergebnisse der untersuchten Interpolationstechniken präsentiert.

6.1 Template Morphing

Die folgenden Interpolationen wurden basierend auf der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Vorselektion erstellt.

Wie verhält sich die Interpolation für verschiedene Variablen bei zwei Eingangssignalen?

Für diese Studie wurden Massenpunkte, bei einer konstanten Stopmasse von 1000 GeV und einer variierenden Staumasse, betrachtet. Hierbei wurden die Verteilungen kinematischer Variablen in den Signalpunkten (1000, 190), die blau-punktierte Linie, und (1000, 790), die braun-punktierte Linie, dem Morphing-Algorithmus als Input gegeben, um daraus die dazugehörige Verteilung im Punkt (1000, 390), die rot-punktierte Linie, zu erzeugen. In Abbildung 6.1 sind die kinematischen Verteilungen von $p_T(\tau)$ und $p_T(\tau_1)$ für drei unterschiedliche Massenpunkte des Stop-Stau-Signalgrids im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal zu sehen. Wie sich anhand der in grün-durchgezogenen Linie erkennen lässt, kommt die Interpolation im Lep-Had Kanal schon sehr nahe an das Original heran. Im Had-Had Kanal hingegen weicht sie im Bereich 50 GeV-150 GeV wesentlich von der Verteilung des Interpolationspunktes ab.

In Abbildung 6.2 sind die kinematischen Verteilungen von m_{T2} für drei unterschiedliche Massenpunkte im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal zu sehen. Überraschend ist, dass die Interpolation in beiden Kanälen großteils oberhalb der Verteilungen der betrachteten Signalpunkte liegt. Im Gegensatz zur Interpolation von $p_T(\tau)$ und $p_T(\tau_1)$ findet sich im Fall der Variable m_{T2} wenig Ähnlichkeit zwischen der Interpolation, in Grün, und der Verteilung des Interpolationspunktes (1000, 390), in Rot. Erklären lässt sich dieses Verhalten möglicherweise daran, dass sowohl $m_{T2}(l, \tau)$ als auch $m_{T2}(\tau_1, \tau_2)$ die meiste Statistik im Bereich weniger GeV aufweist.

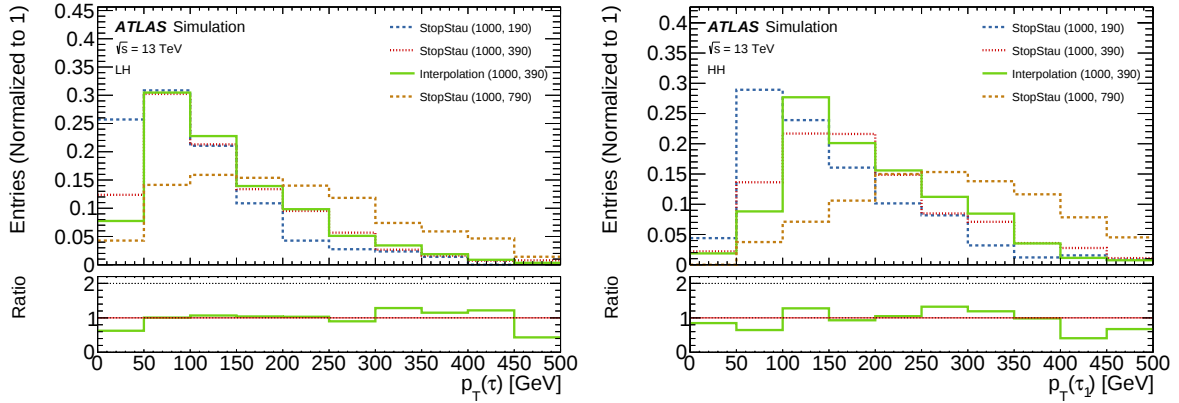
(a) Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal.(b) Interpolation von $p_T(\tau_1)$ im Had-Had Kanal.

Abbildung 6.1: Interpolation von $p_T(\tau)$ und $p_T(\tau_1)$ im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal. Als Eingangssignale wurden jeweils die Punkte (1000, 190) und (1000, 790) gewählt. Die Interpolation, in Grün, ist gemeinsam mit dem Vergleichspunkt (1000, 390), in Rot, aufgetragen.

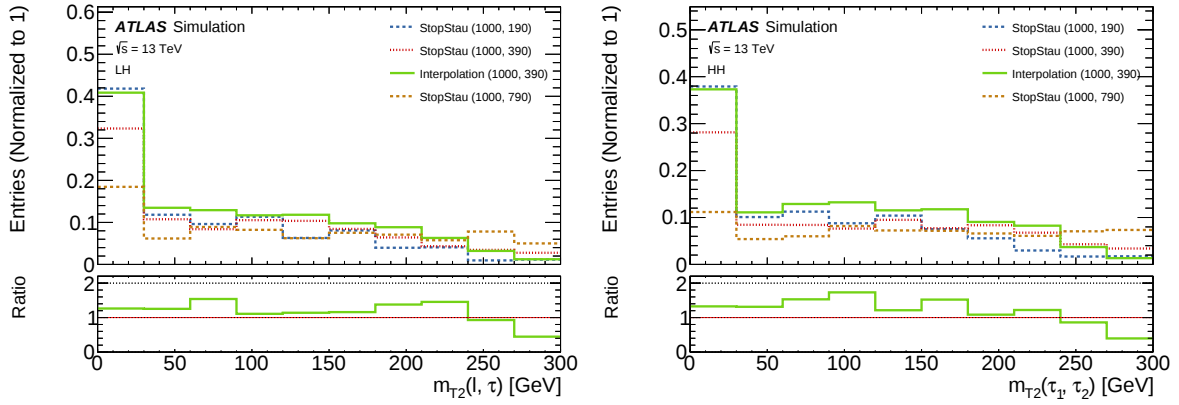
(a) Interpolation von $m_{T2}(l, \tau)$ im Lep-Had Kanal.(b) Interpolation von $m_{T2}(\tau_1, \tau_2)$ im Had-Had Kanal.

Abbildung 6.2: Interpolation von m_{T2} im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal. Als Eingangssignale wurden jeweils die Punkte (1000, 190) und (1000, 790) gewählt. Die Interpolation, in Grün, ist gemeinsam mit dem Vergleichspunkt (1000, 390), in Rot, aufgetragen.

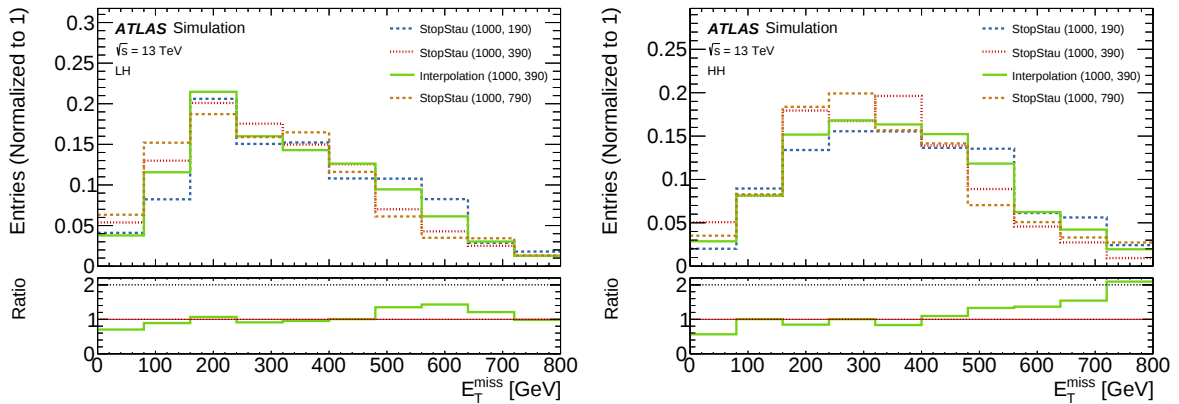
(a) Interpolation von E_T^{miss} im Lep-Had Kanal.(b) Interpolation von E_T^{miss} im Had-Had Kanal.

Abbildung 6.3: Interpolation von E_T^{miss} im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal. Als Eingangssignale wurden jeweils die Punkte (1000, 190) und (1000, 790) gewählt. Die Interpolation, in Grün, ist gemeinsam mit dem Vergleichspunkt (1000, 390), in Rot, aufgetragen.

In Abbildung 6.3 werden die kinematischen Verteilungen von E_T^{miss} für drei unterschiedliche Massenpunkte im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal dargestellt. Ähnlich wie schon bei $p_T(\tau)$ kommt auch die Interpolation der E_T^{miss} Variable im Lep-Had Kanal nahe an das Original heran. Im Had-Had Kanal hingegen weicht die Interpolation für große GeV-Werte zunehmend von der Verteilung des Interpolationspunktes ab.

Abschließend lässt sich feststellen, dass das Template Morphing für die Variablen $p_T(\tau)$ sowie E_T^{miss} im Lep-Had Kanal die insgesamt besten Ergebnisse erzielt. Ein Grund, warum sich das Template Morphing für die Variable m_{T2} nicht gut eignet, könnte in der fehlenden Statistik der betrachteten Signalpunkte liegen.

Die folgenden drei Studien konzentrieren sich vorwiegend auf den $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal.

Wie verhält sich die Interpolation von $p_T(\tau)$ bei zwei Eingangssignalen für verschiedene Morph-Einstellungen?

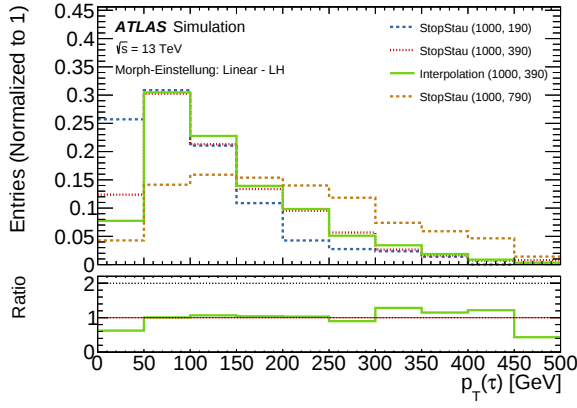
Wie in Kapitel 5 beschrieben, bietet der Morphing-Algorithmus mehrere Einstellungen zur Erstellung der Interpolation an. Diese Einstellungen werden im Folgenden anhand des $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal näher untersucht. Hierbei wurden, wie auch schon in der vorigen Studie, die Signalpunkte (1000, 190) und (1000, 790) als Eingangssignale für das Morphing gewählt, um daraus den Punkt (1000, 390) zu erzeugen. Aus Abbildung 6.4 geht hervor, dass keine der benannten Morphing-Einstellungen einen Einfluss auf die Interpolation von $p_T(\tau)$ bei zwei Eingangssignalen hat. Dies lässt sich dadurch erklären, dass für zwei Eingangssignale die Koeffizienten $c_i(m)$ aus Gleichung 5.3 linear werden und sich insgesamt zu

$$c_{i,\text{min}} = 1 - m_{\text{frac}} \quad (6.1)$$

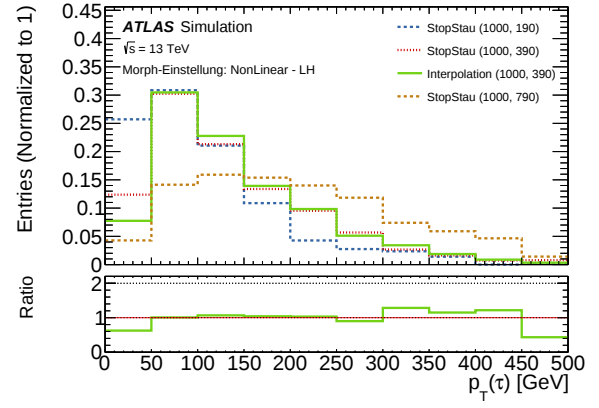
$$c_{i,\text{max}} = m_{\text{frac}} \quad (6.2)$$

reduzieren, mit $m_{\text{frac}} = (m - m_{\text{min}})/(m_{\text{max}} - m_{\text{min}})$. Die zwei verschiedenen Werte des Morphing Parameters¹ werden dabei durch m_{min} sowie m_{max} beschrieben [20].

