

Bachelorarbeit

Implementierung eines 2-dimensionalen Fits zur Messung der Top-Quark-Breite

Implementation of a 2-dimensional fit to measure the top-quark width

angefertigt von

Andreas Achim Kirchhoff

aus Wipperfürth

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2015/10

Bearbeitungszeit: 11. Mai 2015 bis 17. August 2015

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Stan Lai

Zusammenfassung

In dieser Arbeit geht es um die Implementierung und Validierung einer 2D-Fit-Methode auf Basis eines 1D-Template-Fits zur Messung der Zerfallsbreite Γ des Top-Quarks, sowie der Bestimmung der erwarteten statistischen Unsicherheiten dieser Fit-Methode. Zuerst wurde dafür die 1D-Variante der Fit-Methode validiert, um sie dann auf 2D zu erweitern. Als zweiten Fitparameter, neben der zu bestimmenden Zerfallsbreite, wurde die Jetenergieauflösung (JER) gewählt. Die Validierung des Fits erfolgte durch 1000 Pseudoexperimente pro untersuchter Kombination aus Zerfallsbreite Γ und JER. Durch einen Parabelfit an eine Profile-Likelihood wurde der erwartete statistische Fehler bestimmt. Für den reinen Signaldatensatz ergab sich ein Unsicherheitsintervall von 0,25 GeV bis 0,5 GeV. Ein leicht nach oben verschobenes Intervall von 0,27 GeV bis 0,53 GeV konnte für eine b -Tag ≥ 1 Schnitt extrahiert werden. Für den b -Tag ≥ 2 Schnitt ergab sich ein Intervall von 0,3 GeV bis 0,7 GeV. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass die Verwendung der Observable¹ $m_{\text{top}} - m_W$ (Differenz zwischen Top-Quark Masse und Masse des W -Bosons) geringere statistische Unsicherheiten beinhaltet, als die Verwendung von m_{top} .

Stichwörter: Top-Quark, Top-Quark Masse, Zerfallsbreite, Template-Fit, Jetenergieauflösung

Abstract

The aim of this thesis was to implement and validate a 2D-fit method based on a 1D-template fit to measure the decay width Γ of the top-quark, as well as to determine the expected statistical uncertainties of this fit method. At first, the 1D fit was validated in order to extend it to 2D. As the second fit parameter, the jet energy resolution (JER) was chosen. The validation of the fit was achieved through 1000 pseudo-experiments per analyzed combination of decay width and JER. Through a parabola fit of a profile-likelihood, the statistical uncertainty was extracted. For the pure signal data set, an uncertainty interval from 0.25 GeV to 0.5 GeV was obtained. A slightly shifted interval to higher values from 0,27 GeV to 0,53 GeV was obtained for a b -tag cut with b -tags ≥ 1 . For b -tags ≥ 2 the interval is from 0,3 GeV to 0,7 GeV. In addition, it could be shown that the use of the observable $m_{\text{top}} - m_W$ (difference between top-quark mass and W -boson mass) gives smaller statistical uncertainties than the use of m_{top} .

Keywords: top-quark, top-quark mass, decay width, template fit, jet energy resolution

¹Wird im folgenden der Termini Observable benutzt, ohne nähere Angaben, so handelt es sich um die hier beschriebenen Observablen $m_{\text{top}} - m_W$ und m_{top} .

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	3
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Das Top-Quark	5
2.3. Zerfallsbreite und ihre Messung	9
2.4. Zerfallsbreite und Modelle jenseits des Standardmodells	10
3. LHC und Atlas	11
3.1. Hadron-Collider Physik und der LHC	11
3.2. Der Aufbau von ATLAS	14
3.3. Das Triggersystem	18
4. Ereignisgenerierung und Fitmethode	19
4.1. Monte-Carlo Ereignisse	19
4.2. Ereignisrekonstruktion, b-Tagging und KLFitter	20
4.3. Darstellung der Fit-Methode	22
5. Ergebnisse	25
5.1. 1D-Fit	25
5.2. Erweiterung auf 2D-Fit	33
5.2.1. Reproduktion bisheriger Ergebnisse mit neuen Samples und der Ein- fluss der angenommenen Statistik	34
5.2.2. Kalibrationskurven und Pull	40
5.2.3. Zusammenfassung	50
6. Diskussion und Ausblick	53
Literaturverzeichniss	54
A. Anhang - Tabellen	59

Nomenklatur

In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet ($c = 1$ und $\hbar = 1$) und als Faktoren in den Gleichungen nicht mit angegeben. Quantisierte Größen, wie Ladung, Spin etc. werden nur in ihren Vielfachen des Grundwertes angegeben. Die Ladung eines Elektrons ist damit -1. Des Weiteren folgt diese Arbeit der unten stehenden Nomenklatur. Sollte es nötig sein von dieser Nomenklatur abzuweichen, z.B. aufgrund von Konventionen, so wird dies an den entsprechenden Stellen explizit erwähnt.

Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
m_i	Ruhemasse eines Teilchens. Der Index i gibt an, um welches Teilchen es sich handelt.	GeV
E	Energie	GeV
\sqrt{s}	Schwerpunktsenergie	GeV
N	Anzahl, z. B. Teilchenanzahl	1
e	Eulersche Zahl	-2
q, \bar{q}	Quark/ Antiquark	–
$\ell, \bar{\ell}$	Lepton/ Antilepton	–
p, \bar{p}	Proton/ Antiproton	–
g	Gluon	–
Z^0, W^\pm	massive Eichbosonen der schwachen Kraft	–
\cancel{E}_T	fehlender Transversalimpuls	GeV

²Dieses Symbol hat keine Einheit, da es nicht für eine physikalische Größe steht.

Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
θ	Winkel	rad
Γ	Zerfallsbreite	GeV
γ	Lorentzfaktor	1
β	Geschwindigkeit	1
η	Pseudorapidität	1
σ_i	Unsicherheit einer Messgröße; i gibt die Messgröße an	[i]
σ_j ³	Wirkungsquerschnitt; j gibt den Prozess an	barn
π	Kreiszahl	–
$\nu, \bar{\nu}$	Neutrino/ Antineutrino	–
δ	Pull (statistische Größe)	1

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
SM	Standardmodell
BSM	Beyond Standard Modell
LHC	Large Hadron Collider
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
ATLAS, CMS, LHCb, ALICE	Experimente am LHC am CERN
FERMILAB	Fermi National Accelerator Laboratory
TEVATRON	pp-Collider am FERMILAB
DØ, CDF	Experimente am FERMILAB

³Ob es sich um eine Unsicherheit oder einen Wirkungsquerschnitt handelt, wird aus dem Kontext deutlich.

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit dem Aufbau der Materie und den zwischen ihr wirkenden Kräften [1]. Das Top-Quark spielt dabei eine Schlüsselrolle, da es das schwerste zur Zeit bekannte Elementarteilchen ist. Aufgrund seiner hohen Masse gilt das Top-Quark als Tür zur Physik jenseits des Standardmodells. Eine wichtige Größe spielt hierbei die Zerfallsbreite Γ des Top-Quarks. Wegen seiner hohen Masse verhält es sich sensitiv zu neuer Physik (siehe Kapitel 2.4) und damit würde sich auch die Physik jenseits des Standardmodells in der Zerfallsbreite Γ wiederfinden. Aufgrund von Phänomenen, die das Standardmodell nicht erklären kann (siehe Kapitel 2.1) ist klar, dass das Standardmodell erweitert werden muss. Zur Zeit gibt es viele verschiedene Theorien [1], wie so eine Erweiterung aussehen kann. Aufgrund der bisherigen experimentellen Resultate, kann keine dieser Theorien ausgeschlossen werden.

Bisher gibt es eine direkte Messung der Zerfallsbreite mit großen Unsicherheiten [2], da es nicht möglich ist, die Produktion und den Zerfall von $t\bar{t}$ -Paaren in einem \sqrt{s} -Scan zu untersuchen (Protonstruktur; Kapitel 3.1). Dafür wäre ein e^+e^- -Kollider nötig, der über eine ausreichend hohe Schwerpunktsenergie \sqrt{s} verfügt. Dieser befindet sich zur Zeit in Planung (International Linear Collider; ILC) [3]. Bis man aber die Präzisionsmessungen am ILC machen kann, werden noch viele Jahre vergehen. Deshalb soll eine direkte Messung nun am ATLAS-Experiment des LHC am CERN erfolgen. Sollten signifikante Unterschiede zur Vorhersage des Standardmodells ($\Gamma \approx 1,33$ GeV [1]) gefunden werden, so kann die Größe der Differenz Aufschluss darüber geben, wie sich eine nötige Erweiterung des Standardmodells verhalten muss, damit diese neue Theorie die Messergebnisse reproduziert.

Die Messung von Γ wird mit der sogenannten Template-Methode durchgeführt. Dafür ist es notwendig, die Erzeugung der Templates und die dazugehörige Fitmethode zu validieren und deren statistische Präzision zu bestimmen. Dafür wurde ein 1D-Fitprogramm geschrieben, welches als Parameter die Zerfallsbreite benutzt. Dieses soll in einen 2D-Fit weiterentwickelt werden, der neben der Zerfallsbreite noch die Jetenergieauflösung (engl.: Jet Energy Resolution; JER) enthält. Der Grund hierfür ist die Möglichkeit der Reduktion von systematischen Unsicherheiten. Ein Teil dieser Weiterentwicklung und eine Validie-

1. Einleitung

Die Erweiterung der Fitmethode nach ihrer Erweiterung sind das Ziel dieser Bachelorarbeit.

Der Aufbau dieser Arbeit ist wie folgt strukturiert. In Kapitel 2 wird die der Elementarteilchenphysik zugrunde liegende Theorie beschrieben und ihre Implikationen bezüglich der Zerfallsbreite des Top-Quarks. In Kapitel 3 werden der LHC und das ATLAS-Experiment erläutert, welches die physikalischen Daten liefern wird, mit denen am Ende die Zerfallsbreite des Top-Quarks bestimmt werden soll. In Kapitel 4 werden die für diese Arbeit relevanten Aspekte der benötigten Datensimulationen betrachtet und die Template-Methode, mit der diese Arbeit validiert werden soll, dargestellt. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse vorgestellt, die dann in Kapitel 6 diskutiert werden.

2. Theorie

Dieses Kapitel soll die nötigen theoretischen Grundlagen dieser Arbeit darstellen. Dafür wird in Kapitel 2.1 das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. In Kapitel 2.2 geht es dann im Speziellen um das Top-Quark und dessen Eigenschaften. Da sich diese Arbeit mit der fundamentalen Eigenschaft der Zerfallsbreite des Top-Quarks auseinandersetzt, wird die theoretische Beschreibung der Zerfallsbreite in Kapitel 2.3 detailliert erfolgen. Kapitel 2.4 beschäftigt sich dann mit der Verbindung zu möglicher Physik jenseits des Standardmodells.

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist bis heute die genaueste mathematische Beschreibung der Elementarteilchen und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen. Deshalb stellt es auch die theoretische Grundlage dieser Arbeit dar. Es handelt sich hierbei um eine renormierbare, eichinvariante Quantenfeldtheorie, die durch folgenden Gruppenstruktur gegeben ist [1]:

$$U_Y(1) \times SU_L(2) \times SU_C(3) . \quad (2.1)$$

Dabei steht Y für die Hyperladung gegeben durch $Y = 2Q - 2I_3$, wobei Q die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung angibt und I_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins darstellt. L gibt an, dass die der schwachen Wechselwirkung zugrunde liegende $SU(2)$ -Symmetrie nur für linkshändige Teilchen gilt und C steht für die Farbladung als Quantenzahl, an die die starke Wechselwirkung koppelt. Insgesamt ergibt sich somit ein Bild von 12 Wechselwirkungsteilchen mit Spin 1 (Eichbosonen). Dies folgt aus der Anzahl an Generatoren der einzelnen Symmetriegruppen. Durch Symmetriebrechnungen mischen die Felder der Generatoren und bilden so die Eichbosonen. Das Photon γ für die elektromagnetische Wechselwirkung, die drei massiven Bosonen W^\pm und Z^0 der schwachen Kraft und die 8 Gluonen g der starken Kraft. Diese Teilchen sind damit für die Wechselwirkungen zwischen den bis heute bekannten 12 fermionischen Elementarteilchen und ihren jeweiligen Antiteilchen verantwortlich. Diese lassen sich jeweils zu schwachen

2. Theorie

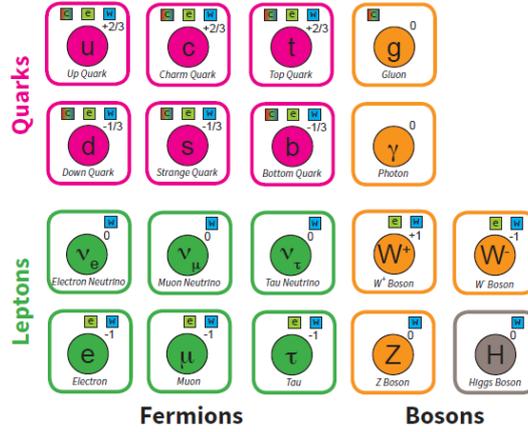


Abb. 2.1.: Darstellung der Fermionen und Eichbosonen, sowie des Higgs-Teilchens des Standardmodells der Elementarteilchenphysik. Die kleinen Kästchen zeigen an, an welche Kraft die Teilchen koppeln. c steht für die starke Wechselwirkung, e für die elektromagnetische und W für die schwache. Die Zahl rechts oben zeigt die Ladung an.