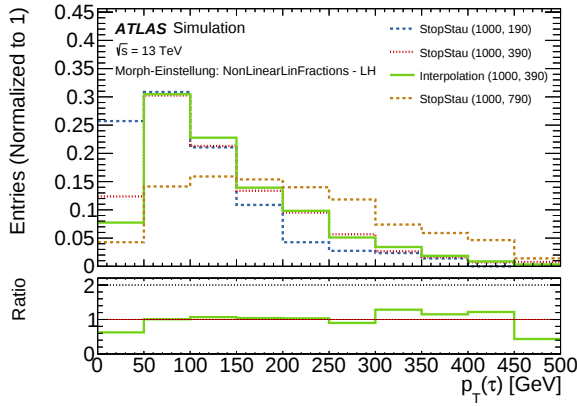
¹hier bezogen auf die Staumassen der beiden Eingangssignale: $m_{\text{min}} = 190$ und $m_{\text{max}} = 790$.



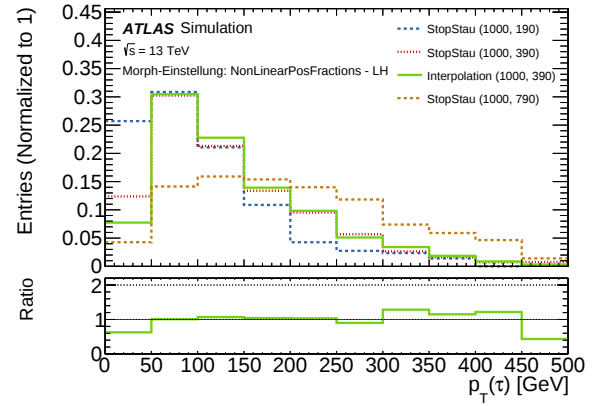
(a) Linear.



(b) NonLinear.



(c) NonLinearLinFractions.



(d) NonLinearPosFractions.

Abbildung 6.4: Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal bei zwei Eingangssignalen für verschiedene Morph-Einstellungen.

Wie verhält sich die Interpolation von $p_T(\tau)$ für mehrere Eingangssignale?

Das Template Morphing hat gegenüber bestehenden Interpolationstechniken den Vorteil, dass es nicht in der Anzahl der Eingangssignale beschränkt ist. Ob dies auch als Vorteil für die Interpolation gesehen werden kann, wird in dieser Studie untersucht. Hierzu werden die kinematischen Verteilungen des $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal bei fünf sowie bei neun Eingangssignalen betrachtet. Der Abbildung 6.5 lässt sich entnehmen, dass die Interpolation mit neun

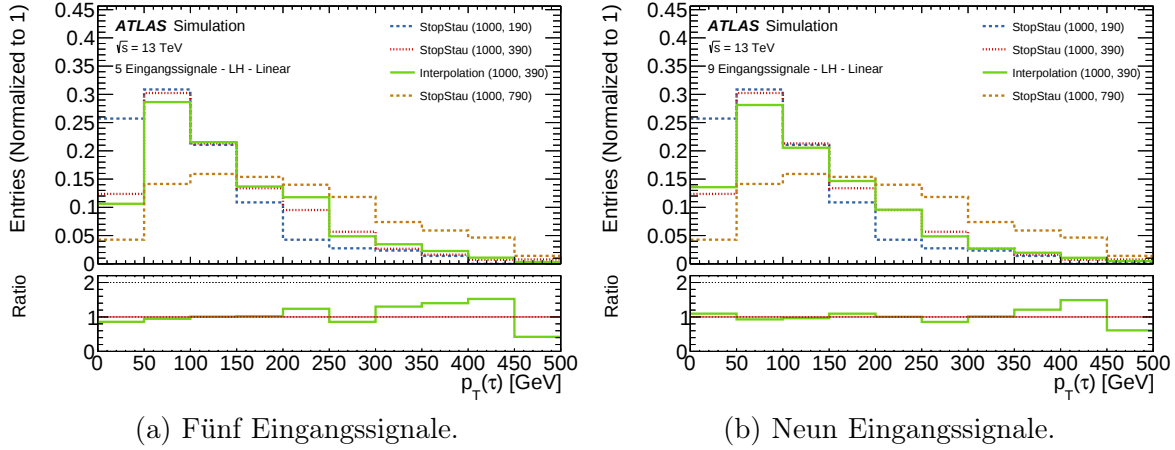


Abbildung 6.5: Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal bei fünf bzw. neun Eingangssignalen. Von den fünf bzw. neun Eingangssignalen sind zwei davon, (1000, 190) und (1000, 790), aufgetragen.

Eingangssignalen wesentlich näher an die Verteilung des Interpolationspunktes (1000, 390) herankommt, als jene mit nur fünf Eingangssignalen. Besonders im Bereich 300 GeV-400 GeV scheint sich die Interpolation für neun Eingangssignalen deutlich verbessert zu haben. Interessanterweise verschlechtert sie sich aber auch minimal für den Bereich 150 GeV-200 GeV. Es fällt außerdem auf, dass die Interpolation mit fünf Eingangssignalen vor allem in den Bereichen 200 GeV-250 GeV und 300 GeV-450 GeV schlechter ausfällt als jene mit nur zwei Eingangssignalen (Abbildung 6.1). Es lässt sich daher nicht darauf schließen, dass eine erhöhte Anzahl an Eingangssignalen eine bessere Interpolation hervorruft.

Wie verhält sich die Interpolation von $p_T(\tau)$ für neun Eingangssignale bei verschiedenen Morph-Einstellungen?

Für neun Eingangssignale zeigen die verschiedenen Morph-Einstellungen, wie sich in Abbildung 6.6 erkennen lässt, deutliche Unterschiede in der Interpolation. Diese erkennbaren Unterschiede folgen möglicherweise aus der Tatsache, dass für neun Eingangssignale, die Koeffizienten $c_i(m)$ aus Gleichung 5.3 nicht mehr alle linear sind, wie es bei zwei Eingangssignalen der Fall war. Aus Abbildung 6.6 geht hervor, dass die Einstellungen Linear und NonLinear-LinFractions eine sehr ähnliche Wirkung auf die Interpolation zeigen. Hier unterscheidet sich die Interpolation zwischen den beiden Einstellungen nur im Bereich 0 GeV-50 GeV. Betrachtet man hingegen die Interpolation für die Einstellung NonLinear, so fällt besonders der

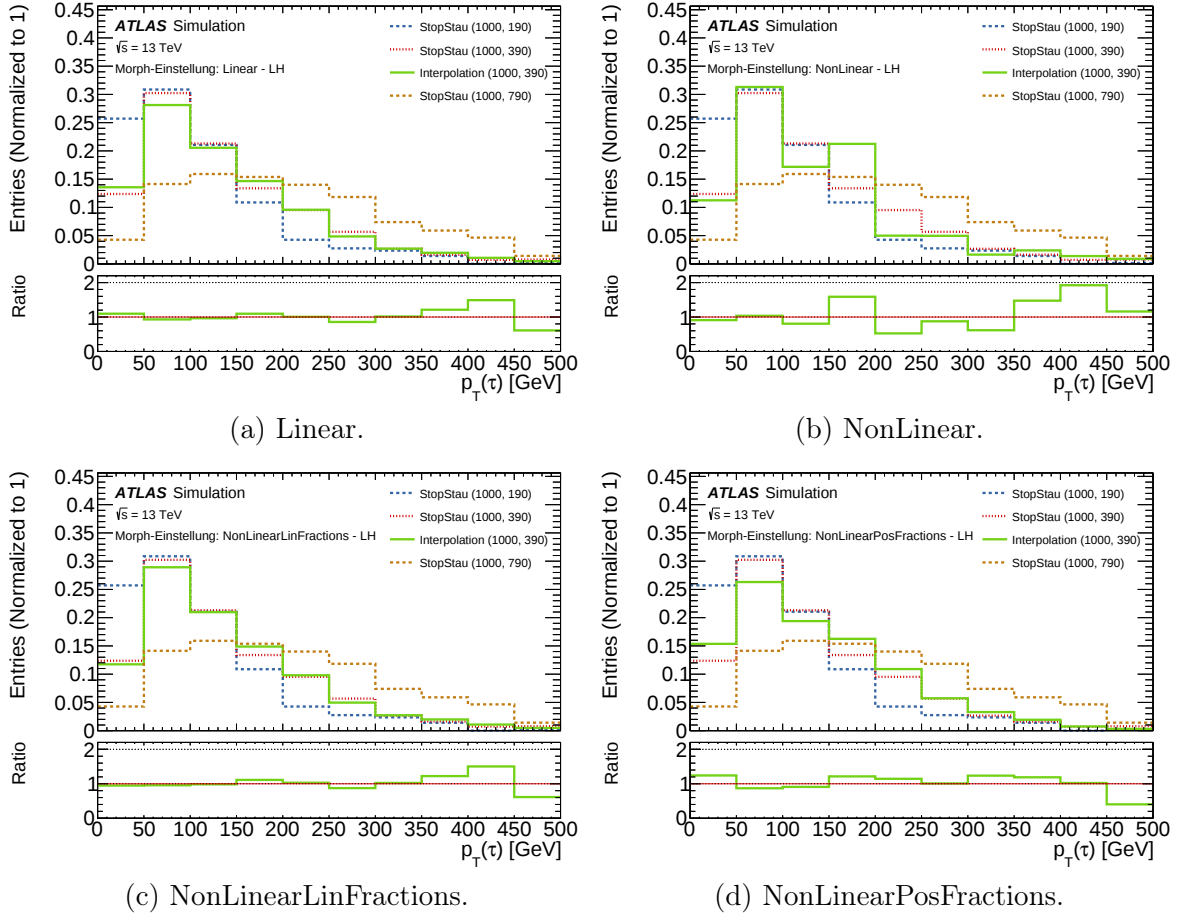


Abbildung 6.6: Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal für neun Eingangssignale bei verschiedenen Morph-Einstellungen. Von den fünf bzw. neun Eingangssignalen sind zwei davon, (1000, 190) und (1000, 790), aufgetragen.

abrupte Peak im Bereich 150 GeV-200 GeV auf. Des Weiteren weicht hier die Interpolation für hohe GeV Werte zunehmend von der Verteilung des Interpolationspunktes ab. Zuletzt macht sich bei der Einstellung NonLinearPosFractions bemerkbar, dass sich die Interpolation mit Ausnahme der Bereiche 50 GeV-150 GeV und 450 GeV-500 GeV oberhalb der Verteilung des Interpolationspunktes befindet. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Morph-Einstellungen Linear und NonLinearLinFractions im Großen und Ganzen die besten Ergebnisse in der Interpolation von $p_T(\tau)$ für neun Eingangssignale erzielen.

6.2 Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz

Nachdem die Interpolation durch das Template Morphing auf Reko-Ebene im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal durchgeführt wurde, kann nun die Anzahl der Signalereignisse mithilfe der Größen Akzeptanz und Effizienz berechnet werden. Diese werden für die jeweiligen Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells anhand einer deutlich weniger strengen Selektion, in welcher einerseits der E_T^{miss} -Schnitt und andererseits der m_{T2} -Schnitt entfernt wird, berechnet.

Für die Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz werden die im Anhang A dargestellten Interpolationen der Reko-Variablen E_T^{miss} und m_{T2} betrachtet. Diese Interpolationen

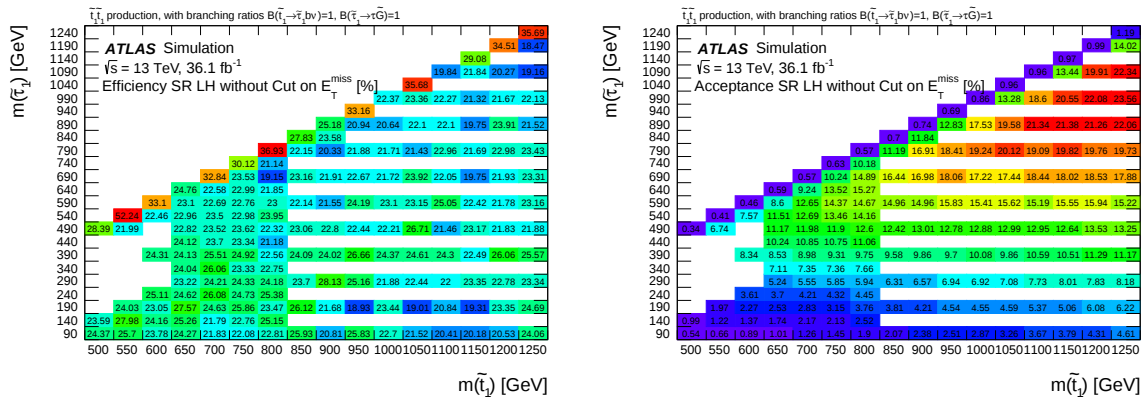
wurden mittels zweier Eingangssignale und der Morph-Einstellung Linear erstellt. Als Morph Parameter wurde einerseits die Stopmasse, andererseits die Staumasse gewählt. Tabelle 6.1 gibt Auskunft darüber, welche Eingangssignale zur Erzeugung der jeweiligen Interpolationen verwendet wurden.