Isospindubletts zusammenfassen (siehe Abbildung 2.1). Die Einführung der Eichbosonen wird notwendig, da der freie Dirac-Lagrangian

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

nicht invariant unter den Symmetrietransformationen der Gruppen aus Gleichung 2.1 ist. Für die starke Wechselwirkung ergibt sich beispielhaft dann folgender Lagrangian mit Wechselwirkungsterm [1]

$$\mathcal{L} = \sum_q \left[\bar{\psi}_{q,a} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C - m_q \delta_{ab} \right) \psi_{q,b} \right] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} . \quad (2.3)$$

γ_μ steht hier für die sogenannten γ -Matrizen, g_s ist die Stärke der Kopplung und ψ ist der Fermionspinor. t_{ab}^C sind die acht Generatoren der SU(3) und die Gluonfelder werden durch die \mathcal{A}_μ^C dargestellt, wobei a und b die Farbladung der Quarkflavour q beschreiben. Das C steht für die acht Gluonen und $F_{\mu\nu}^A$ ist der Feldstärketensor der starken Kraft, gegeben durch

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A - g_s f_{ABC} \mathcal{A}_\mu^B \mathcal{A}_\nu^C . \quad (2.4)$$

Die Großbuchstaben A, B und C stehen wieder für die Gluonfelder und f_{ABC} sind die Strukturkonstanten der SU(3).

In der schwachen Wechselwirkung wird die Eichsymmetrie dadurch gebrochen, dass die Bosonen W^\pm und Z^0 sowie die Fermionen massiv sind. Um die Eichinvarianz wieder herzustellen, benötigt man das Higgsfeld. Die Masse der Fermionen und der drei massiven Eichbosonen wird also durch die Kopplung an das Higgsfeld erzeugt. Die erste Anregungsstufe des Higgsfeldes ist das 2012 entdeckte Higgs-Boson [4, 5]. Mit dieser Entdeckung konnte das Standardmodell vervollständigt werden. Die Gravitation ist nicht Teil des Standardmodells, obwohl sie zu den vier bis heute bekannten fundamentalen Wechselwirkungen zählt. Bisher kann die Gravitation nur im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie beschrieben werden. Dies ist eine rein geometrische Theorie. Eine experimentell bestätigte Quantenfeldtheorie der Gravitation fehlt zur Zeit noch. Auch wenn das Standardmodell viele experimentelle Messungen hervorragend vorausgesagt hat, so gibt es dennoch mehrere Phänomene, die nicht oder nicht ausreichend durch das Standardmodell erklärbar sind. Dazu gehören unter anderem Effekte¹, die auf die sogenannte dunkle Materie zurückgeführt werden², die Asymmetrie zwischen fermionischer Materie/Antimaterie und bosonischen Austauschteilchen sowie die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie (CP-Verletzung). Vielversprechende Lösungsansätze bieten hierfür unter anderem verschiedenste sogenannte supersymmetrische Erweiterungen des Standardmodells [1]. Diese Erweiterungen postulieren die Existenz von „gespiegelten“ Teilchen. Die uns bekannte Materie besteht aus Fermionen, wobei die Austauschteilchen Bosonen sind. Die Supersymmetrie stellt jetzt jedem Fermion einen sogenannten supersymmetrischen Partner zur Seite. Die beiden Teilchen unterscheiden sich dann lediglich in ihrem Spin. Dies bedeutet, dass die supersymmetrische Materie bosonischer Natur wäre und die dazugehörigen Austauschteilchen Fermionen. Bisher konnte aber noch kein Hinweis auf supersymmetrische Teilchen gefunden werden. Es liegen lediglich Massenuntergrenzen vor [1].

2.2. Das Top-Quark

Das Top-Quark unterscheidet sich vom Up- oder Charm-Quark nur durch seine Masse und besitzt somit die Ladung $+2/3$ [8–11]. Mit dem Bottom-Quark bildet es ein Dublett des schwachen Isospins (siehe Abbildung 2.1). Aufgrund seiner hohen Masse von $173.34 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.71(\text{syst})$ GeV [12] wurde das Top-Quark erst 1995 entdeckt [13, 14]. Die Existenz wurde schon seit der Entdeckung des b -Quarks vermutet [15]. Postuliert worden waren das Bottom-Quark und das Top-Quark von Kobayashi und Maskawa zur Er-

¹Unter anderem Rotationskurven von Galaxien [6].

²Es gibt auch die MOND-Theorie (modified newtonian dynamics), die ohne die Postulierung neuer Formern von Materie auskommt [7]. Sie kann aber deutlich weniger erklären, als eine Theorie mit Dunkler Materie und wird daher von den meisten Wissenschaftler*innen abgelehnt.

2. Theorie

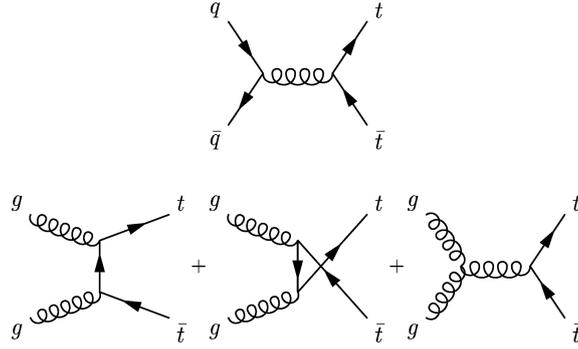


Abb. 2.2.: Die Feynmangraphen niedrigster Ordnung für $t\bar{t}$ -Produktion. Oben Quark-Antiquark-Annihilation, unten Gluon-Fusion im t-, u- und s-Kanal (von links nach rechts).

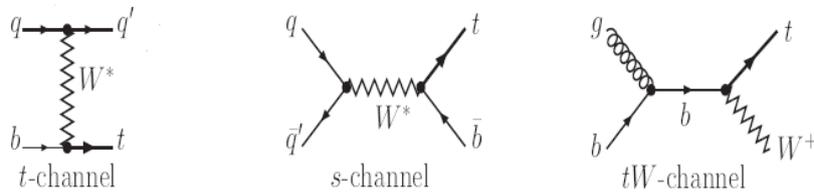


Abb. 2.3.: Feynmangraphen niedrigster Ordnung zur Single-Top-Produktion. Im tW -Kanal könnte man das b - auch durch ein d - oder oder s -Quark ersetzen. Diese Reaktionen sind aber durch die CKM-Matrix stark unterdrückt und können praktisch vernachlässigt werden.

klärung der CP-Verletzung [16]. Aufgrund der sehr hohen Masse, zerfällt das Top-Quark auch fast instantan. Die mittlere Lebensdauer liegt in etwa bei $0,5 \cdot 10^{-24}$ s [17]. Diese kurze Zeitspanne reicht nicht aus, damit sich gebundene Zustände aus Top-Quarks bilden. Insofern kann man in gewisser Weise ein „nacktes“ Quark beobachten. Dies ermöglicht eine Vielzahl von interessanten Messungen, unter anderem auch die der Zerfallsbreite [1]. Die Produktion von Top-Quarks wird am LHC durch Gluon-Gluon-Fusion dominiert. Dieser Prozess macht etwa 90% der gesamten Produktionsrate von $t\bar{t}$ -Ereignissen aus. Nur ca. 10% werden durch $q\bar{q}$ -Annihilation erzeugt [18]. Die Feynmangraphen zu den Prozessen sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Prozesse der schwachen Wechselwirkung führen auch zur Erzeugung einzelner Top- bzw. Antitop-Quarks (siehe Abbildung 2.3). Diese Art der Produktion spielt für diese Arbeit nur eine untergeordnete Rolle (als Signaluntergrund). Die Topologie des Zerfalls von $t\bar{t}$ -Ereignissen kann systematisch in drei Kanäle eingeteilt werden: den dileptonischen Zerfallskanal, den Lepton+Jets-Kanal (im Folgenden $\ell + \text{jets}$ -Kanal) und den vollständig hadronischen Kanal. Durch die CKM-Matrix, die die Übergangswahrscheinlichkeiten der Quarks in andere Flavourzustände beschreibt, zerfällt das Top-Quark fast ausschließlich in b -Quarks und ein W^+ -Boson. Das Antitop-Quark zer-

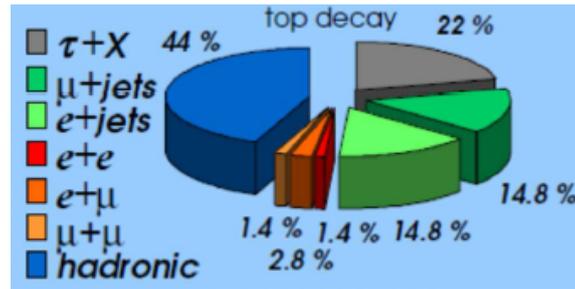


Abb. 2.4.: Verzweungsverhältnisse des Top-Quark Zerfalls.

fällt also analog in ein \bar{b} und ein W^- . Aufgrund der verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten der W -Bosonen werden die Topologien eingeteilt. Zerfallen beide W -Bosonen leptonisch, also in ein geladenes Lepton und das korrespondierende Neutrino, dann spricht man vom dileptonischen Zerfallskanal. Dieser zeichnet sich durch die Identifizierung von zwei Leptonenspuren aus, einem hohen Anteil an fehlender Transversalenergie \cancel{E}_T und mindestens zwei Jets, die vom b - bzw. \bar{b} -Quark stammen. Weitere Jets entstehen durch Endzustandsstrahlung (engl.: Final State Radiation; FSR) bzw. Anfangszustandsstrahlung (engl.: Initial State Radiation; ISR) von Gluonen (gilt für alle anderen Zerfallskanäle auch). Dieser Zerfallskanal zeichnet sich zwar durch seine sehr gute Identifizierbarkeit anhand der zwei Spuren der Leptonen aus und eine geringe Anzahl an Jets, die gut zuzuordnen sind. Probleme bereiten aber die beiden Neutrinos, da sie nicht direkt detektierbar sind und die geringe Statistik. Nur ca. 6% der $t\bar{t}$ -Paare zerfallen dileptonisch³ (siehe Abbildung 2.4). Im $\ell + jets$ -Kanal zerfällt ein W hadronisch und das andere leptonisch, sodass nur eine Leptonspur zu finden ist, weniger \cancel{E}_T als beim dileptonischen Kanal und mindestens vier Jets, wobei zwei davon b -Jets sein müssen. Dieser Zerfallskanal weist eine deutlich höhere Statistik auf (ca. 30%; siehe Abbildung 2.4), wobei die Kombinatorik der Jets je nach Anzahl an b -Tags deutlich schlechter wird (siehe unten). Durch hadronische τ -Zerfälle und einzelne Kanäle der Einzel-Top-Produktion entsteht eine deutlich größere Anzahl an Untergrundereignissen.

Der hadronische Zerfallskanal zeichnet sich dadurch aus, dass es weder \cancel{E}_T , noch geladene Spuren von Leptonen gibt. Man findet dagegen mindestens sechs Jets. In diesem Zerfallskanal gibt es keinen fehlenden Impuls und die Statistik ist die beste aller Zerfallskanäle (44%; siehe Abbildung 2.4), dafür bereitet aber die Kombinatorik der sechs Jets beim Rekonstruieren der Ereignisse erhebliche Probleme. Außerdem gibt es einen großen Untergrund an Multijetereignissen.

Für diese Arbeit wurde nur der $\ell + jets$ -Kanal betrachtet, wobei leptonische Zerfälle in τ

³ τ -Zerfälle werden hier nicht betrachtet, da sie aufgrund ihrer hadronischen Zerfallskanäle nur schwer zu identifizieren sind und vielfach als Untergrund in den Messungen auftauchen.

2. Theorie

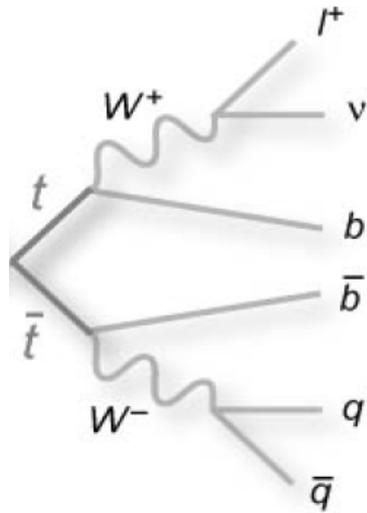


Abb. 2.5.: Feynmangraph des $t\bar{t}$ -Zerfalls im $\ell + \text{jets}$ -Kanals in niedrigster Ordnung.

ignoriert werden, wenn sie hadronisch zerfallen. Zerfällt ein τ leptonisch und das andere hadronisch, so wird das Ereignis als $\ell + \text{jets}$ -Ereignis wahrgenommen. Durch das weitere Neutrino im τ -Zerfall wird die \cancel{E}_T größer. Dies bereitet Probleme bei der Rekonstruktion der 4-er Impulse. Der Vorteil des $\ell + \text{jets}$ -Kanal liegt darin, dass aufgrund der geringeren Anzahl an Jets die Anzahl an möglichen Permutationen, mit welchem Quark sie auf dem Partonlevel korrespondieren, kleiner wird⁴. Das Partonlevel beschreibt hierbei die QCD-Prozesse, die sich störungstheoretisch berechnen lassen und wo Quarks und Gluonen als freie Teilchen betrachtet werden. Dem gegenüber steht das Reko-Level (Rekonstruktionslevel oder Teilchenlevel), welches sich mit den Prozessen nach der Hadronisierung im Detektor beschäftigt. Liegen zwei b -Tags vor, dann gibt es nur noch 2 Permutationen. Diesen Vorteil erhält man dadurch, dass ein nicht zu beobachtendes Neutrino im Zerfallsprozess (leptonischer Zerfall des zweiten W -Bosons) vorkommt. Dies bereitet Probleme bei der Bestimmung der Gesamtenergie, da a priori nicht klar ist, mit welcher Schwerpunktsenergie \sqrt{s} die Partonen kollidieren und der Impuls des Neutrinos in Richtung der Strahlachse p_z nicht messbar ist. Dieser Effekt ist natürlich im dileptonischen Zerfallskanal mit zwei Neutrinos sogar noch deutlicher. Die eindeutige Zuordnung der Jets als b -Jets kann diesen Nachteil nicht ausgleichen. Die Ereignistopologie des $\ell + \text{jets}$ -Kanals ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

⁴Eine ausführlichere Darstellung der Ereignisrekonstruktion findet sich in Kapitel 4.2

2.3. Zerfallsbreite und ihre Messung

Die Massenverteilung des Top-Quarks wird durch die relativistische Breit-Wigner Kurve dargestellt

$$f(E) = \frac{k}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} . \quad (2.5)$$

E gibt hier die Schwerpunktsenergie an, bei der die Resonanz, in diesem Fall das Top-Quark, produziert wurde. M gibt die Masse an, bei der die Verteilung ihren Peak hat. Dieser Wert wird für gewöhnlich als die Top-Quark Masse angegeben. Γ stellt die Zerfallsbreite dar. Die Breite der Breit-Wigner Verteilung ist definiert als die Differenz der Werte der Kurve, bei der sie auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist. k ist ein Proportionalitätsfaktor gegeben durch

$$k = \frac{2\sqrt{2}M\Gamma\xi}{\pi\sqrt{M^2 + \xi}} , \quad (2.6)$$

mit

$$\xi = \sqrt{M^2(M^2 + \Gamma^2)} . \quad (2.7)$$

Gemessen wurde die Zerfallsbreite bisher schon mehrere Male, mit jeweils unterschiedlichen Ergebnissen, wobei sie fast alle mit der NLO-Standardmodellvorhersage (für den Zerfall $\rightarrow bW$) von 1,33 GeV vereinbar sind [2, 19]. Die CDF-Kollaboration am Tevatron des Fermilab bei Chicago benutzte eine direkte Messmethode (Template-Methode) und erhielt bei einer integrierten Luminosität von $8,7 \text{ fb}^{-1}$ ein Intervall für die Zerfallsbreite von 1,10 GeV bis 4,05 GeV bei einem Vertrauensniveau von 68% [20]. DØ und CMS benutzten jeweils eine indirekte Methode und erhielten folgende Resultate:

- DØ: $\Gamma = 1,87_{-0,40}^{+0,44} \text{ GeV}$ bei $\mathcal{L}=5.4 \text{ fb}^{-1}$ [2]
- CMS: $\Gamma = 1,36 \pm 0.02(\text{stat.})_{-0,11}^{+0,14}(\text{syst.}) \text{ GeV}$ bei $\mathcal{L}=19.7 \text{ fb}^{-1}$ [21].

Indirekte Messmethode bedeutet in diesem Fall, dass bestimmte Standardmodellannahmen mit in die Messung mit eingeflossen sind, wie z. B. die Kopplungsstärken der am Zerfall beteiligten Teilchen [2], oder Annahmen zu den Verzweungsverhältnissen [21]. Eine direkte Messmethode ist zwar bisher ungenauer, aber beinhaltet weniger Annahmen und ist damit modellunabhängiger. Dies ermöglicht bei signifikanten Abweichungen von der Standardmodellvorhersage Tests von Theorien jenseits des Standardmodells, wie zum Beispiel supersymmetrische Erweiterungen.

2.4. Zerfallsbreite und Modelle jenseits des Standardmodells

Die genaue Bestimmung der Zerfallsbreite ist ein wichtiger Test für das Standardmodell. Sollten signifikante Unterschiede zur SM-Vorhersage gemessen werden, so wäre dies ein Tor für Modelle jenseits des Standardmodells. Für die Zerfallsbreite Γ gilt dann [2]

$$\Gamma_{\text{BSM}} = \frac{\sigma_{\text{BSM}}\Gamma_{\text{SM}}}{\sigma_{\text{SM}}} . \quad (2.8)$$

Die Indizes bezeichnen jeweils, ob die Größe aus dem Standardmodell (SM) stammt oder Abweichungen davon aufweist (BSM=Beyond Standard Modell). Die Größe der Abweichungen in den Wirkungsquerschnitten σ_{BSM} , bezüglich der Voraussagen des Standardmodells σ_{SM} , liefern dann Hinweise auf die Kopplungen neuer Teilchen an das Top-Quark, die in verschiedenen BSM-Theorien vorhergesagt werden. So geht man davon aus, dass das Top-Squark als supersymmetrischer Partner des Top-Quark eine signifikante Kopplung an eben jenes aufweist [1], wodurch ein vergrößerter Wirkungsquerschnitt σ_{BSM} entstünde und damit auch eine größere Zerfallsbreite Γ_{BSM} .

Ob sich solche signifikanten Unterschiede messen lassen und damit weitere Bedingungen an BSM-Theorien gestellt werden können ist zwar nicht Teil dieser Arbeit, aber diese Arbeit trägt am Ende zur Messung von Γ_{top} bei.

3. LHC und Atlas

3.1. Hadron-Collider Physik und der LHC

Der LHC ist ein Proton-Proton-Collider, d.h. es werden zwei Protonenstrahlen bzw. Strahlbündel von Protonen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt, um sie dann in den Detektoren kreuzen zu lassen. Kollidieren zwei Protonen miteinander, so kollidieren entweder Quarks mit Quarks, Gluonen mit Gluonen oder Quarks mit Antiquarks. Natürlich kann auch ein Quark/Antiquark mit einem Gluon kollidieren (siehe Abbildung 2.2 und 2.3). Beschrieben werden diese Kollisionen hauptsächlich durch die Quantenchromodynamik (QCD). Mit der Zeit hat sich ein immer komplexeres Bild des Protons und anderer Hadronen (Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind) ergeben. Zuerst ging man davon aus, dass sich das Proton aus den drei Valenzquarks zusammensetzt. Dies wird als statisches Quarkmodell bezeichnet. Alles kann man damit nicht erklären, wie z.B. die Frage nach dem, was die Quarks zusammenhält beziehungsweise warum man keine freien Quarks sieht. Die Erklärungen lieferte die QCD. Laut QCD besteht ein Proton nicht nur aus den 3 Quarks (Valenzquarks), sondern die Quarks interagieren noch zusätzlich über die starke Kraft. Dadurch finden sich auch Gluonen im Proton. Diese können wiederum miteinander wechselwirken oder sich in Quark-Antiquark-Paare (Seequarks) aufsplitten. Valenzquarks, Gluonen und Seequarks werden zusammen als Partonen bezeichnet. Dadurch ergibt sich eine Impulsverteilung innerhalb des Protons auf die einzelnen Bestandteile [22], wie sie in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Diese Impulsverteilung innerhalb eines Protons macht es kompliziert, genaue Messungen durchzuführen. Dennoch gibt es gute Gründe für die Verwendung von Protonen. Ein Grund ist der fast zu vernachlässigende Energieverlust U_0 pro Umlauf durch Synchrotronstrahlung im Gegensatz zu Elektron-Positron-Collidern (zum Beispiel LEP). Dies liegt an folgender Proportionalität [23].

$$U_0 \propto \frac{E^4}{\rho m^4} . \quad (3.1)$$

E ist dabei die Energie des Teilchenstrahls, ρ der Krümmungsradius des Synchrotronbeschleunigers (LHC: $\rho = 2,804$ km) und m die Masse der Teilchen. Es wird also deutlich, dass

3. LHC und ATLAS

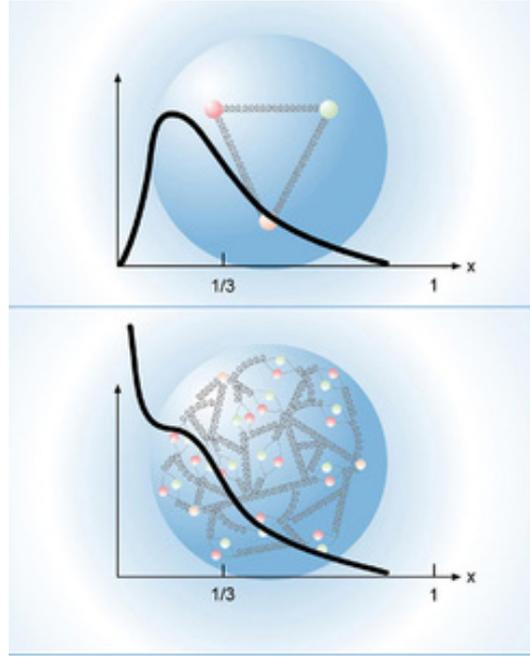
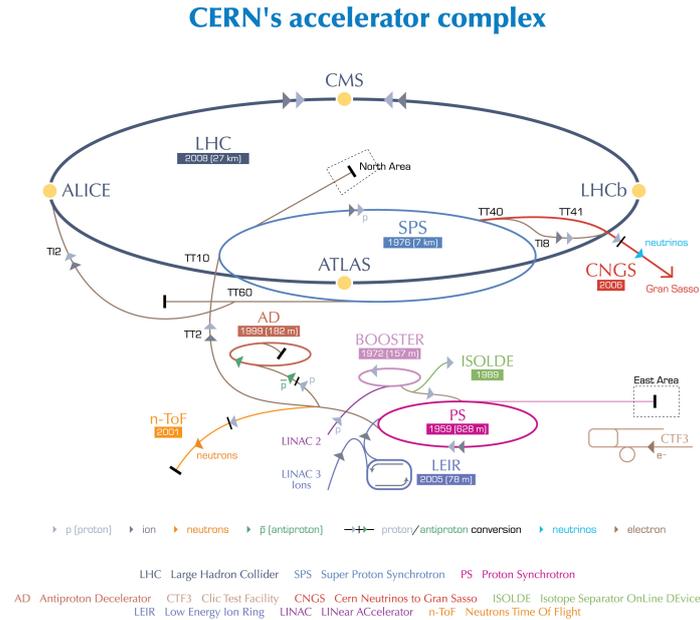


Abb. 3.1.: Die Abbildung zeigt die Impulsverteilung in einem Proton, wie man sie erwartet, wenn das Proton nur aus Valenzquarks und den zwischen ihnen ausgetauschten Gluonen besteht (oben). Können die Gluonen selbst untereinander wechselwirken und bilden sich Seequarks, so erwartet man die Verteilung, wie sie im unteren Teil dargestellt ist.

bei einer bestimmten Energie der Energieverlust durch eine hohe Teilchenmasse und einen großen Radius minimiert werden kann. Deshalb verwendet der LHC Protonen, die ca. 2000 Mal schwerer sind als Elektronen und hat einen Radius von 2,804 km [24]. Technisch begrenzt ist der LHC durch die notwendigen Magnetfeldstärken der Ablenkungsmagnete. Die supraleitenden NbTi-Magnete (1,9 K) erreichen Magnetfeldstärken von bis zu $B = 8,33$ T, sodass am Ende eine Strahlenergie von 7 TeV möglich ist.