Interpol. Signalpunkt	Eingangssignale der Interpolation
StopStau (600, 390)	StopStau (600, 190) und StopStau (600, 590)
StopStau (800, 390)	StopStau (800, 190) und StopStau (800, 790)
StopStau (1000, 390)	StopStau (800, 390) und StopStau (1200, 390)
StopStau (1000, 590)	StopStau (800, 590) und StopStau (1200, 590)
StopStau (1000, 790)	StopStau (800, 790) und StopStau (1200, 790)

Tabelle 6.1: Interpolationspunkte sowie die Eingangssignale, welche zur Erzeugung der Interpolationen benutzt wurden.

Lep-Had Kanal: Ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt

In dieser Studie wurde die Interpolation der E_T^{miss} -Variable für zwei Eingangssignale im Lep-Had Kanal betrachtet, in der wie auch schon bei der Berechnung der Akzeptanzen und Effizienzen, der $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt weggelassen wurde. Der Wert für den Yield (ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) aus Tabelle 6.2, also die Anzahl der erwarteten Ereignisse für die Interpolation, folgt dabei aus Gleichung 5.4. Der Reko-Yield mit bzw. ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt hingegen, stellt die Anzahl der erwarteten Ereignisse mit bzw. ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt im jeweiligen Interpolationspunkt dar.



(a) Effizienzen der jeweiligen Massenpunkte im Lep-Had Kanal ohne den Schnitt $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV. (b) Akzeptanzen der jeweiligen Massenpunkte im Lep-Had Kanal ohne den Schnitt $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV.

Abbildung 6.7: Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt.

Aus Tabelle 6.2 lässt sich erkennen, dass die Reko-Yields (ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) mit den Yields (ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) für alle betrachteten Signalpunkte übereinstimmen. Auffällig ist, dass sich der Wert der Interpol. Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) für Signalpunkte mit niedrigen Stopmassen immer mehr von den Reko-Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) unterscheidet.

Beim Blick auf die kinematischen Verteilungen im Anhang A.1, fällt auf, dass die Interpolation der Massenpunkte (600, 390) sowie (800, 390) deutlich von den Verteilungen der jeweiligen Interpolationspunkte abweichen. Interessanterweise trifft dies aber auch für die Interpolation im Punkt (1000, 790) zu, in welchem die Werte der Reko-Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) und den Interpol. Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) nahezu übereinstimmen.

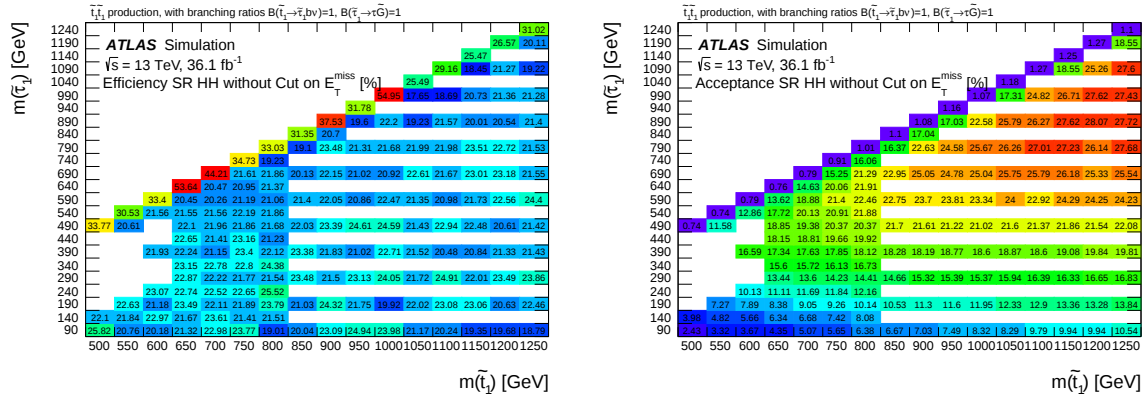
Abschließend lässt sich feststellen, dass die Signalpunkte mit den niedrigeren Stopmassen die insgesamt schlechtesten Ergebnisse in den Interpol. Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) erzielen. Das beste Ergebnis konnte im Punkt (1000, 390) erreicht werden. Hier liegt der Interpol. Yield (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV) innerhalb der Unsicherheit des Reko-Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV).

Interpol. Signalpunkt	Reko-Yield (o. $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV)	Yield (o. $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV)	Reko-Yield (m. $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV)	Interpol. Yield (m. $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV)
(600, 390)	127.8 ± 4.6	127.8	65.4 ± 3.3	79.4
(800, 390)	22.5 ± 1.2	22.5	15.0 ± 1.0	18.4
(1000, 390)	5.5 ± 0.4	5.5	4.2 ± 0.3	4.4
(1000, 590)	7.9 ± 0.4	7.9	5.6 ± 0.4	6.3
(1000, 790)	9.3 ± 0.5	9.3	7.0 ± 0.4	7.8

Tabelle 6.2: Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt im Lep-Had Kanal.

Had-Had Kanal: Ohne $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV Schnitt

Im Folgenden wird die Interpolation der E_T^{miss} -Variable für zwei Eingangssignale im Had-Had Kanal untersucht, in der der $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV Schnitt weggelassen wurde.



(a) Effizienzen der jeweiligen Massenpunkte im Had-Had Kanal ohne den Schnitt $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV. (b) Akzeptanzen der jeweiligen Massenpunkte im Had-Had Kanal ohne den Schnitt $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV.

Abbildung 6.8: Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV Schnitt.

Wie schon im Lep-Had Kanal, weisen auch im Had-Had Kanal die Signalpunkte mit den niedrigeren Stopmassen die größten Unterschiede zwischen den Reko-Yields und den Interpol. Yields in der Signalregion auf. Dies lässt sich möglicherweise aufgrund der mangelhaften

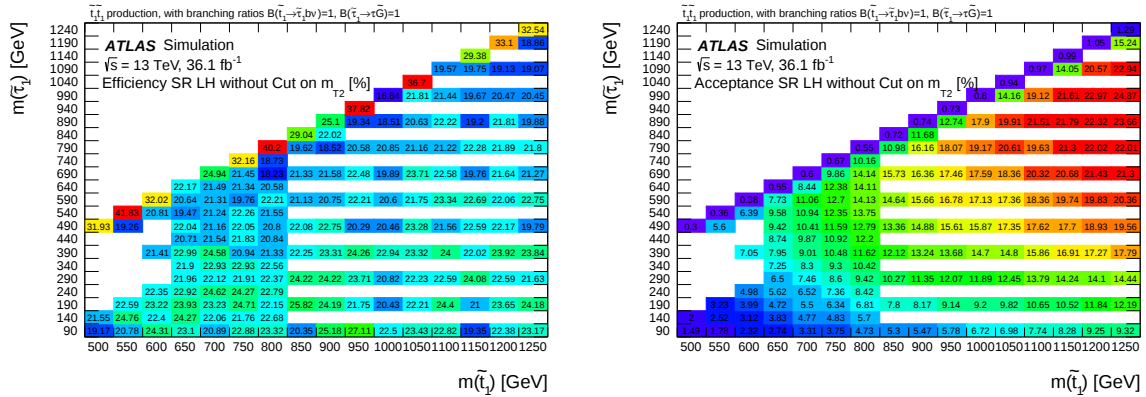
Statistik in den Signalpunkten (600, 390) sowie (800, 390) erklären. Ähnlich wie im Lep-Had Kanal, gelingt die beste Übereinstimmung zwischen den Reko-u. Interpol. Yields im Massenpunkt (1000, 390). Hier wird mit 8.1 Ereignissen eine exakte Übereinstimmung erreicht. Gleichweise liegen auch die Werte der Interpol. Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV), der Massenpunkte (1000, 590) sowie (1000, 790), innerhalb der Unsicherheiten der Reko-Yields (mit $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV).

Interpol. Signalpunkt	Reko-Yield (o. $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV)	Yield (o. $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV)	Reko-Yield (m. $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV)	Interpol. Yield (m. $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV)
(600, 390)	229.3 ± 6.6	229.3	153.7 ± 5.2	193.2
(800, 390)	41.0 ± 1.7	41.0	31.7 ± 1.5	35.6
(1000, 390)	9.4 ± 0.5	9.4	8.1 ± 0.5	8.1
(1000, 590)	11.6 ± 0.6	11.6	9.9 ± 0.5	10.2
(1000, 790)	12.4 ± 0.7	12.4	11.0 ± 0.7	10.8

Tabelle 6.3: Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV Schnitt im Had-Had Kanal.

Lep-Had Kanal: Ohne $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt

Diese Studie konzentriert sich auf die Interpolation der $m_{T2}(l, \tau)$ Variable im Lep-Had Kanal, in welcher der $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt weggelassen wurde.



(a) Effizienzen der jeweiligen Massenpunkte im Lep-Had Kanal ohne den Schnitt $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV. (b) Akzeptanzen der jeweiligen Massenpunkte im Lep-Had Kanal ohne den Schnitt $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV.

Abbildung 6.9: Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt.

Aus den Tabellen 6.4 und 6.5 geht hervor, dass die Reko-Yields (ohne $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV) den Yields (ohne $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV), sowohl im Lep-Had als auch im Had-Had Kanal für alle betrachteten Signalpunkte, entsprechen. Im Lep-Had Kanal fällt zusätzlich auf, dass selbst für die Signalpunkte mit niedrigen Stopmassen gute Übereinstimmungen zwischen den Interpol. Yields und den Reko-Yields in der Signalregion erzielt werden können. Für die Verteilungen der interpolierten Signalpunkte (800, 390), (1000, 590) und (1000, 790) befindet sich

das Ergebnis des Interpol. Yields innerhalb der Unsicherheit des Reko-Yields.

Interpol. Signalpunkt	Reko-Yield (o. $m_{T2} > 100$ GeV)	Yield (o. $m_{T2} > 100$ GeV)	Reko-Yield (m. $m_{T2} > 100$ GeV)	Interpol. Yield (m. $m_{T2} > 100$ GeV)
(600, 390)	95.1 ± 3.9	95.1	65.4 ± 3.3	61.6
(800, 390)	25.4 ± 1.3	25.4	15.0 ± 1.0	15.7
(1000, 390)	7.5 ± 0.4	7.5	4.2 ± 0.3	5.3
(1000, 590)	7.8 ± 0.4	7.8	5.6 ± 0.4	6.0
(1000, 790)	8.9 ± 0.5	8.9	7.0 ± 0.4	7.4

Tabelle 6.4: Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt im Lep-Had Kanal.

Had-Had Kanal: Ohne $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV Schnitt

Zuletzt wird die Interpolation der $m_{T2}(\tau_1, \tau_2)$ Variable im Had-Had Kanal untersucht, in welcher der $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV Schnitt weggelassen wurde.

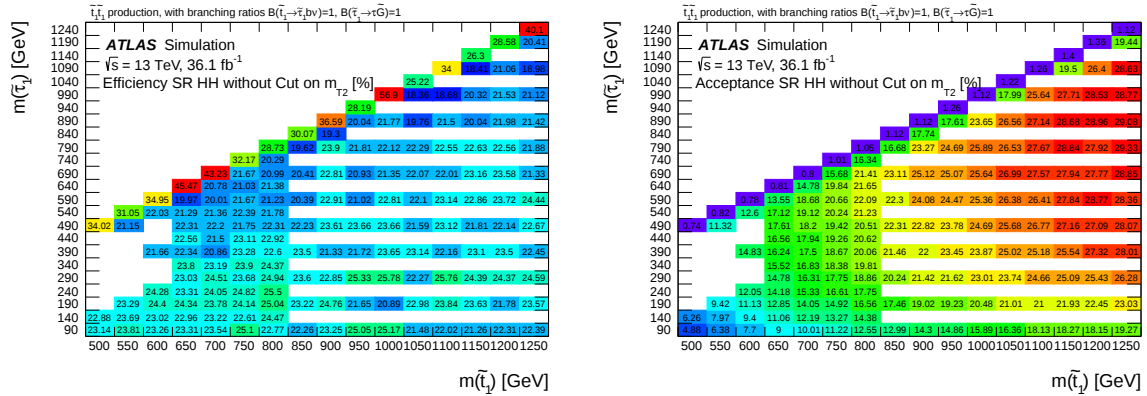


Abbildung 6.10: Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV Schnitt.