Im Gegensatz zu Beschleunigern wie dem TEVATRON, welcher Protonen und Antiprotonen nutzt, werden im LHC zwei Protonenstrahlen benutzt. Nachteil hierbei ist, dass zwei Strahlröhren notwendig sind, da sich die Strahlen in entgegengesetzter Richtung durch den LHC bewegen. Dafür müssen die Ablenkungsmagnete jeweils entgegengesetzt gepolt sein. Dies ist in einem Proton-Antiproton-Collider nicht notwendig, da das Antiproton negative Ladung trägt. Es ist technisch aber sehr mühsam, sowohl einen Antiprotonenstrahl zu produzieren (insbesondere wenn eine hohe Luminosität gefordert ist), als auch ihn entsprechend zu fokussieren (Stochastische Kühlung) [23]. Aus diesem Grund ist ein Proton-Proton-Beschleuniger einfacher zu bauen. Um eine möglichst hohe Luminosität ($L = 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$) zu erreichen, werden die Protonen in Bündeln in den LHC eingespeist. So kommt es alle 25 ns zur Kreuzung von zwei Bündeln. Um die Protonen auf die gewünschte



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire

© CERN 2008

Abb. 3.2.: Schematische, nicht skalengetreue Darstellung der Beschleunigeranlagen am CERN.

Energie zu beschleunigen, sind mehrere Stufen der Vorbeschleunigung notwendig. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen werden die Protonen zuerst im LINAC 2 auf 50 MeV beschleunigt. Im Booster werden 1,4 GeV erreicht und im anschließenden Proton-Synchrotron wird die Energie auf 26 GeV gesteigert. Danach werden die Protonen in den SPS (Super-Proton-Synchrotron) eingespeist und auf eine Energie von 450 GeV gebracht, bevor es dann in den LHC geht, wo die finale Energie von 4 TeV erreicht wurde (Run I) und zur Zeit bis zu 6,5 TeV pro Protonstrahl (Run II), bevor die Strahlen an den vier Kreuzungspunkten zur Kollision gebracht werden. An diesen Punkten stehen die vier Hauptexperimente des LHC: ATLAS, CMS, LHC_b und ALICE. Die Experimente ATLAS und CMS sind Vielzweckdetektoren und sollen unter anderem verschiedene Hinweise im Bezug auf Physik jenseits des Standardmodells liefern. Sie führen aber auch Tests zum Standardmodell durch. Außerdem wurde das Higgs-Teilchen gefunden. LHC_b untersucht die CP-Verletzung und ALICE beschäftigt sich vor allem mit Blei-Ionen-Kollisionen, um ein Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen, welches die Situation kurz nach dem Urknall simulieren soll. Die Blei-Ionen werden dabei nicht im LINAC 2 und Booster beschleunigt bevor sie in den PS gelangen, sondern über den LINAC 3 und LEIR (siehe Abbildung 3.2).

3.2. Der Aufbau von ATLAS

Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktionsweise des ATLAS-Detektors beschrieben. Eine schematische Darstellung des Detektors findet sich in Abbildung 3.3. Der innerste

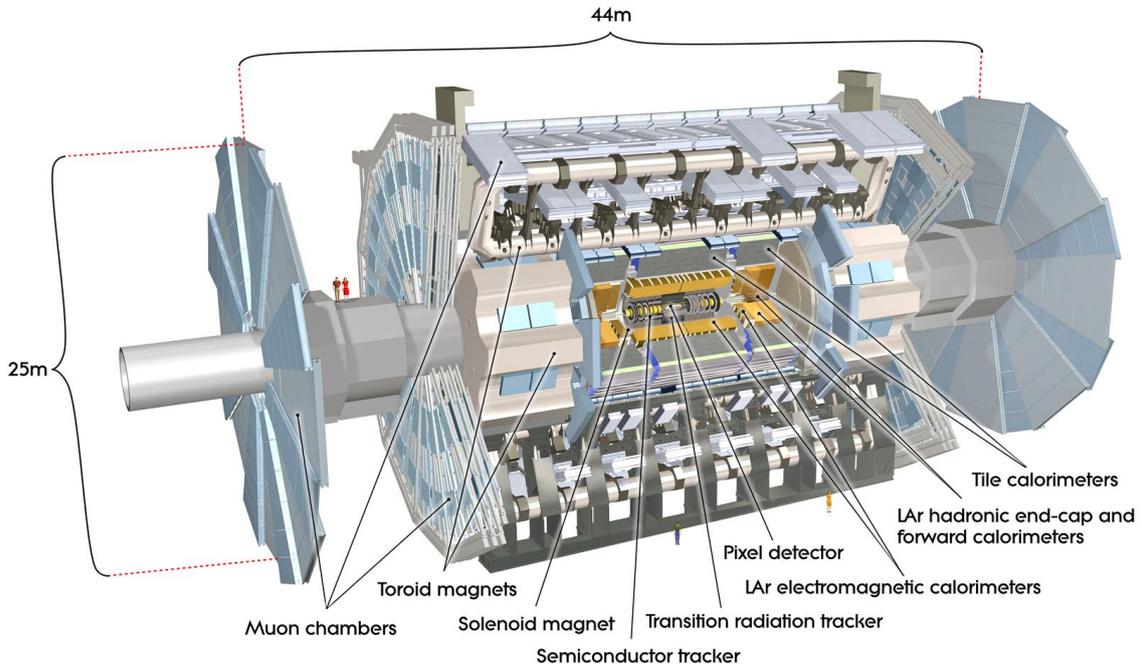


Abb. 3.3.: Schematische Darstellung des ATLAS-Pixeldetektors mit allen wichtigen Komponenten. ©ATLAS Experiment.

Teil des Detektors sind die Spurdetektoren. Bei ATLAS werden drei Typen hintereinander eingesetzt, die dann zusammen ein Gesamtergebn über den Impuls und die Spur der Teilchen liefern. Die innerste Lage ist ein Silizium-Pixeldetektor. Danach folgt ein Silizium-Streifendetektor und als letztes durchqueren die Teilchen einen Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation tracker; TRT). Alle diese Spurdetektoren befinden sich innerhalb eines homogenen Magnetfeldes $|\vec{B}|$ (zeigt in Strahlrichtung), das durch eine um die Spurdetektoren liegende Zylinderspule erzeugt wird [25]. Aus der gekrümmten Bahn lässt sich mit

$$|\vec{p}_T| = q|\vec{B}|r . \quad (3.2)$$

der Transversalimpuls bestimmen. Das Ladungsvorzeichen ist durch die Richtung der Krümmung bekannt. Für sehr große Impulse wird diese Messung sehr ungenau, da die durch das Magnetfeld erzeugte Krümmung kaum noch messbar wird. Die relative Unsi-

cherheit ist proportional zum Impuls [26]. Der Pixeldetektor, der am nächsten am Kollisionspunkt der Protonenbunches liegt, zeichnet ein Bild der Teilchenspuren. Geladene Teilchen erzeugen im Pixel einen Spannungspuls [26]. Der entstandene Spannungspuls ist messbar. Aus der Stärke der einzelnen Spannungspulse, die durch das Teilchen auch in angrenzenden Pixel erzeugt wurden (kapazitive Kopplung [27]), kann dann durch Schwerpunktsermittlung der Ort des durchgegangenen Teilchens bestimmt werden. Die Pixel von ATLAS haben eine Größe von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ [25]. Die Pixeldetektoren liefern ein dreidimensionales Bild der Teilchenspur. Außerdem sind Pixeldetektoren in der Lage, die hohen Strahlungsraten präzise zu verarbeiten. Weiter außen greift man auf die günstigeren Siliziumstreifendetektoren zurück, die eine genauso gute Ortsauflösung haben, aber nicht dazu in der Lage wären, die hohen Intensitäten in der Nähe des Kollisionspunktes zu verarbeiten.

Der auf die Siliziumdetektoren folgende Teil von ATLAS ist der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT), welcher zur Teilchenidentifikation dient, aber auch zur weiteren Spurdetektion. Übergangstrahlung tritt immer dann auf, wenn ein geladenes Teilchen aus einem Medium in ein anderes eintritt, sich also der Brechungsindex ändert. Diese Strahlung wird dabei in einen Kegel ausgesendet, der dabei vom Faktor $\gamma = \frac{E}{m}$ abhängig ist (siehe Gleichung 3.3). E ist dabei die Energie des Teilchens und m dessen Ruhemasse. Für den Öffnungswinkel Θ des Kegels gilt [27]

$$\Theta \propto \gamma^{-1} . \quad (3.3)$$

Mit einer Energiebestimmung in den Kalorimetern (siehe unten) lässt sich dann mit Hilfe der Messung von Θ γ bestimmen und daraus die Ruhemasse des Teilchens, welches die Übergangsstrahlung ausgesendet hat. Die Ruhemasse dient als Identifikationsmerkmal. Der TRT des ATLAS-Detektors besteht aus 52544 Driftröhren, die zur genauen Spurdetektion der Teilchen dienen. Sie sind alle parallel zum Strahlrohr angeordnet und haben eine Länge von 144 cm, bei einem Durchmesser von 4 mm. An den Endkappen befinden sich jeweils 122.880 Röhren, die eine radiale Ausrichtung haben. Insgesamt kann so gesichert werden, dass Teilchen in einem Pseudorapiditätsbereich von 0 bis 2 ca. 35 bis 40 Röhren durchqueren [28]. Die Funktionsweise der Röhren ähnelt dabei der eines Geiger-Müller-Zählers. Die durch die Proton-Proton Kollision entstandenen geladenen Teilchen ionisieren das Gas (ein Gemisch aus 70% Xe, 27% CO₂ und 3% O₂ [25]). Dies löst einen Spannungspuls am Draht in der Mitte einer einzelnen Röhre aus, welcher registriert wird. Somit ist eine gute Spurdetektion möglich. Zur Erzeugung der Übergangsstrahlung durch die Teilchen befinden sich zwischen den Röhren Folien aus Polypropylen [29]. Der TRT ist vor allem zur Identifikation von Elektronen und Pionen geeignet [30]. Der nächste Ab-

3. LHC und ATLAS

schnitt des ATLAS-Detektors sind die Kalorimeter. Zuerst kommt das elektromagnetische (EM) Kalorimeter, dann das hadronische. Der Grund hierfür liegt darin, dass Teilchen, die hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirken, ihre ganze Energie im EM-Kalorimeter deponieren. Einzige Ausnahme bilden hier die Myonen. Sie sind zu schwer, als dass Bremsstrahlung ein entscheidender Prozess wäre, der zu hohen Energieverlusten führt. Myonen werden auch noch das hadronische Kalorimeter durchdringen. Um sie zu detektieren, wurde extra die Myonenkammer gefertigt (siehe unten). Hadronische Teilchen geben einen Teil ihrer Energie ans EM-Kalorimeter ab, gestoppt werden sie erst vollständig im hadronischen Kalorimeter.

Die Wirkungsweise des elektromagnetischen Kalorimeters beruht auf folgenden Prozessen: Tritt ein hochenergetisches Elektron/Positron in das EM-Kalorimeter ein, wird es durch das Material abgebremst. Dabei emittiert es hochenergetische Photonen, die sogenannte Bremsstrahlung. Dieses Photon wird durch Paarbildung wiederum in ein Elektron und ein Positron konvertieren. Diese sich gegenseitig verstärkenden Prozesse führen zu einem Schauer an Teilchen. Aus der Länge des Schauers lässt sich die Energie bestimmen [27]. Auch Photonen lösen durch Paarbildung EM-Schauer aus, deren Schauerlänge etwas von denen der Elektronen bzw. Photonen abweicht [23]. Das EM-Kalorimeter ist so gebaut, dass Elektronen und Photonen komplett absorbiert werden. Hadronen hingegen verlieren den Großteil ihrer Energie erst im hadronischen Kalorimeter. Im hadronischen Kalorimeter kommt es dann zu sogenannten hadronischen Schauern. Hier verlieren die Mesonen und Baryonen, der bei einer Proton-Proton-Kollision entstandenen Jets, vollständig ihre Energie. Da die Hadronen häufig in ungeladene Pionen (π^0) und η -Mesonen zerfallen, die wiederum in Photonen zerfallen, sieht man im hadronischen Kalorimeter neben den hadronischen Schauern auch EM-Schauer. Dieser Wechsel von hadronischen Zerfällen zu elektromagnetischen Zerfällen verläuft nur in diese Richtung, sodass sich der elektromagnetische Anteil des Teilchenschauers mit der Schauerlänge zunimmt [23]. Auch das hadronische Kalorimeter ist so gebaut, dass die Hadronen ihre gesamte Energie dort deponieren. Wiederum dient die Struktur des Schauers zur Energiemessung [27].

Im Gegensatz zur Impulsmessung in den Spurdetektoren sinkt die relative Unsicherheit σ_E/E bei den Energiemessungen in den Kalorimetern nach folgendem Zusammenhang [26]

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} . \quad (3.4)$$

Im ATLAS-Detektor werden für die Kalorimeter unterschiedliche Materialien verwendet. Das EM-Kalorimeter ist ein sogenanntes Sampling-Kalorimeter. Es besteht abwechselnd

aus einer Schicht absorbierendem Material und einer Schicht aktivem Detektormaterial, mit dem die Schauer ausgemessen werden. Als Absorber dient Blei und als aktives Material wird flüssiges Argon verwendet [25].

Das hadronische Kalorimeter ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter. Hier wird als absorbierendes Material Stahl verwendet und als aktives Material Szintillatoren. Die Endkappen der Kalorimeter sind aus flüssigem Argon, Kupfer und Wolfram [25].

Der letzte Teil des ATLAS-Detektors ist die Myonkammer. Da Myonen durch beide Kalorimeter hindurch fliegen können, müssen sie als letztes detektiert und damit identifiziert werden, denn nur Myonen hinterlassen Spuren in der Myonkammer. Alle anderen Teilchen, die ebenso wie das Myon beide Kalorimeter durchquert haben, sind Neutrinos oder bisher unbekannte neutrale Teilchen, die nur über fehlenden Transversalimpuls zu identifizieren sind. Die Myonkammer nimmt insgesamt den größten Teil des ATLAS-Detektors ein. Sie besteht im Wesentlichen aus Tracking-Detektoren, die sich in einem Magnetfeld befinden. Die Kammern im Barrel-Teil liegen in drei zylindrisch angeordnete Schalen. Das Magnetfeld wird durch acht supraleitende Toroid-Magnete erzeugt [25]. Die Spurdetektion erfolgt über Driftröhren, die eine Ortsauflösung von $80 \mu\text{m}$ erreichen. Jede einzelne Kammer erreicht sogar eine Auflösung von $35 \mu\text{m}$ [25].

Aufgrund dieses zwiebelartigen Aufbaus kann man theoretisch jedes einzelne Teilchen gut identifizieren und damit dann die Kollisionsprozesse rekonstruieren. Vereinfacht lassen sich die Teilchen mit Hilfe von Abbildung 3.4 identifizieren.

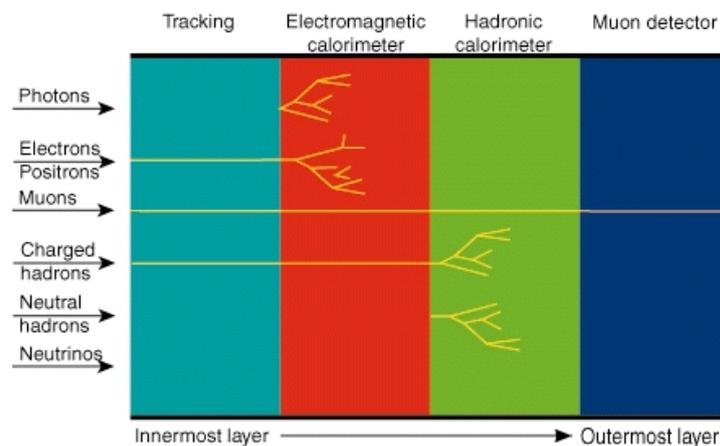


Abb. 3.4.: Dargestellt sind die verschiedenen Teilchen, die man erwartet zu detektieren. Analysiert man alle einzelnen Signale aus den Subdetektoren, so kann man im idealisierten Fall eine eindeutige Identifikation der Teilchen erreichen.

3.3. Das Triggersystem

Die Protonenbündel werden so in den LHC eingespeist, dass es alle 25 ns zur Kreuzung von 2 Bündeln kommt. Dies entspricht einer Frequenz von 40 MHz. Pro Kollision von zwei Bündeln kommt es bis zu mehr als 20 Proton-Proton-Kollisionen. Die meisten dieser Ereignisse sind für die physikalischen Fragestellungen, die am LHC mit den großen Hauptexperimenten untersucht werden sollen, irrelevant. Außerdem ist die produzierte Datenmenge viel zu groß, als dass man jedes Ereignis einzeln abspeichern könnte. Die Randbedingungen setzt hierbei die mögliche Speicherkapazität und die Geschwindigkeit der Hardware, mit der die Daten prozessiert werden können. Insgesamt können nur etwa 200 Ereignisse pro Sekunde gespeichert werden. Dies entspricht immer noch ca. 300 MB/s. Um aber die relevanten Ereignisse von den irrelevanten zu trennen, bedarf es eines Systems, das diese Auswahl trifft. Dies ist das sogenannte Triggersystem. Es besteht aus 3 Stufen [31].

In der ersten Stufe (Level 1) wird die Datenrate auf mindestens 75 kHz reduziert. Dafür stehen die Informationen der Myonkammer und der Kalorimeter zur Verfügung. Nur wenn die Daten bestimmte Grenzwerte erfüllen, wird das Ereignis an den Level 2 Trigger weitergeleitet. Außerdem identifiziert der Level 1 Trigger sogenannte „interessante Bereiche“ (Regions of Interest, RoI). Die Entscheidung, ob ein Ereignis vom Level 1 Trigger akzeptiert wird, dauert ca. $2,5 \mu\text{s}$ [31].

Der Level 2 Trigger evaluiert dann die Daten für die RoI. Dadurch, dass sich der Level 2 Trigger ausschließlich auf die RoIs konzentriert, benötigt er nur einen Bruchteil der Daten eines Ereignisses und soll deshalb innerhalb von ca. 40 ns eine Entscheidung treffen. Dauert die Analyse der Daten länger als 5 ns, so wird das Ereignis verworfen. Der Level 2 Trigger reduziert die Datenmenge auf ca. 3 kHz [31].

Im letzten Schritt des Triggersystems liegen dann für den sogenannten Ereignisfilter (Event Filter; EF) der komplette Datensatz eines Ereignisses zur Verfügung. Hier soll innerhalb von 4 s entschieden werden, ob ein Ereignis endgültig gespeichert wird oder nicht. Ereignisse, die länger als 180 ns vom EF prozessiert werden, werden verworfen. Am Ende sollen dann maximal 200 Ereignisse pro Sekunde abgespeichert werden [31].

4. Ereignisgenerierung und Fitmethode

Um die Methode eines Template-Fits (siehe Kapitel 4.3), die zur Messung der Zerfallsbreite des Top-Quarks benutzt werden soll, zu validieren, werden Ereignisse aus Simulationen benötigt. Diese Ereignisse sollen so aussehen, als wären es echte Daten, die am ATLAS-Detektor aufgezeichnet wurden. Dafür werden aufwendige Programme benötigt, die die gesamte Physik vom Kollisionsprozess bis zur Detektierung von Teilchen im Detektor so realistisch wie möglich widerspiegeln. Nur wenn diese Voraussetzung erfüllt ist, kann das Verhalten der Fit-Methode unter realen Daten bestimmt werden. Die den Simulationsdaten dieser Arbeit zu Grunde liegende Computer-Simulation wird in Kapitel 4.1 beschrieben. Liegen Simulationsdaten vor, so müssen diese die gleichen Schritte der Rekonstruktion wie die echten Daten durchlaufen. Die Daten, die am Ende der Simulation vorliegen, beschreiben lediglich das Ereignis auf dem Reko-Level. Hieraus möchte man auf das Parton-Level schließen. Dies geschieht mit dem sogenannten KLFFitter-Programm [32], das in Kapitel 4.2 beschrieben wird.

4.1. Monte-Carlo Ereignisse

Die Monte-Carlo Ereignisse, die für die Simulation bzw. Ereignisgenerierung benötigt werden, werden mit den Generatoren Powheg [33] und Pythia [34] erzeugt. Die Parton-Level Simulation wird mit Powheg erstellt, einem next-to-leading-order (NLO) Generator. Die Schauerbildung wird mit Pythia (6.426) simuliert. Benutzt wurde das Standard-Sample zur $t\bar{t}$ -Produktion (117050) [35]¹. Hierbei wird für Pythia 6 der Tune P2011C [36]² genutzt, der als Grundlage die Partondichtefunktionen (PDF) CTEQ6L1 nutzt. Dies sind leading-order (LO) PDFs der CTEQ-Reihe [37]. Powheg nutzt dagegen CT10 für die

¹Da die Informationen zu den Monte-Carlo Ereignissen nur im Internet veröffentlicht werden, gibt es leider keine zeitstabile Quelle für diese Angabe.

²Es gibt hier einen Artikel in Phys.Rev.D82 aus dem Jahr 2010, der aber nicht die Informationen der aktuellen Tunes enthält. Diese Informationen wurden lediglich als zusätzlicher Anhang in einer neuen Version des Artikels auf arxiv hochgeladen.

4. Ereignisgenerierung und Fitmethode

PDFs. Hierbei handelt es sich um next-to-leading-order (NLO) PDFs³. Dabei gelten die Parameter in [38]⁴. Der Wirkungsquerschnitt multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis (ohne vollhadronische Zerfälle) beträgt 114,49 pb und der k -Faktor wird mit 1,194 angegeben [35]⁵.

Für die Ereignisgeneration nimmt man eine Zerfallsbreite des Top-Quarks von 1,33 GeV an und eine JER von 0σ .

4.2. Ereignisrekonstruktion, b-Tagging und KLFFitter

Aus den Daten des MC-Samples müssen nun die Ereignisse rekonstruiert werden. Da für die Analyse nur Zerfälle im $\ell + \text{jets}$ -Kanal betrachtet werden (ohne hadronische Zerfälle von τ) werden mindestens 4 Jets erwartet. Weitere Jets können sowohl durch ISR, als auch durch FSR entstanden sein. ISR und FSR entsteht durch die Abstrahlung von Gluonen vor oder nach der Kollision (d. h. bevor oder nachdem das $t\bar{t}$ -Paar erzeugt wurde), die dann aufgrund des Farbeinschlusses hadronisieren und Jets ausbilden. Für die Datenanalyse ist es nun unerlässlich, mit möglichst großer Sicherheit zu wissen, welcher Jet mit welchem Teilchen auf Parton-Level korrespondiert. Für die Ereignisrekonstruktion wird der KLFFitter verwendet [32]. Dies ist ein Programm zum kinematischen Fitten. Dies bedeutet, dass man die wahrscheinlichste Kombination sucht, wie man die detektierten Jets auf dem Reko-Level den Quarks auf Parton-Level zuordnen kann. Der KLFFitter basiert auf dem Bayesian Analysis Toolkit (BAT) [39], welches für kinematisches Fitten entwickelt wurde und nutzt die Likelihood-Methode. Folgende Likelihood wird für jede Permutation maximiert [32]

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & B\{m(q_1q_2) \mid m_W, \Gamma_W\} \cdot B\{m(\ell\nu) \mid m_W, \Gamma_W\} \cdot \\
 & B\{m(q_1q_2b_{\text{had}}) \mid m_{\text{top}}, \Gamma_{\text{top}}\} \cdot B\{m(\ell\nu b_{\ell ep}) \mid m_{\text{top}}, \Gamma_{\text{top}}\} \cdot \\
 & W(\tilde{E}_{\text{jet}_1} \mid E_{b_{\text{had}}}) \cdot W(\tilde{E}_{\text{jet}_2} \mid E_{b_{\ell ep}}) \cdot W(\tilde{E}_{\text{jet}_3} \mid E_{q_1}) \cdot W(\tilde{E}_{\text{jet}_4} \mid E_{q_2}) \cdot \\
 & W(\tilde{E}_x^{\text{miss}} \mid p_{x,\nu}) \cdot W(\tilde{E}_y^{\text{miss}} \mid p_{y,\nu}) \cdot \begin{cases} W(\tilde{E}_\ell \mid E_\ell) , e + \text{jets Kanal} \\ W(\tilde{p}_{T,\ell} \mid p_{T,\ell}) , \mu + \text{jets Kanal} \end{cases} . \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

³Hier lagen nur Daten vor, die auf diese Art und Weise erzeugt wurden. Grundsätzlich sollte aber vermieden werden LO und NLO Generatoren parallel zu benutzen.