Wie sich anhand der Tabelle 6.5 erkennen lässt, weichen die erzielten Interpol. Yields für Signalpunkte mit niedrigen Stopmassen, im Gegensatz zum Lep-Had Kanal, stark von den Reko-Yields in der Signalregion ab. Es überrascht, dass die Unterschiede zwischen den Interpol. Yields (mit $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV) und den Reko-Yields (mit $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV) viel geringer für den Punkt (1000, 790) ausfallen, als für den Massenpunkt (600, 390), obwohl bei beiden die Interpolation (siehe dazu Anhang A.4) deutlich von der Verteilung des Interpolationspunktes abweicht. Letztlich zeigt sich wiederum die Tendenz, dass für Signalpunkte mit höheren Stopmassen die insgesamt akkurateren Vorhersagen in den interpolierten Signalereignissen erzielt werden.

Interpol. Signalpunkt	Reko-Yield (ohne $m_{T2} > 80$ GeV)	Yield (ohne $m_{T2} > 80$ GeV)	Reko-Yield (mit $m_{T2} > 80$ GeV)	Interpol. Yield (mit $m_{T2} > 80$ GeV)
(600, 390)	202.4 ± 5.9	202.5	153.7 ± 5.2	120.8
(800, 390)	46.4 ± 1.8	46.4	31.7 ± 1.5	28.0
(1000, 390)	12.5 ± 0.6	12.5	8.1 ± 0.5	7.9
(1000, 590)	12.8 ± 0.6	12.8	9.9 ± 0.5	9.3
(1000, 790)	12.7 ± 0.7	12.7	11.0 ± 0.7	10.1

Tabelle 6.5: Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV Schnitt im Had-Had Kanal.

6.3 Umgewichten auf Truth-Ebene

Für das Umgewichten auf Truth-Ebene wird das wesentlich einfachere Stop-Neutralino Signalmodell verwendet. Die Umgewichtung wird dabei sowohl in einer als auch in zwei Dimensionen vorgenommen. Anschließend werden die auf der Truth-Ebene berechneten Gewichte auf Rekonstruktionsebene angewendet, um eine Interpolation in der Reko-Variable E_T^{miss} zu erzeugen. Im Folgenden werden die Gewichte bezüglich verschiedener Truth-Variablen berechnet, um in dieser Art feststellen zu können, welche Variablen sich für eine Umgewichtung eignen und welche nicht. Die für die Umgewichtung benutzte Ereignisselektion basiert auf einem "logischen Oder" zwischen den beiden Triggern "single-electron" und "single-muon".

6.3.1 Umgewichtung in einer Dimension

Anfangs wird das Umgewichten auf Truth-Ebene in einer Dimension durchgeführt. Die Gewichte werden hierbei bezüglich des transversalen Impulses des Stop-Systems² anhand der Verteilungen der Massenpunkte (600) und (700) berechnet, da vermutet wird, dass durch ihn die Kinematik im Signal gut repräsentiert wird. Abbildung 6.12 zeigt, dass die Anwen-

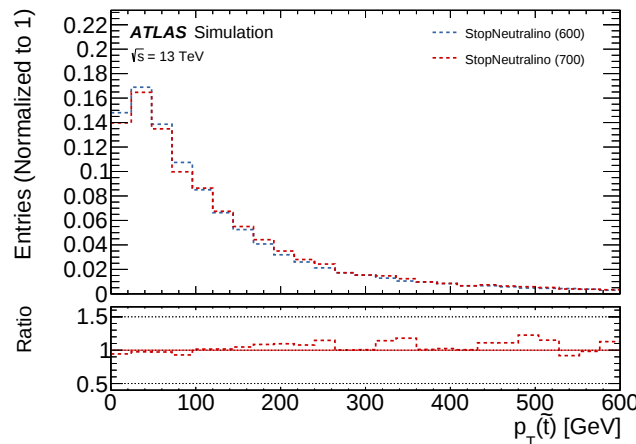


Abbildung 6.11: Die Gewichte werden auf Truth-Ebene bezüglich des transversalen Impulses des Stop-Systems anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (700) berechnet.

²Das Stop-System ist definiert als die Summe der beiden Stop-Vierervektoren.

derung der Gewichte auf Rekonstruktionsebene im Massenpunkt (700), fast keine Veränderung hervorruft. Lediglich im Bereich 500 GeV-600 GeV weicht die Interpolation minimal von der Verteilung des Punktes (700) ab.

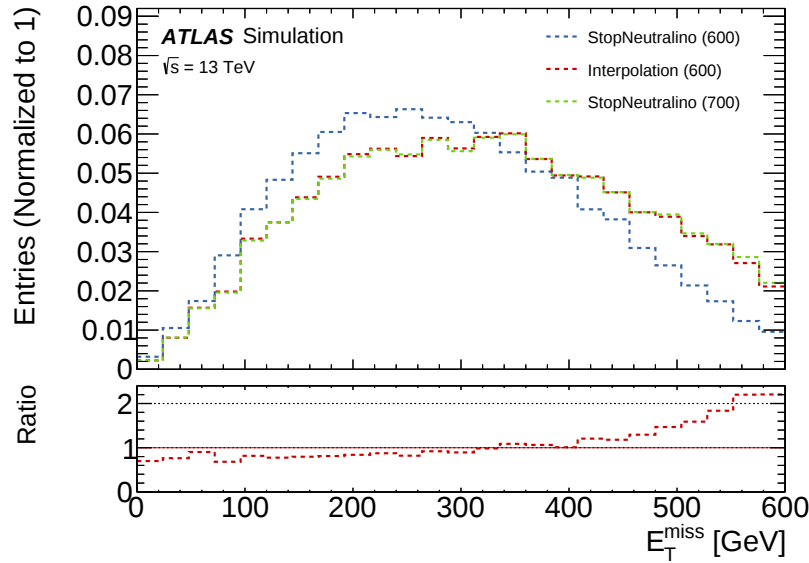


Abbildung 6.12: Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich des $p_T(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (700) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie stellt hierbei die Interpolation dar.

Daraus könnte geschlossen werden, dass der $p_T(\tilde{t})$ doch keine für die Ungewichtung geeignete Variable darstellt. Erklären lässt sich dies möglicherweise dadurch, dass der meiste $p_T(\tilde{t})$ aufgrund von Abstrahlungen im Anfangszustand entsteht. Da diese Art Strahlungsemission weitgehend unabhängig von der Masse des jeweiligen Teilchens ist, führt die Abstrahlung im Anfangszustand zu einem massenunabhängigen Verhalten im $p_T(\tilde{t})$. Dies kann einer der Gründe sein, warum sich die Kinematik im Signal, die hauptsächlich von der Stopmasse abhängt, nicht vom $p_T(\tilde{t})$ beschreiben lässt.

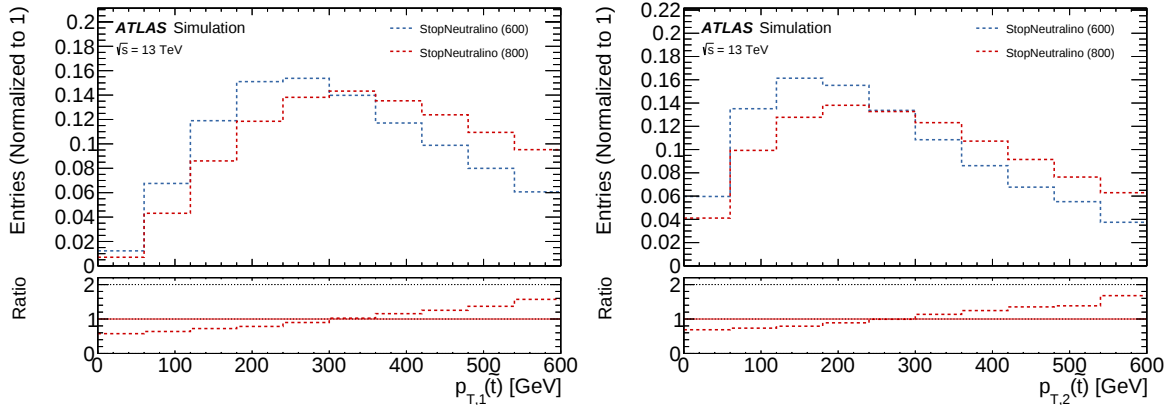
6.3.2 Ungewichtung in zwei Dimensionen

Die folgende zwei-dimensionale Ungewichtung wurde anhand der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Truth-Variablenpaare $p_{T,1}(\tilde{t}) - p_{T,2}(\tilde{t})$, $E_1(\tilde{t}) - E_2(\tilde{t})$ sowie $E_{T,1}(\tilde{t}) - E_{T,2}(\tilde{t})$ durchgeführt.

Berechnung der Gewichte bezüglich der Stop-Impulse

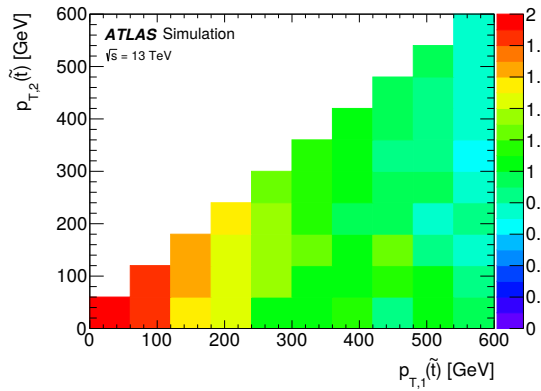
In Abbildung 6.13 sind die Gewichte dargestellt, die auf Truth-Ebene bezüglich der Variablen $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Massenpunkte (600) und (800) berechnet wurden.

Aus Abbildung 6.14 geht hervor, dass das Anwenden der Gewichte auf Rekonstruktionsebene im Punkt (800), ähnlich wie schon bei der eindimensionalen Ungewichtung, die Verteilung nur wenig beeinflusst. Dies überrascht, da wie in Abbildung 6.15 zu sehen ist, die Verteilung



(a) Verteilungen des $p_{T,1}(\tilde{t})$ für die Massenpunkte (600) und (800).

(b) Verteilungen des $p_{T,2}(\tilde{t})$ für die Massenpunkte (600) und (800).



(c) Truth-Gewichte.

Abbildung 6.13: Verteilungen von $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800). Die Truth-Gewichte wurden bezüglich $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (800) berechnet.

der Truth-Gewichte mit der Verteilung der auf Reko-Ebene angewendeten Gewichte übereinstimmt.

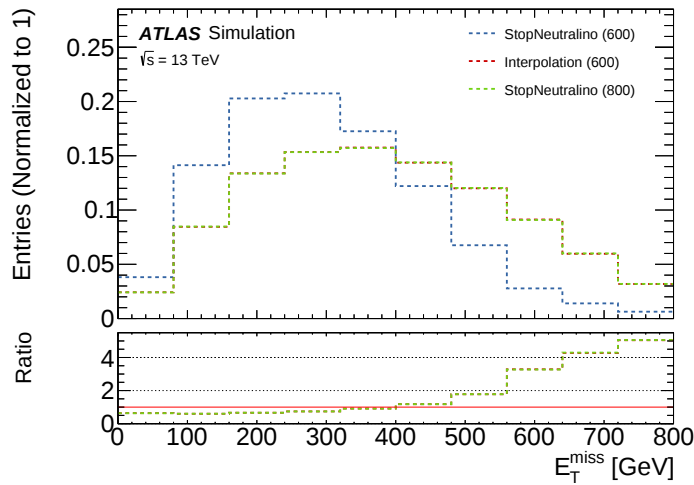


Abbildung 6.14: Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie (identisch mit der grün-punktierten Linie) stellt hierbei die Interpolation dar.

Validierung der technischen Implementation

Im Folgenden wurde aufgrund der unerklärlichen Ergebnisse in der Anwendung der Gewichte auf Reko-Ebene, eine Validierung der technischen Implementation vorgenommen. Hierbei wurden die Gewichte, welche bezüglich der Truth-Variablen $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) sowie (800) berechnet wurden, auf Truth-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Verteilung des Punktes (600) zu erzeugen.