⁴Da die Informationen zu den Monte-Carlo Ereignissen nur im Internet veröffentlicht werden, gibt es leider keine zeitstabile Quelle für diese Angabe.

⁵Da die Informationen zu den Monte-Carlo Ereignissen nur im Internet veröffentlicht werden, gibt es leider keine zeitstabile Quelle für diese Angabe.

B steht dabei für die Breit-Wigner-Funktion der Massenverteilungen der beteiligten Teilchen. W sind die Transferfunktionen. Diese geben an, wie sich die gemessenen Energien (ohne Tilde; auf Reko-Level) zu den tatsächlichen (mit Tilde; Parton-Level) statistisch gesehen verhalten. Es handelt sich hierbei um doppelte Gaußfunktionen der folgenden Form⁶

$$W(E_{reco}, E_{truth}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_2 + p_3 p_5)} \left(e^{-\frac{(\Delta E - p_1)^2}{2p_2^2}} + p_3 e^{-\frac{(\Delta E - p_4)^2}{2p_5^2}} \right). \quad (4.2)$$

Dabei ist $\Delta E = \frac{E_{truth} - E_{reco}}{E_{truth}}$. Der Index „truth“ steht hier für die Energie auf Parton-Level und der Index „reco“ für die gemessene. Im Falle von Myonen werden die Energien durch die Transversalimpulse ersetzt [40]. Bei der Zuordnung der Jets werden die vier Jets mit dem größten Impuls genommen. Weitere Jets ordnet man der ISR oder der FSR zu, da die Abstrahlung von niederenergetischen Gluonen am wahrscheinlichsten ist. Durch die Möglichkeit des b -Taggings kann die Anzahl an möglichen Permutationen reduziert werden. Grundsätzlich liegen bei vier Jets $4! = 24$ Permutationen vor. Da der Rekonstruktionsalgorithmus nicht sensitiv auf eine Permutation ist, die die Jets des hadronisch zerfallenden W -Bosons permutiert (Invarianz der kinematischen Variablen unter der Permutation), reduziert sich die Anzahl an Permutationen auf 12. Die Zuordnung eines Jets zu einem b - oder \bar{b} -Quark, nennt man b -Tagging. Da das b - oder \bar{b} -Quark beim Hadronisieren zerfällt, muss es in Quarks der ersten oder zweiten Generation zerfallen. Diese Zerfälle sind über die CKM-Matrix stark unterdrückt, wodurch die B -Hadronen so lange stabil bleiben, dass sie bis zu ihrem Zerfall eine messbare Strecke zurücklegen, die sich bei einer genauen Spurrekonstruktion aller einzelnen Zerfallsprodukte in einem weiteren Zerfallsvertex äußert, der sich in einem signifikanten Abstand vom primären Vertex der Proton-Proton-Kollision befindet. Liegt in den Daten eines Ereignisses ein b -Tag vor, so reduziert sich die Anzahl der möglichen Permutationen für die Jets auf sechs. Bei 2 b -Tags liegen sogar nur noch zwei Permutationen vor. Die Jets können nämlich nicht eindeutig dem b - oder \bar{b} -Quark zugeordnet werden. Nach der mit dem KL-Fitter vorgenommenen Ereignisrekonstruktion können die Daten analysiert werden (siehe Kapitel 5).

⁶Werden die Parameter eingesetzt, so erhält man die entsprechende $1/\sqrt{E}$ -Proportionalität der Energieauflösung des Kalorimeters.

4.3. Darstellung der Fit-Methode

Die Bestimmung der Zerfallsbreite des Top-Quarks soll mit einem Template-Fit durchgeführt werden. Dazu wurden erst eindimensionale Templates der Breit-Wigner-Kurve (siehe Gleichung 2.5) der Massenverteilung des Top-Quarks mit veränderter Zerfallsbreite Γ erstellt. Da die Messung der Zerfallsbreite des Top-Quarks stark von der Energieauflösung der Jets im Detektor abhängt⁷, wurde im Folgenden als weitere Variable neben der Zerfallsbreite selbst die Jetenergieauflösung (JER) ausgewählt. In den vorherigen Messungen von DØ und CDF hatte sich gezeigt, dass von der JER der größte Einfluss auf die systematische Unsicherheit ausgeht [2, 20]. Auch interne Studien der Göttinger ATLAS-Gruppe haben gezeigt, dass die JER den größten Einfluss hat. Um diesen Einfluss möglichst zu minimieren, hat man sich dazu entschieden, diese Größe als zweiten Fitparameter auszuwählen. Die Erstellung der Templates erfolgte anhand der Monte-Carlo-Samples. Wie oben dargestellt, wurde das MC-Sample für die nominelle Zerfallsbreite des Top-Quarks von $\Gamma \approx 1,33$ GeV und den nominellen Wert der JER (0σ) erstellt. Die erwartete JER liegt aber bei 1σ . Für die Templates wurde eine Gewichtung vorgenommen, um die Daten an die ausgesuchten Werte von Γ anzupassen und somit die entsprechende Massenverteilung zu erhalten. Die JER wurde durch zusätzliche Templates hinzugefügt. Es wurden Templates im Bereich von $0 \text{ GeV} < \Gamma < 10,0 \text{ GeV}$ und $0\sigma < \text{JER} < 3,0\sigma$ ausgewählt, um ein möglichst großes Intervall abdecken zu können. Dabei wurde die Zerfallsbreite in $0,1 \text{ GeV}$ Schritten verändert und die JER in Schritten von $0,2\sigma$. Zusätzlich wurden noch Templates zur nominellen Breite von $\Gamma \approx 1,33 \text{ GeV}$ erstellt. Dies wurde für die beiden Zerfallskanäle $\mu + \text{jets}$ und $e + \text{jets}$ getrennt durchgeführt. Ebenso wurde für beide Zerfallskanäle als Observable zwischen der Masse des Top-Quarks und der Massendifferenz zwischen Top-Quark und hadronischer W -Masse unterschieden. Dabei wird erwartet, dass die Massendifferenz geringere Unsicherheiten liefert, da die Zerfallsbreite des Top-Quarks sensitiv auf die Masse des W -Bosons ist [2]. Die Templates wurden dann in sogenannte PDFs (probability distribution functions) umgewandelt. Hierbei handelt es sich um ein internes Format für RooFit [41]. Mit diesem Programm, das auf Root [42] basiert, wurden die Templates getestet. Root ist ein Datenanalyseprogramm des CERN, welches auf C++ beruht. RooFit ist ein Paket für Root, mit dem sich Fits durchführen lassen. Zum Testen der Templates mussten Pseudoexperimente durchgeführt werden. Das heißt, dass die Einträge in den einzelnen Bins der Templates, basierend auf einer Poissonverteilung, statistisch fluktuiert wurden. Um eine gute Statistik zu erzielen, wurden im 1D-Fall 1000 Pseudoexperimente für 11 Einstellungen der Zerfallsbreite durchgeführt. Im 2D-Fall

⁷Dies entspricht der Erwartung.

wurden pro Kombination aus Γ und JER ebenfalls 1000 solcher Pseudoexperimente durchgeführt. Bei der Zerfallsbreite wurden dieselbe Werte wie im 1D-Fall genommen: 0,5 GeV; 1 GeV; 1,5 GeV; ...; 5,0 GeV und 1,33 GeV. Bei den Werten der JER ging es von $0,4\sigma$ bis $1,6\sigma$ in Schritten von $0,2\sigma$. Dies sind 77 verschiedene Möglichkeiten für jeweils zwei Zerfallskanäle und zwei Observablen (m_{top} , $m_{top} - m_W$; m_W aus dem hadronischen Zerfallssast), also insgesamt 308 à 1000 Pseudoexperimente. Die Observable m_{top} wird gewählt, da sich die Zerfallsbreite aus der Massenverteilung ergibt. Die zweite Observable wurde gewählt, weil erwartet wird, dass sich damit Effekte reduzieren lassen, die sich auf die Breite der von Massenverteilungen auswirken. Dies liegt daran, dass die W -Masse Einfluss auf die Zerfallsbreite des Top-Quark hat und sich durch die Differenzbildung diese Effekte möglicherweise gegenseitig aufheben. Eine weitere Idee, die in dieser Arbeit noch nicht weiter verfolgt wird, ist die Wahl von Massenverhältnissen als Observable. Dies könnte dazu dienen Unsicherheiten zu reduzieren. Um die Fit-Methode nicht nur bei vollem Signaldatensatz zu testen, wurden noch zusätzlich zwei Schnitte angesetzt. Einmal die Anzahl der b-Tags ≥ 1 und einmal die Anzahl der b-Tags ≥ 2 . Bei späteren Daten mit Untergrundereignissen reduzieren diese Schnitte den Untergrund und liefern damit reinere Datensätze. Für die Fitmethode wird also erwartet, dass bei Anwendung der Schnitte nur die statistischen Unsicherheiten größer werden, aber ansonsten kein Einfluss besteht. Die wahrscheinlichste Zerfallsbreite nach den Fluktuationen in den Bins wird durch einen Binned-Likelihood-Fit bestimmt. Diese Likelihood ergibt sich zu [43]

$$L = N! \prod_{i=1}^B \frac{P_i(\boldsymbol{\varepsilon})^{n_i}}{n_i!} . \quad (4.3)$$

B steht für die Anzahl der Bins, N für die Anzahl an Ereignissen, $\boldsymbol{\varepsilon}$ gibt den Parametervektor an, der im 1D-Fall nur die Zerfallsbreite beinhaltet und im 2D-Fall die Zerfallsbreite und die JER, n_i steht für die Anzahl an Ereignissen im i -ten Bin und P_i repräsentiert die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis innerhalb des i -ten Bins nachgewiesen wird. Daraus ergibt sich dann folgende zu minimierende logarithmierte Likelihood

$$-\ln L = \sum_{i=1}^B n_i P_i(\boldsymbol{\varepsilon}) + \kappa , \quad (4.4)$$

wobei die Konstante κ so gewählt wird, dass das Minimum des logarithmierten Likelihoods bei 0 liegt. Die Unsicherheiten ergeben sich aus Likelihood-Parabeln, die an die Likelihoodwerte gefittet werden. Dabei wird ein Profile-Likelihood genommen. Dieser nimmt nicht den Querschnitt bei konstanter JER an der Stelle des globalen Minimums für die Zerfallsbreite Γ , sondern für jeden Wert JER=konst. das jeweilige Minimum der Zerfallsbreite.

4. Ereignisgenerierung und Fitmethode

Die Fit-Parabel folgt folgender Form

$$y = a \cdot x^2 + b \cdot x + c, \quad (4.5)$$

wobei a , b und c die Fitparameter sind. Setzt man $y = 1$ und $y = 0$ und berechnet die Differenz auf der x-Achse zwischen den beiden Punkten, so erhält man für die Unsicherheit

$$\sigma_{\Gamma} = \sqrt{\frac{1-c}{a} + \frac{b^2}{4a^2}}. \quad (4.6)$$

Die Ergebnisse der Pseudoexperimente werden in Kapitel 5 vorgestellt.

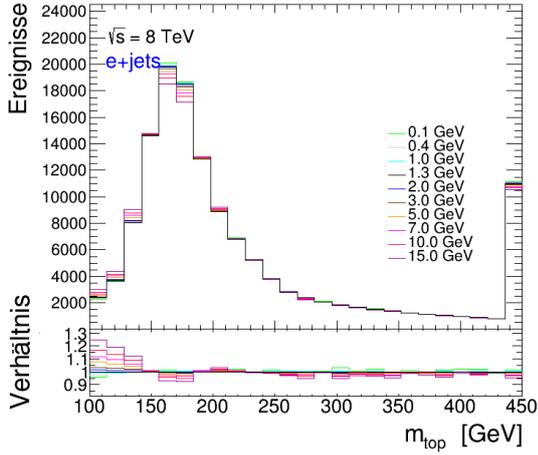
5. Ergebnisse

Im Folgenden werden nun die Ergebnisse präsentiert. Zuerst wird auf die Ergebnisse der erneuten Durchläufe für die 1D-Variante mit neuen Datensätzen eingegangen (Kapitel 5.1). Im zweiten Teil (Kapitel 5.2) wird zuerst auf die Reproduktion bisheriger Ergebnisse eingegangen, bevor dann die neuen Resultate für den gesamten Signaldatensatz und die beiden b -Tag-Schnitte vorgestellt werden. Zum Schluss folgt eine kurze Zusammenfassung (Kapitel 5.3).

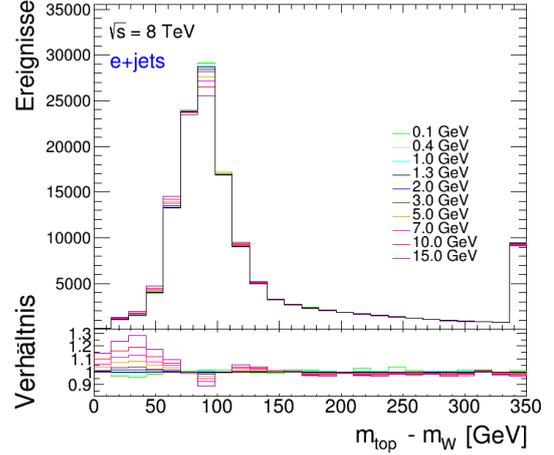
5.1. 1D-Fit

Zuerst musste der schon vorhandene 1D-Fit Code mit neuen Monte-Carlo Ereignissen getestet und validiert werden, bevor eine Erweiterung auf 2D ausgeführt werden konnte. Dies diente dazu, möglicherweise vorhandene Fehler in den neuen Samples zu finden. Dazu wurden, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, zuerst die Templates erstellt, sowohl für den $\mu + \text{jets}$ -Kanal, als auch den $e + \text{jets}$ -Kanal. Die Erzeugung lieferte eine klare Separierung bei verschiedenen Zerfallsbreiten. Dies ist wichtig, da nur durch diese deutliche Separierung eine Sensitivität der Fit-Methode auf die Zerfallsbreite gegeben ist. Für die beiden Kanäle und jeweils die beiden Observablen (m_{top} und $m_{\text{top}} - m_W$; m_W aus dem hadronischen Zerfall) sind die Histogramme der Massenverteilungen in der Abbildung 5.1 zu sehen. Im unteren Teil der Abbildungen sieht man die dazugehörigen Verhältnisse zwischen der nominellen Massenverteilung und den angepassten Massenverteilungen. Auch hier sieht man eine Trennung zwischen den Zerfallsbreiten. Im nächsten Schritt wurden dann die Pseudoexperimente ausgeführt. Für die Zerfallsbreiten von 0,5 GeV bis 5,0 GeV und die nominelle Zerfallsbreite von 1,33 GeV wurden für jeden Zerfallskanal und die beiden Observablen jeweils 1000 Pseudoexperimente durchgeführt. Die Ergebnisse der einzelnen Durchgänge sind beispielhaft für den $e + \text{jets}$ -Kanal und die Massendifferenz zwischen Top-Quark und W -Boson als Observable in den Abbildungen 5.2 bis 5.10 dargestellt.

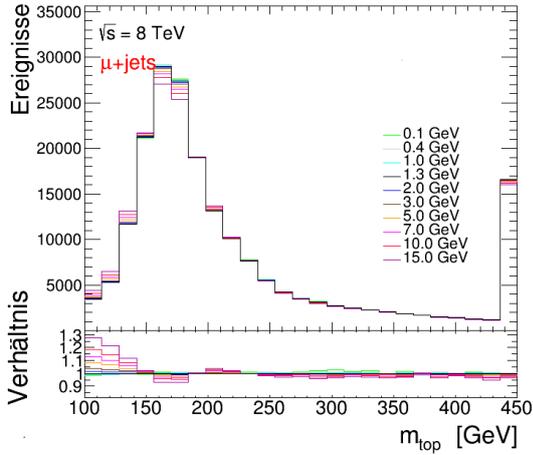
5. Ergebnisse



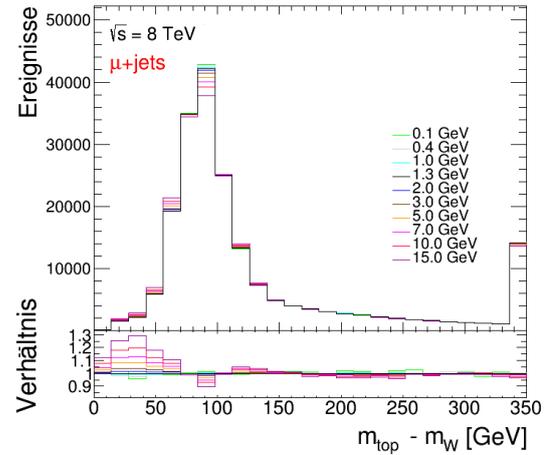
(a)



(b)



(c)



(d)

Abb. 5.1.: Massenverteilungen für die verschiedenen Kanäle und Observablen. (a) $e + \text{jets}$ -Kanal und m_{top} . (b) $e + \text{jets}$ -Kanal und $m_{\text{top}} - m_W$. (c) $\mu + \text{jets}$ -Kanal und m_{top} . (d) $\mu + \text{jets}$ -Kanal und $m_{\text{top}} - m_W$.

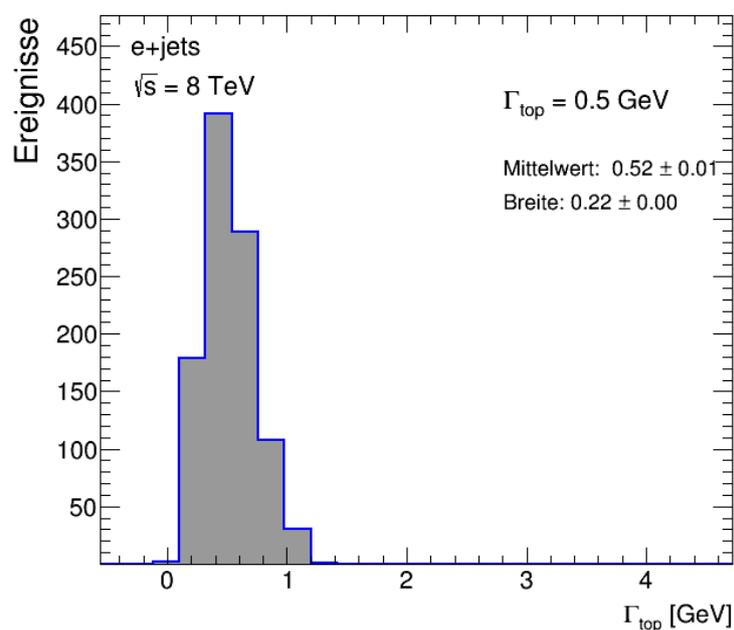


Abb. 5.2.: Die Verteilung der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 0,5 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

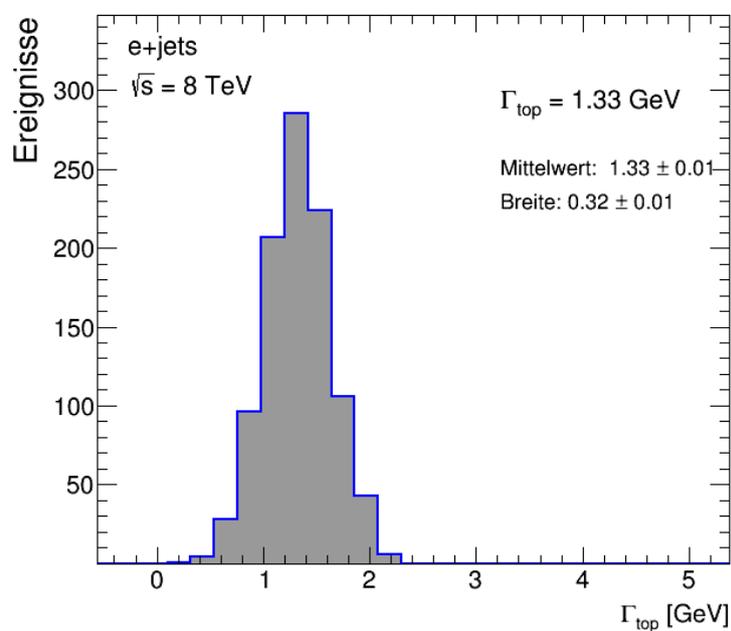


Abb. 5.3.: Die Verteilung der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 1,33 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

5. Ergebnisse

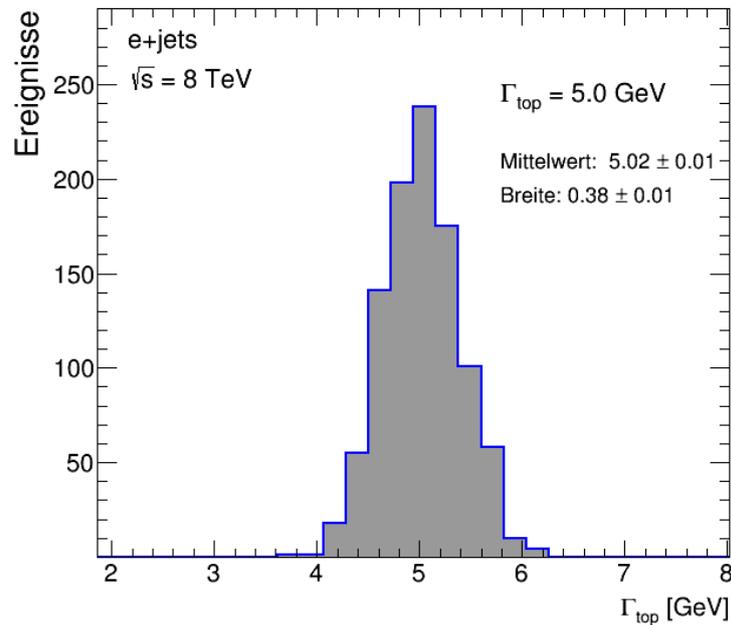


Abb. 5.4.: Die Verteilung der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 5,0 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

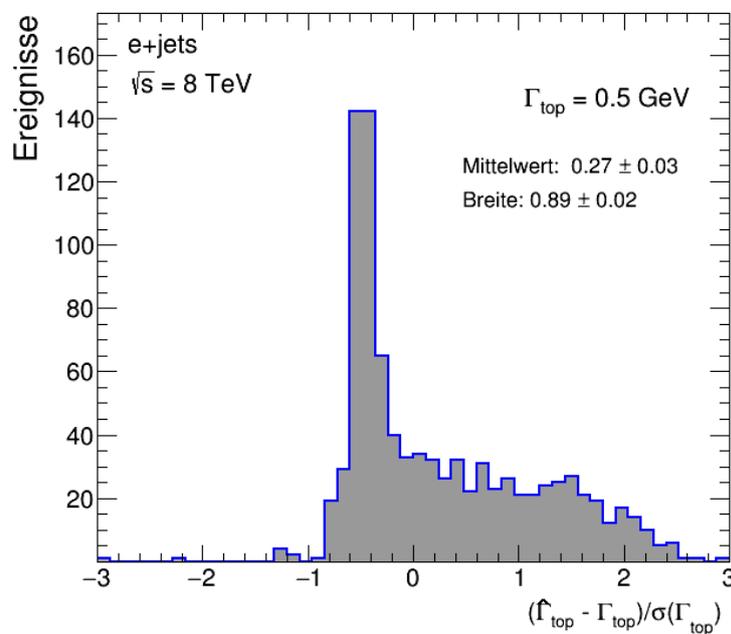


Abb. 5.5.: Die Pullverteilung der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 0,5 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

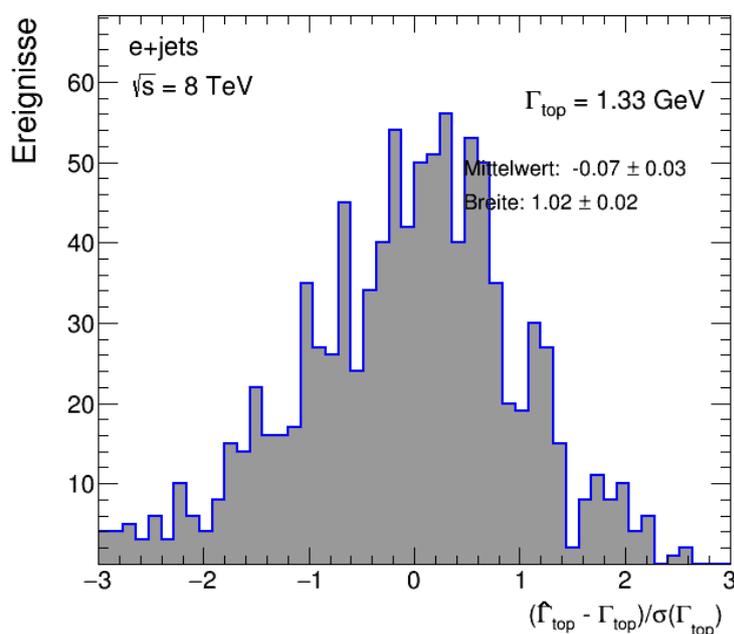


Abb. 5.6.: Die Pullverteilung der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 1,33 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