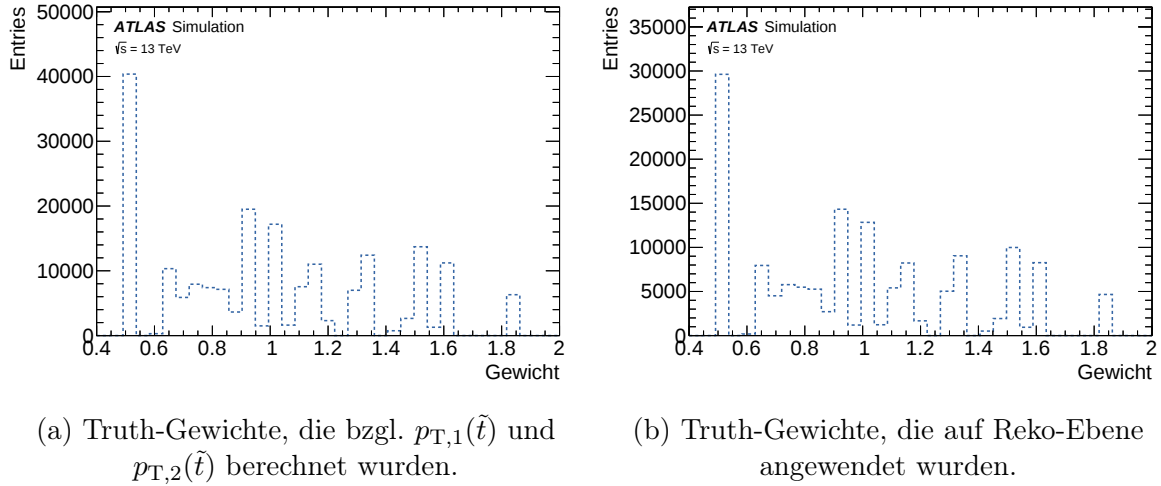


Abbildung 6.15: Vergleich zwischen den Truth-Gewichten und den auf der Reko-Ebene angewendeten Gewichten.

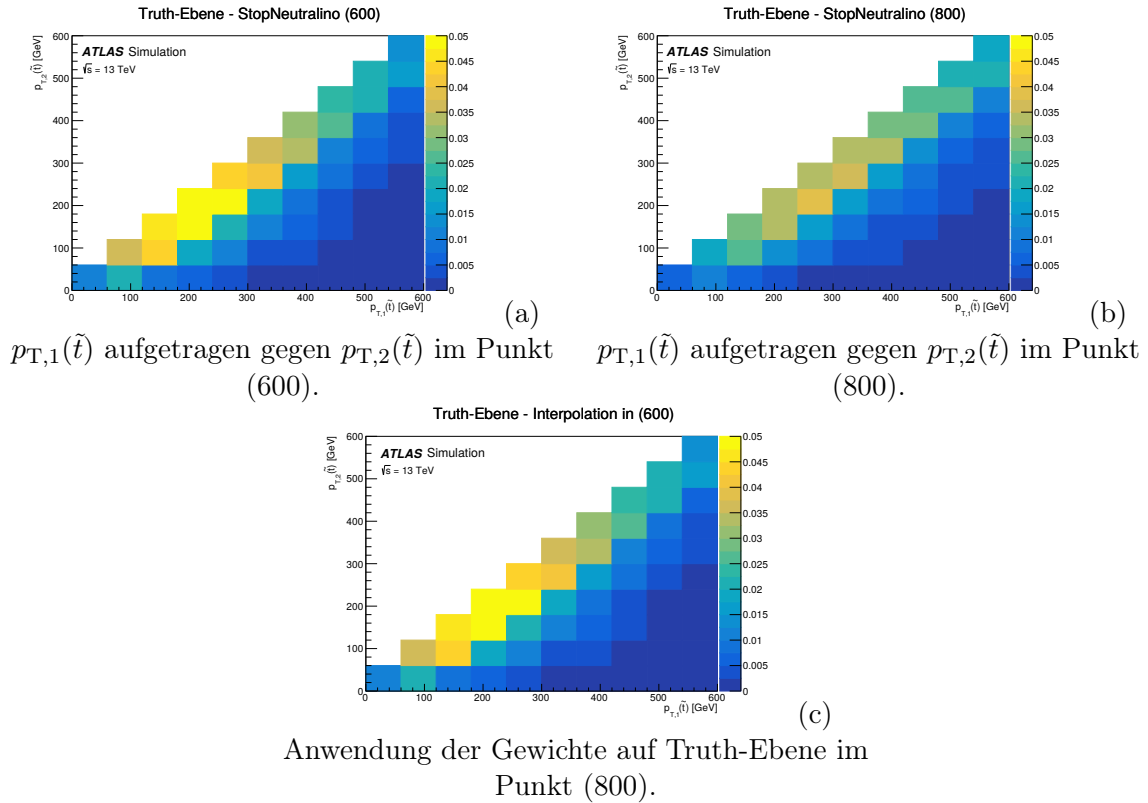


Abbildung 6.16: Die Gewichte, die bezüglich der Truth-Variablen $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden im Punkt (800) auf Truth-Ebene angewendet, um die Verteilung des Punktes (600) zu erzeugen.

Wie sich nach Abbildung 6.16 herausstellt, wird in der vorgenommenen Validierung der technischen Implementation das erwartete Ergebnis erzielt: Das Anwenden der Gewichte auf Truth-Ebene im Punkt (800) erzeugt wieder die Verteilung im Punkt (600).

Werden die berechneten Gewichte hingegen auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Verteilung des Punktes (600) zu erzeugen, dann scheint das Umgewichten nicht mehr zu funktionieren. Wie sich in Abbildung 6.17 erkennen lässt, sind die Interpolation und die Verteilung des Punktes (800) identisch.

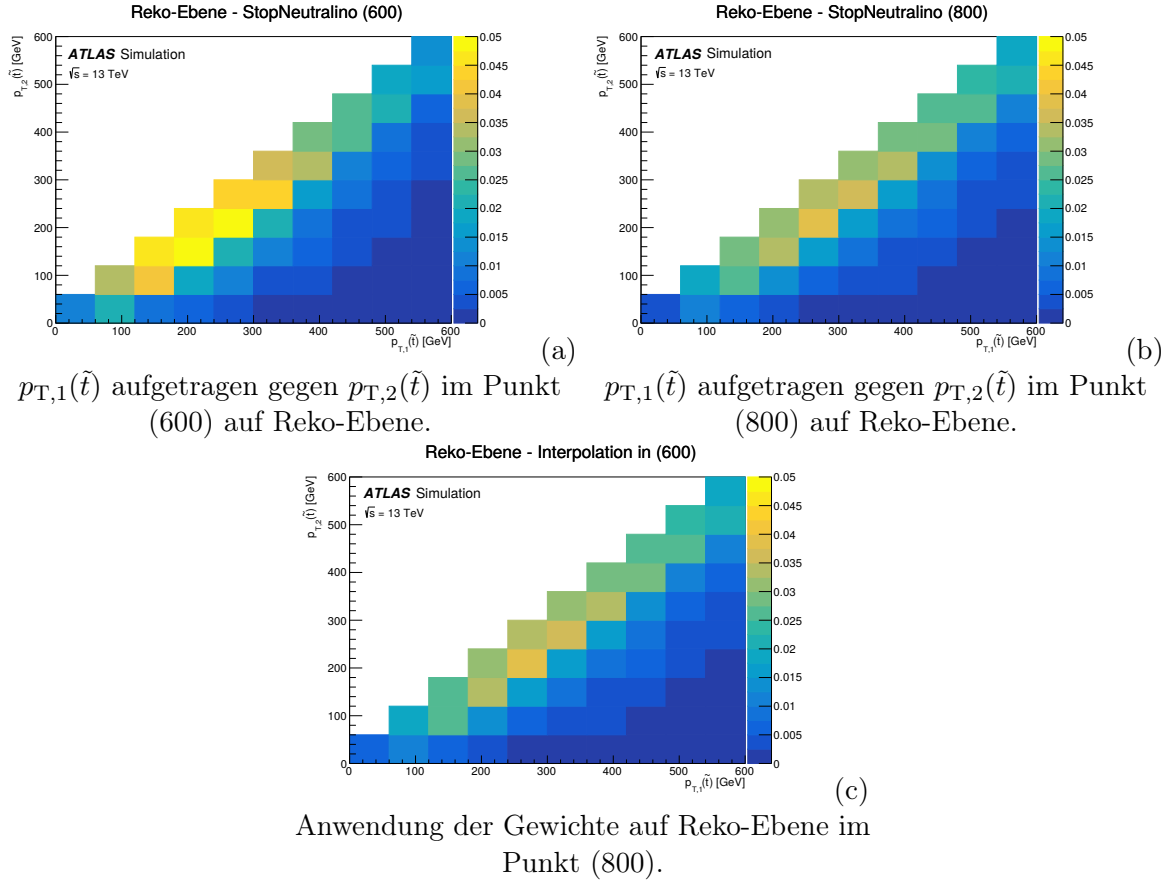


Abbildung 6.17: Die Gewichte, die bezüglich der Truth-Variablen $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden im Punkt (800) auf Reko-Ebene angewendet, um die Verteilung des Punktes (600) zu erzeugen.

Berechnung der Gewichte bezüglich der Gesamtenergie der Stops

Im weiteren Verlauf wird die Berechnung der Truth-Gewichte bezüglich der Variablen $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Massenpunkte (600) und (800) vorgenommen.

Wie auch schon bei der Umgewichtung bezüglich der transversalen Stopimpulse, bewirken die auf den Punkt (800) angewendeten Gewichte keine auffallende Veränderung in der Verteilung. Lediglich im Bereich 480 GeV-560 GeV und 640 GeV-720 GeV weicht die Interpolation, in Rot, minimal von der Verteilung des Punktes (800), in Grün, ab.

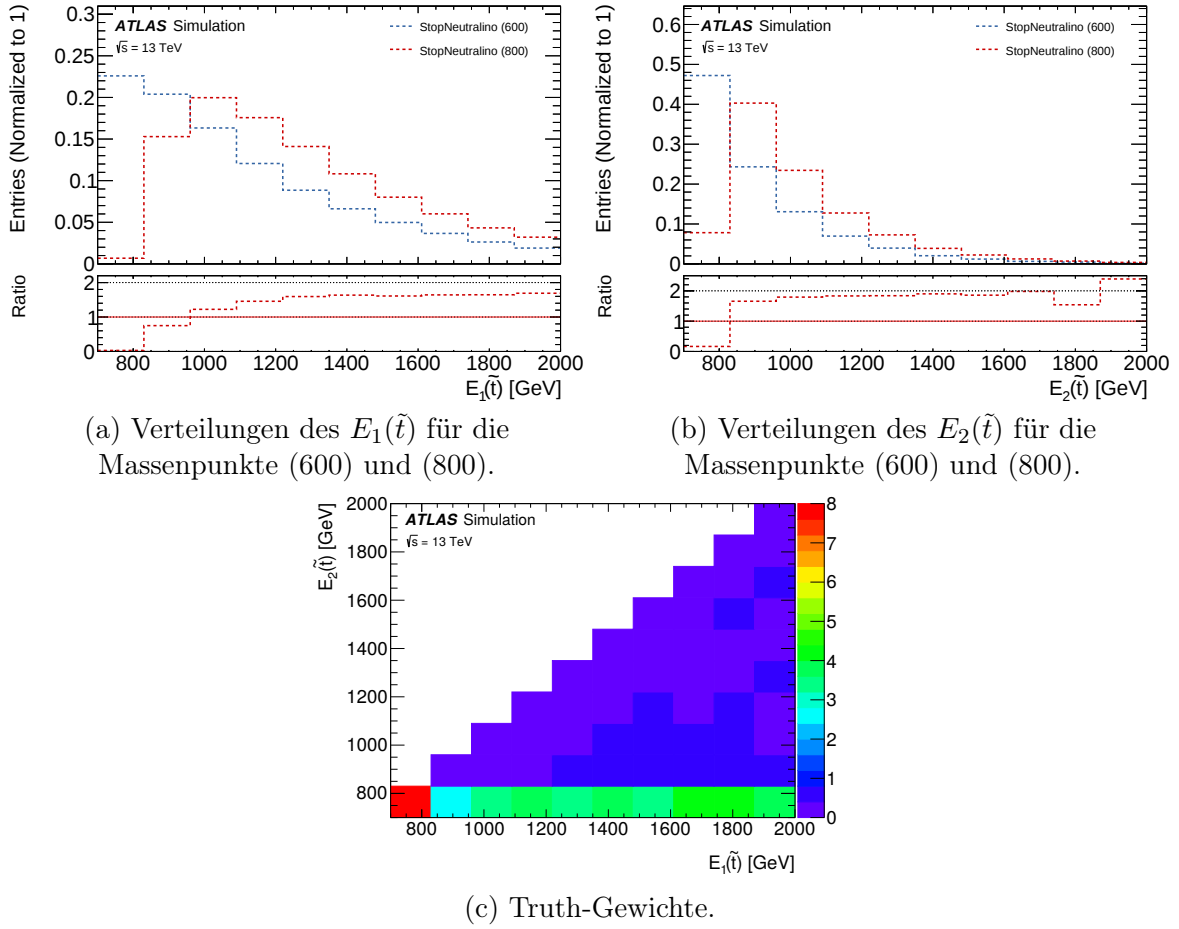


Abbildung 6.18: Verteilungen von $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800). Die Truth-Gewichte wurden bezüglich $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (800) berechnet.

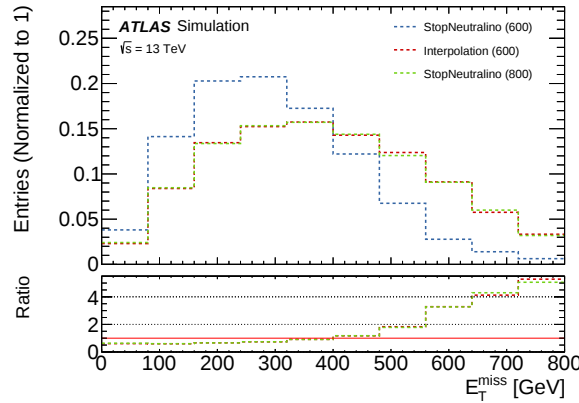
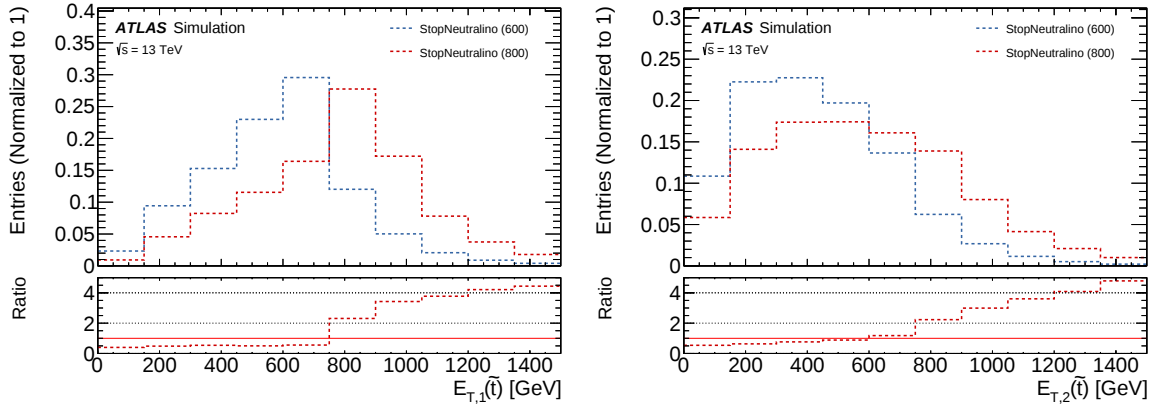


Abbildung 6.19: Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie stellt hierbei die Interpolation dar.

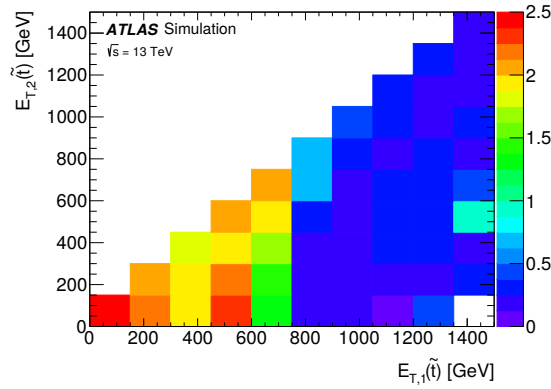
Berechnung der Gewichte bezüglich der transversalen Energie der Stops

Zuletzt werden die Truth-Gewichte, welche bezüglich der transversalen Energie der Stops anhand der Verteilungen der Massenpunkte (600) und (800) bestimmt werden, betrachtet. Auch hier fällt wieder auf, dass das Umgewichten die Verteilung nur geringfügig ändert.



(a) Verteilungen des $E_{T,1}(\tilde{t})$ für die Massenpunkte (600) und (800).

(b) Verteilungen des $E_{T,2}(\tilde{t})$ für die Massenpunkte (600) und (800).



(c) Truth-Gewichte.

Abbildung 6.20: Verteilungen von $E_{T,1}(\tilde{t})$ und $E_{T,2}(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800). Die Truth-Gewichte wurden bezüglich $E_{T,1}(\tilde{t})$ und $E_{T,2}(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (800) berechnet.

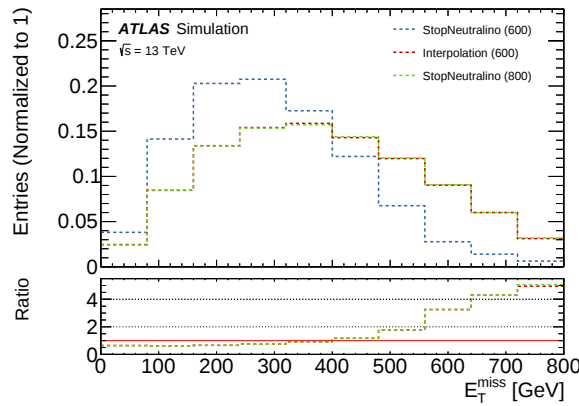


Abbildung 6.21: Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich $E_{T,1}(\tilde{t})$ und $E_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie stellt hierbei die Interpolation dar.

Abschließend, lässt sich feststellen, dass keine der gewählten Truth-Variablen, sich für eine Umgewichtung auf Truth-Ebene eignete, da das Anwenden der Gewichte auf Rekonstruktionsebene in allen Fällen, keine besonderen Effekte in den betrachteten Verteilungen zeigte.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei ausgewählte Interpolationstechniken anhand der supersymmetrischen Signalmodelle Stop-Stau und Stop-Neutralino untersucht. Einerseits wurde die Methode des Template Morphings verwendet, um zwischen den Verteilungen kinematischer Variablen in unterschiedlichen Signalpunkten zu interpolieren. Die dabei notwendige Normierung der interpolierten Verteilung wurde anhand der Größen Akzeptanz und Effizienz berechnet. Andererseits wurde versucht eine Interpolation mithilfe einer Umgewichtung von Ereignissen auf Truth-Ebene durchzuführen.

Bei zwei Eingangssignalen im Lep-Had Kanal konnte das Template Morphing für die Variablen $p_T(\tau)$ sowie E_T^{miss} die insgesamt besten Ergebnisse erzielen. Eine Veränderung der Interpolation durch die Wahl der verschiedenen Morph-Einstellungen konnte hierbei, gegensätzlich zur Interpolation mit neun Eingangssignalen, nicht festgestellt werden. Zudem konnte bei einer Erhöhung von fünf auf neun Eingangssignale eine Verbesserung in der interpolierten Verteilung beobachtet werden. Da die Interpolation mit fünf Eingangssignalen jedoch schlechter ausfiel als jene mit zwei Eingangssignalen, konnte keine Aussage darüber getroffen werden, ob eine erhöhte Anzahl an Eingangssignalen eine bessere Interpolation hervorruft. Die mit dem Template Morphing erstellten Interpolationen wurden in dieser Analyse vorwiegend in einem Morphing-Parameter durchgeführt. Der Morphing-Algorithmus ermöglicht theoretisch die Wahl mehrere Morphing-Parameter, sodass als nächster Schritt eine Interpolation in der Stopmasse, sowie in der Staumasse denkbar wäre.

Bei der Normierung anhand von Akzeptanz und Effizienz konnten sowohl im Lep-Had als auch im Had-Had Kanal die Signalpunkte mit einer Stopmasse von 1000 GeV die besten Übereinstimmungen zwischen den Reko-Yields und den interpolierten Signalereignissen in der Signalregion erzielen. Teilweise wurden Ergebnisse erreicht, die innerhalb der Unsicherheiten der Reko-Yields in der Signalregion lagen. Die Berechnung der Akzeptanzen und Effizienzen basierte bisher auf den Gebrauch von verfügbaren Signalpunkten. Im Anschluss an die Ergebnisse dieser Arbeit, würde sich anbieten, Interpolationen in den Akzeptanzen und Effizienzen für unbekannte Signalpunkte durchzuführen.

Abschließend haben die Ergebnisse des Ungewichtens auf Truth-Ebene verdeutlicht, dass keine der gewählten Truth-Variablen sich für eine Ungewichtung eignet. Interessanterweise zeigte das Anwenden der Gewichte auf Rekonstruktionsebene weder in einer noch in zwei Dimensionen sonderliche Effekte in den betrachteten Verteilungen. Aus diesem Grund sollte die Ungewichtung noch für weitere Truth-Variablen vorgenommen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] CERN. *The Standard Model*. <http://cds.cern.ch/record/1997201> – aufgerufen am: 23.06.2018, Jan 2012.
- [2] Povh B.; Rith K. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag GmbH, ninth edition, 2014.
- [3] Wikimedia COMMONS. *Standard Model of Elementary Particles*. https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg – aufgerufen am: 23.06.2018, Aug 2010.
- [4] Greiner W. and B. Müller. *Gauge Theory of Weak Interactions*. Springer-Verlag GmbH, fourth edition, 2009.
- [5] CERN. *CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson*. <https://web.archive.org/web/20150320085357/http://press.web.cern.ch/press-releases/2012/07/cern-experiments-observe-particle-consistent-long-sought-higgs-boson> – aufgerufen am: 23.06.2018, Jul 2012.
- [6] Katharina Müller. *Einführung Supersymmetrie*. <http://www.physik.uzh.ch/~kmueller/text/vorlesung/susy.pdf>, Jun 2002.
- [7] DESY. *Supersymmetrie – eine elegante Lösung*. https://www.weltmaschine.de/sites/sites_custom/site_weltmaschine/content/e36287/e43045/e43049/Supersymmetrie_A4.jpg – aufgerufen am: 23.06.2018.
- [8] CERN. *LHC the guide*. <http://cds.cern.ch/record/2255762/files/CERN-Brochure-2017-002-Eng.pdf> – aufgerufen am: 23.06.2018, Feb 2017.
- [9] Philippe Mouche. *Overall view of the LHC*. <https://cds.cern.ch/record/1708847> – aufgerufen am: 23.06.2018, Jun 2014.
- [10] T. Kuhr. *E5-E5p: Kern- und Teilchenphysik*. https://www.physik.uni-muenchen.de/lehre/vorlesungen/wise_17_18/E5/index.html – aufgerufen am: 28.06.2018, 2017/18.
- [11] CERN. *Detector & Technology*. <http://atlas.cern/discover/detector> – aufgerufen am: 23.06.2018.
- [12] LHC. *ATLAS Experiment*. <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=atlas> – aufgerufen am: 23.06.2018.

- [13] Joao Pequeno. *Computer generated image of the whole ATLAS detector*. <https://cds.cern.ch/record/1095924> – aufgerufen am: 23.06.2018, Mar 2008.
- [14] Karl Jakobs. *ATLAS – der Detektor*. <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/experimente/teilchenbeschleuniger/lhc/lhc-experimente/atlas/atlas-detektor/> – aufgerufen am: 23.06.2018.
- [15] CERN. *The Inner Detector*. <http://atlas.cern/discover/detector/inner-detector> – aufgerufen am: 23.06.2018.
- [16] Joao Pequeno. *Computer Generated image of the ATLAS inner detector*. <http://cds.cern.ch/images/CERN-GE-0803014-01> – aufgerufen am: 23.06.2018, Mar 2008.
- [17] Joao Pequeno. *Computer Generated image of the ATLAS calorimeter*. <http://cds.cern.ch/record/1095927> – aufgerufen am: 23.06.2018, Mar 2008.
- [18] The ATLAS Collaboration. *Search for top squarks decaying to tau sleptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS detector*. 2018.
- [19] CMS Wiki Pages. *How to make Feynman diagrams in LaTeX*. <https://wiki.physik.uzh.ch/cms/latex:feynman>, 2018.
- [20] M. Baak, S. Gadatsch, R. Harrington, and W. Verkerke. *Interpolation between multi-dimensional histograms using a new non-linear moment morphing method*. 2014.
- [21] M. Baak, S. Gadatsch, R. Harrington, and W. Verkerke. *Moment Morphing. Interpolation between multi-dimensional histograms*. https://indico.cern.ch/event/304944/contributions/1672394/attachments/578603/796756/2015_04_16_CHEP_morphing.pdf, Apr 2015.
- [22] ATLAS Collaboration. *Search for a scalar partner of the top quark in the jets plus missing transverse momentum final state at $\sqrt{s}=13\text{ TeV}$ with the ATLAS detector*. 2017.
- [23] Alexander Mann. *Monte-Carlo-Methoden in der Teilchenphysik*. http://www-static.etp.physik.uni-muenchen.de/kurs/comp18/docs/AlexanderMann_MCMethodenTeilchenphysik_20180612.pdf, Jun 2018.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Elementarteilchen des Standardmodells [3]	2
2.1	Jedes Standardmodell Teilchen erhält in der Supersymmetrie einen supersymmetrischen Partner [7].	6
3.1	Überblick des LHC mitsamt seiner größten Experimente CMS, LHCb, ATLAS und ALICE [9].	8
3.2	Aufbau des ATLAS-Detektors [13].	9
3.3	Aufbau des Inneren Detektors [16].	10
3.4	Aufbau des ATLAS-Kalorimeters [17].	10
4.1	Das Stop-Stau-Signalmodell [18].	13
4.2	Das benutzte Namensschema dieser Analyse beinhaltet den Namen des Signalmodells gefolgt von der Stopmasse und der Staumasse.	13
4.3	Feynman Diagramme der dominanten Zerfallsprozesse des Taus [19].	13
5.1	Kinematische Verteilungen von $p_T(\tau)$ für drei unterschiedliche Signalepunkte im Had-Had Kanal. Die Interpolation (braun durchgezogene Linie) ist zum Vergleich mit der Verteilung des Interpolationspunktes (1000, 390) (grün punktierte Linie) aufgetragen.	18
5.2	Ein Beispiel zum vertikalen Morphing [21]. Die beiden Input-Templates werden auf die Hälfte ihrer ursprünglichen Höhe reduziert.	19
5.3	Vertikales und horizontales Morphing sowie eine Skalierung der Breite der Verteilung ergibt die gewünschte Interpolation bei $m = 0,5$ [21].	20
5.4	Das Stop-Neutralino-Signalmodell [22]	22
5.5	Veinfachte Übersicht der einzelnen Schritte einer Monte-Carlo-Simulation am LHC.	22

6.1	Interpolation von $p_T(\tau)$ und $p_T(\tau_1)$ im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal. Als Eingangssignale wurden jeweils die Punkte (1000, 190) und (1000, 790) gewählt. Die Interpolation, in Grün, ist gemeinsam mit dem Vergleichspunkt (1000, 390), in Rot, aufgetragen.	25
6.2	Interpolation von m_{T2} im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal. Als Eingangssignale wurden jeweils die Punkte (1000, 190) und (1000, 790) gewählt. Die Interpolation, in Grün, ist gemeinsam mit dem Vergleichspunkt (1000, 390), in Rot, aufgetragen.	25
6.3	Interpolation von E_T^{miss} im Lep-Had sowie im Had-Had Kanal. Als Eingangssignale wurden jeweils die Punkte (1000, 190) und (1000, 790) gewählt. Die Interpolation, in Grün, ist gemeinsam mit dem Vergleichspunkt (1000, 390), in Rot, aufgetragen.	25
6.4	Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal bei zwei Eingangssignalen für verschiedene Morph-Einstellungen.	27
6.5	Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal bei fünf bzw. neun Eingangssignalen. Von den fünf bzw. neun Eingangssignalen sind zwei davon, (1000, 190) und (1000, 790), aufgetragen.	28
6.6	Interpolation von $p_T(\tau)$ im Lep-Had Kanal für neun Eingangssignale bei verschiedenen Morph-Einstellungen. Von den fünf bzw. neun Eingangssignalen sind zwei davon, (1000, 190) und (1000, 790), aufgetragen.	29
6.7	Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt.	30
6.8	Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV Schnitt.	31
6.9	Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt.	32
6.10	Berechnete Effizienzen und Akzeptanzen der Grid-Punkte des Stop-Stau-Signalmodells in der Signalregion ohne dem $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV Schnitt.	33
6.11	Die Gewichte werden auf Truth-Ebene bezüglich des transversalen Impulses des Stop-Systems anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (700) berechnet.	34
6.12	Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich des $p_T(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (700) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie stellt hierbei die Interpolation dar.	35
6.13	Verteilungen von $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800). Die Truth-Gewichte wurden bezüglich $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (800) berechnet.	36

6.14 Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie (identisch mit der grün-punktierten Linie) stellt hierbei die Interpolation dar.	36
6.15 Vergleich zwischen den Truth-Gewichten und den auf der Reko-Ebene angewendeten Gewichten.	37
6.16 Die Gewichte, die bezüglich der Truth-Variablen $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden im Punkt (800) auf Truth-Ebene angewendet, um die Verteilung des Punktes (600) zu erzeugen.	37
6.17 Die Gewichte, die bezüglich der Truth-Variablen $p_{T,1}(\tilde{t})$ und $p_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden im Punkt (800) auf Reko-Ebene angewendet, um die Verteilung des Punktes (600) zu erzeugen.	38
6.18 Verteilungen von $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800). Die Truth-Gewichte wurden bezüglich $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (800) berechnet.	39
6.19 Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich $E_1(\tilde{t})$ und $E_2(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie stellt hierbei die Interpolation dar.	39
6.20 Verteilungen von $E_{T,1}(\tilde{t})$ und $E_{T,2}(\tilde{t})$ in den Punkten (600) und (800). Die Truth-Gewichte wurden bezüglich $E_{T,1}(\tilde{t})$ und $E_{T,2}(\tilde{t})$ anhand der Verteilungen der Punkte (600) und (800) berechnet.	40
6.21 Gewichte, die auf Truth-Ebene bezüglich $E_{T,1}(\tilde{t})$ und $E_{T,2}(\tilde{t})$ berechnet wurden, werden auf Reko-Ebene im Punkt (800) angewendet, um die Interpolation für E_T^{miss} im Punkt (600) zu erzeugen. Die rot-punktierte Linie stellt hierbei die Interpolation dar.	40
A.1 Interpolationen von E_T^{miss} im Lep-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt.	50
A.2 Interpolationen von E_T^{miss} im Had-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 200$ GeV Schnitt.	51
A.3 Interpolationen von $m_{T2}(l, \tau)$ im Lep-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt.	52
A.4 Interpolationen von $m_{T2}(\tau_1, \tau_2)$ im Had-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 80$ GeV Schnitt.	53

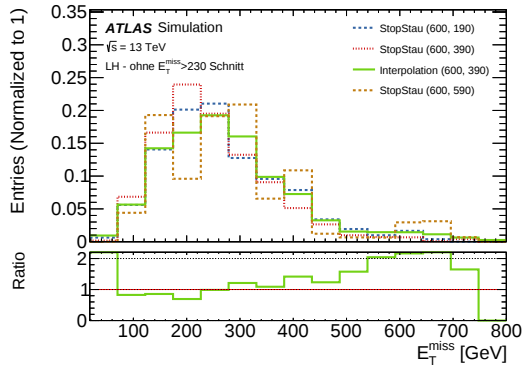
Tabellenverzeichnis

1.1	Typische relative Stärken der fundamentalen Kräfte bei Prozessen im Energiebereich von einigen GeV [4, S. 2]	3
4.1	Zusammenfassung der Vorselektionen im Lep-Had und Had-Had Kanal. jet_1 (jet_2) bzw. τ_1 (τ_2) bezieht sich auf den leading (subleading) Jet bzw. τ_{had} [18].	16
4.2	Definition der Signalregion im Lep-Had und im Had-Had Kanal [18].	16
6.1	Interpolationspunkte sowie die Eingangssignale, welche zur Erzeugung der Interpolationen benutzt wurden.	30
6.2	Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 230 \text{ GeV}$ Schnitt im Lep-Had Kanal.	31
6.3	Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $E_{\text{T}}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ Schnitt im Had-Had Kanal.	32
6.4	Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $m_{\text{T}2}(l, \tau) > 100 \text{ GeV}$ Schnitt im Lep-Had Kanal.	33
6.5	Die berechneten Yields der Interpolation sind den Reko-Yields des jeweiligen Signalpunktes zum Vergleich gegenübergestellt. Hierbei mit und ohne dem $m_{\text{T}2}(\tau_1, \tau_2) > 80 \text{ GeV}$ Schnitt im Had-Had Kanal.	34

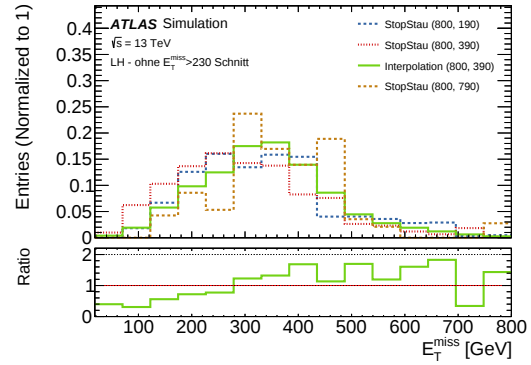
Anhang A

Interpolationen

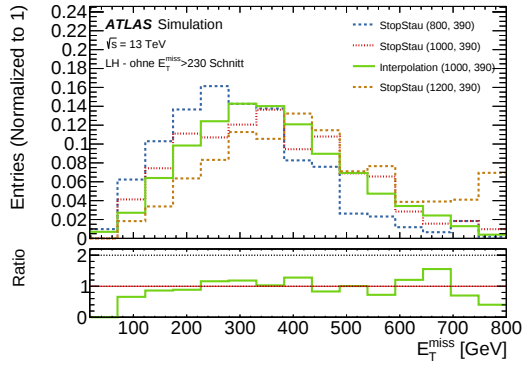
Lep-Had Kanal: Ohne $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt



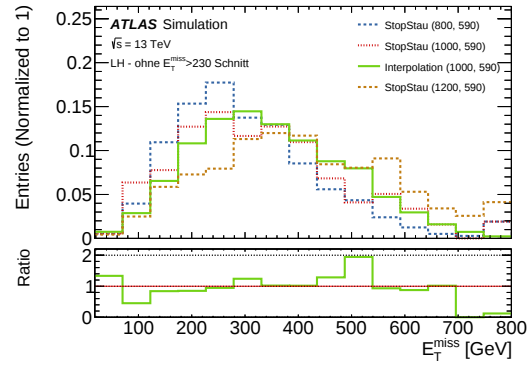
(a) Interpol. Signalpunkt (600, 390).



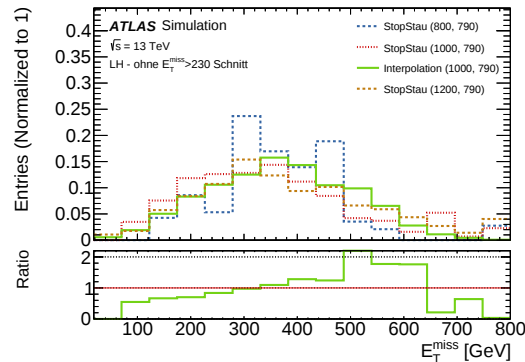
(b) Interpol. Signalpunkt (800, 390).



(c) Interpol. Signalpunkt (1000, 390).



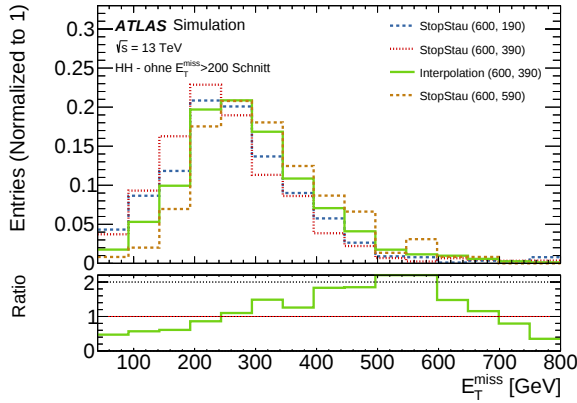
(d) Interpol. Signalpunkt (1000, 590).



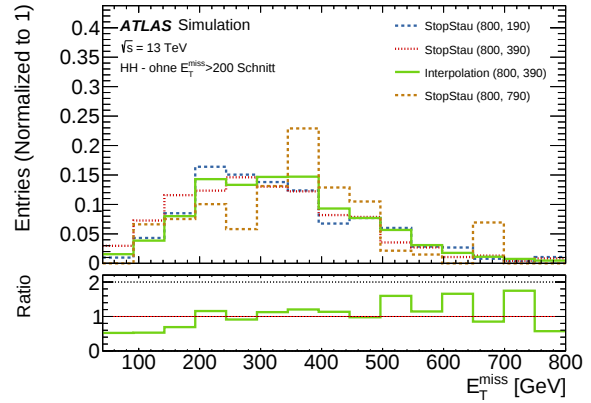
(e) Interpol. Signalpunkt (1000, 790).

Abbildung A.1: Interpolationen von E_T^{miss} im Lep-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 230$ GeV Schnitt.

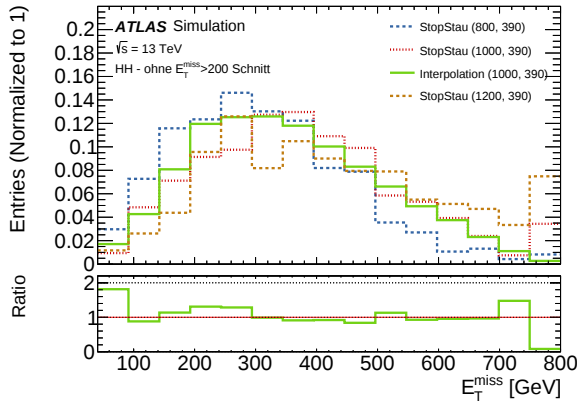
Had-Had Kanal: Ohne $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ Schnitt



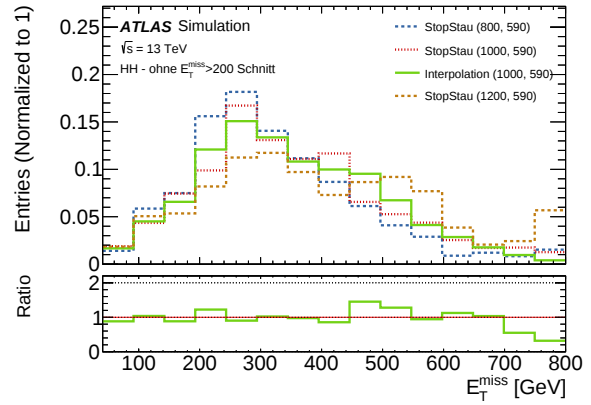
(a) Interpol. Signalpunkt (600, 390).



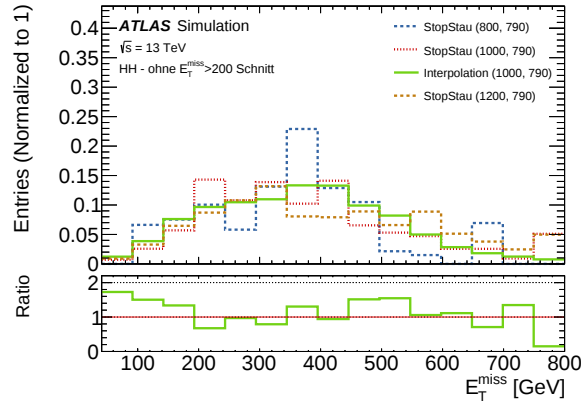
(b) Interpol. Signalpunkt (800, 390).



(c) Interpol. Signalpunkt (1000, 390).



(d) Interpol. Signalpunkt (1000, 590).



(e) Interpol. Signalpunkt (1000, 790).

Abbildung A.2: Interpolationen von E_T^{miss} im Had-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ Schnitt.

Lep-Had Kanal: Ohne $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt

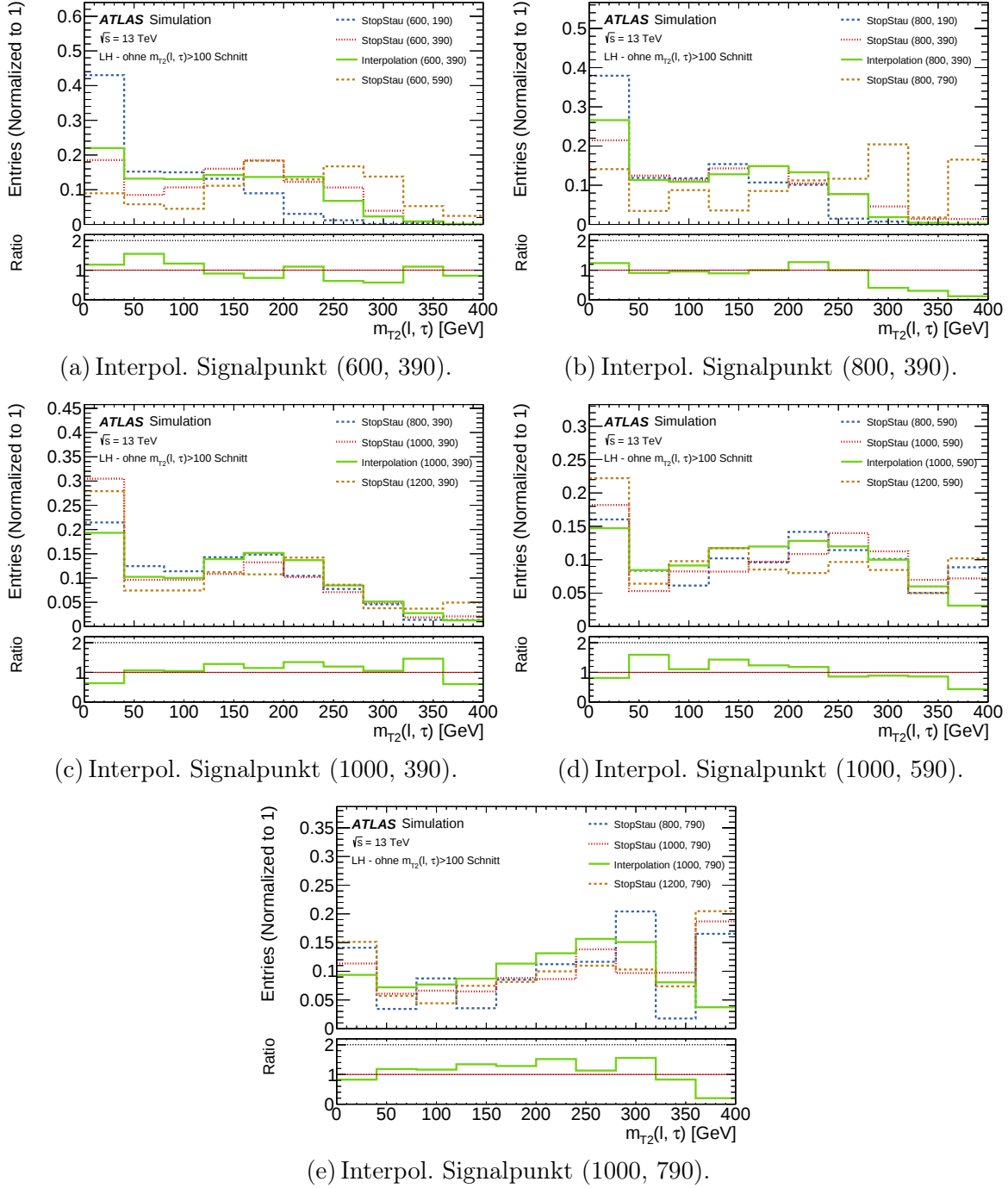
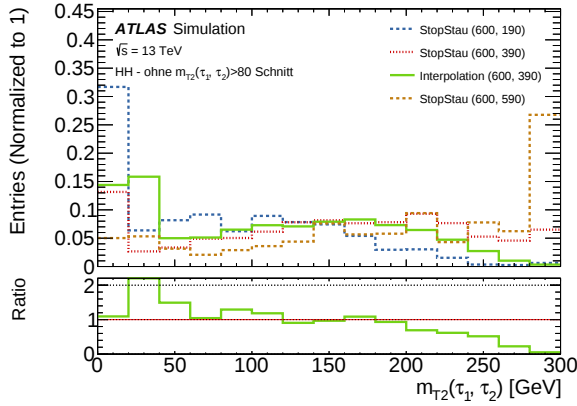
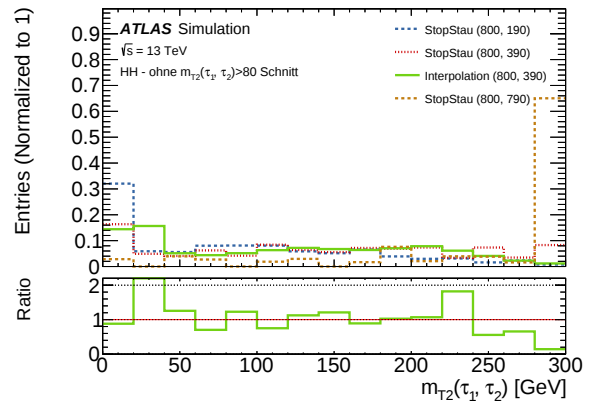


Abbildung A.3: Interpolationen von $m_{T2}(l, \tau)$ im Lep-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 100$ GeV Schnitt.

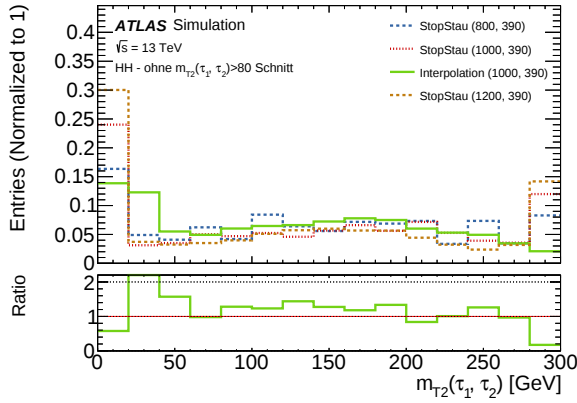
Had-Had Kanal: Ohne $m_{T2}(\tau_1, \tau_2) > 80$ GeV



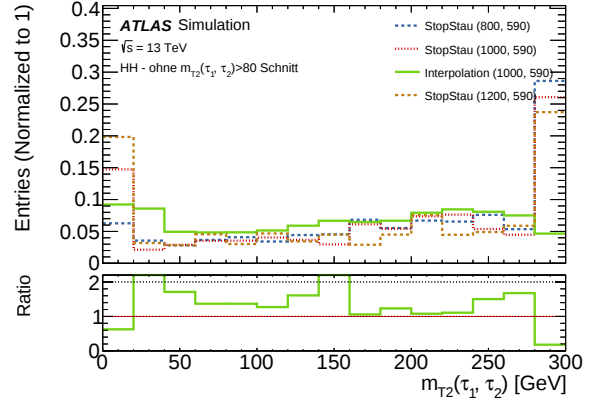
(a) Interpol. Signalpunkt (600, 390).



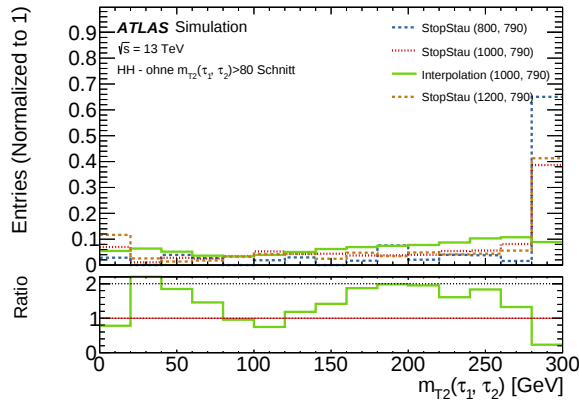
(b) Interpol. Signalpunkt (800, 390).



(c) Interpol. Signalpunkt (1000, 390).



(d) Interpol. Signalpunkt (1000, 590).



(e) Interpol. Signalpunkt (1000, 790).

Abbildung A.4: Interpolationen von $m_{T2}(\tau_1, \tau_2)$ im Had-Had Kanal für zwei Eingangssignale ohne dem $m_{T2}(l, \tau) > 80$ GeV Schnitt.

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit mit dem Titel

**Studien zu Interpolationstechniken im Parameterraum von Signalmodellen für
(BSM|SUSY) Suchen**

selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Daniele De Gregorio

München, den 29. Juni 2018