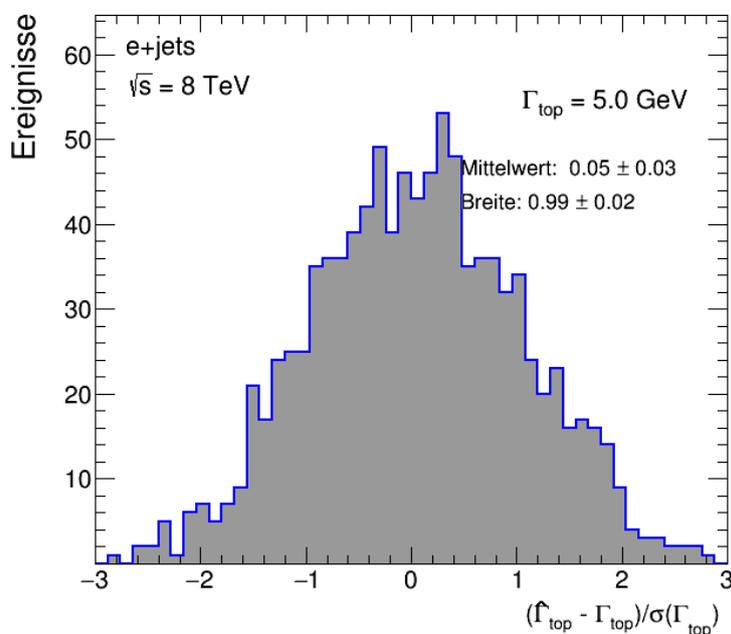


Abb. 5.7.: Die Pullverteilung der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 5,0 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

5. Ergebnisse

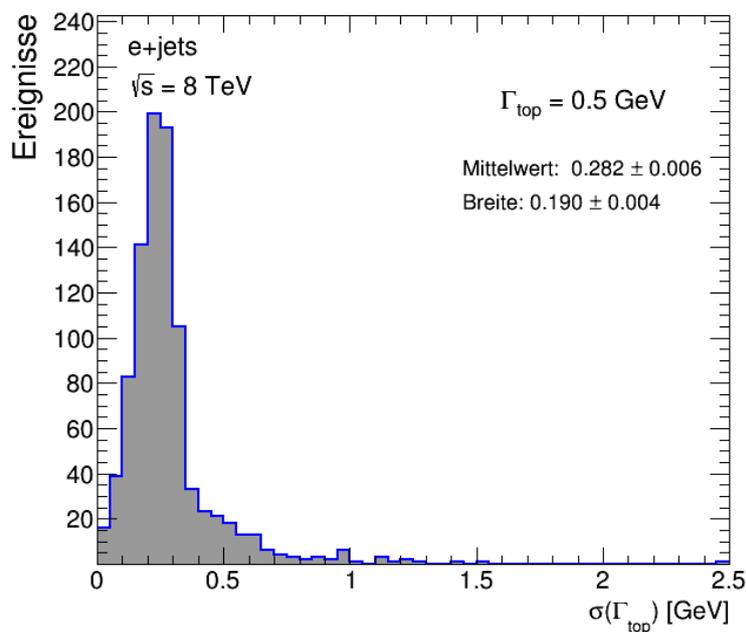


Abb. 5.8.: Die Verteilung der Unsicherheiten der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 0,5 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

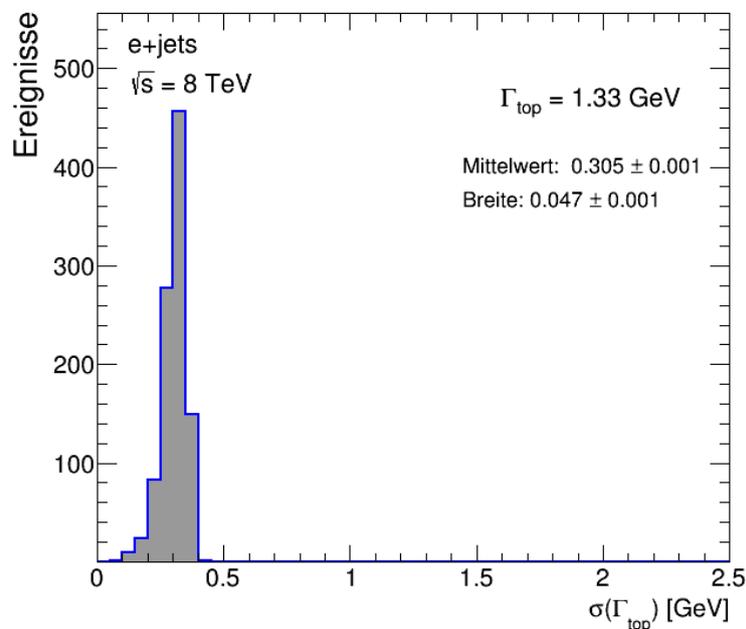


Abb. 5.9.: Die Verteilung der Unsicherheiten der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 1,33 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

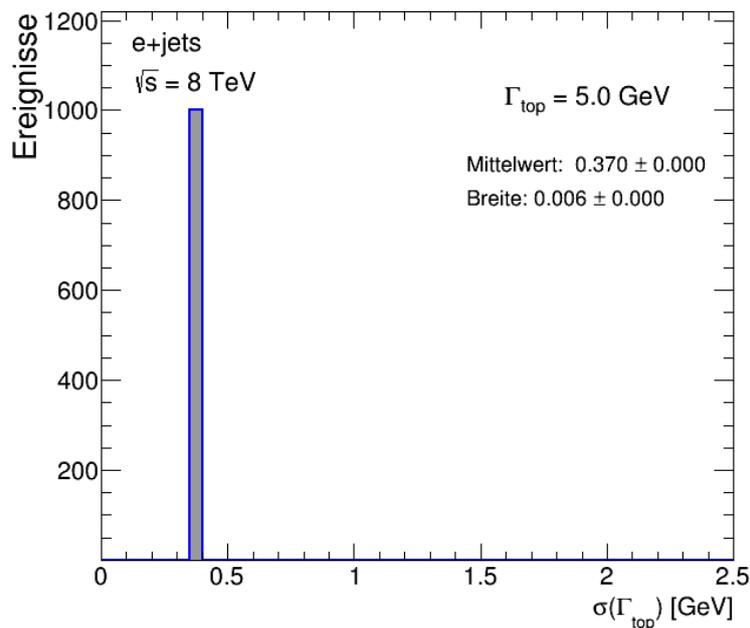


Abb. 5.10.: Die Verteilung der Unsicherheiten der Zerfallsbreite nach 1000 Pseudoexperimenten für eine Zerfallsbreite von 5,0 GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal für die Massendifferenz von Top-Quark und W -Boson.

In den Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 sieht man beispielhaft die Verteilung der Zerfallsbreite für die 1000 Pseudoexperimente bei den Zerfallsbreiten 0,5 GeV, 1,33 GeV und 5,0 GeV. Es ist offensichtlich erkennbar, dass nur die Verteilung für eine Zerfallsbreite von 0,5 GeV keiner Gaußkurve entspricht. Dass die beiden anderen Verteilungen einer Gaußkurve entsprechen und die Verteilung für $\Gamma=0,5$ GeV als Eingabemassenbreite nicht, liegt an der physikalischen Untergrenze der Zerfallsbreite von 0 GeV. Die Zerfallsbreite Γ kann nicht negativ werden. Dadurch entsteht eine harte Grenze, die bei kleinen Zerfallsbreiten die Verteilung der Pseudoexperimente sehr stark beeinflusst und den Mittelwert der Verteilung nach oben verschiebt. Die Verteilungen der Unsicherheiten, berechnet mit dem in Kapitel 4.3 vorgestellten Verfahren, zu den Zerfallsbreiten sind in den Abbildung 5.5 bis 5.7 dargestellt. Als letzte Größe wurde der Pull δ aus den Verteilungen der Ergebnisse der Pseudoexperimente extrahiert. Der Pull δ einer statistisch verteilten Größe X berechnet sich zu

$$\delta = \frac{X_i - \hat{X}}{\sigma_{X_i}}, \quad (5.1)$$

wobei X_i für die Einzelwerte steht (in diesem Fall die Zerfallsbreite nach den Pseudoexperimenten) und σ_{X_i} für die Unsicherheiten. \hat{X} ist der Mittelwert. Der Pull verhält sich

5. Ergebnisse

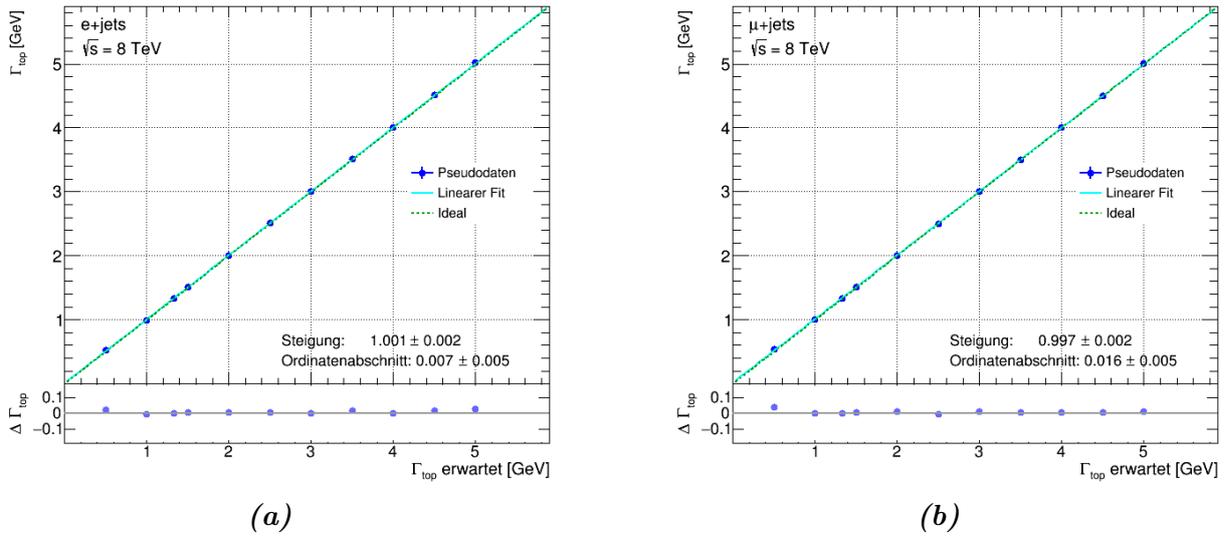


Abb. 5.11.: Kalibrationskurven für (a) $e + \text{jets}$ -Kanal und $m_{\text{top}} - m_W$ und (b) $\mu + \text{jets}$ -Kanal und $m_{\text{top}} - m_W$.

auch leicht abweichend vom erwarteten Verlauf. So wird ein Mittelwert von $\hat{\delta}=0$ erwartet mit einer Breite von 1. Bei kleinen Werten von Γ sind aber deutliche Abweichungen zu erkennen. Aufgrund der harten Grenzen der Zerfallsbreite bei 0 GeV wird durch die Verschiebung der Mittelwerte zu höheren Werten der Pull ins Positive verschoben. Die Pullverteilungen für 0,5 GeV, 1,33 GeV und 5,0 GeV sind in den Abbildung 5.8 bis 5.10 wiedergegeben. Das „abweichende“ Verhalten der Zerfallsbreite und des Pulls bei kleinen Eingabemassenbreiten lässt sich auch in den Kalibrationskurven wiedererkennen (siehe Abbildung 5.11). Hier wurde beispielhaft für zwei Möglichkeiten (beide Zerfallskanäle und $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable) die wahrscheinlichste Zerfallsbreite nach den Pseudoexperimenten gegen die Eingabemassenbreite aufgetragen und ein linearer Fit durchgeführt. Die Steigungen liegen dabei jeweils sehr nah bei 1. Die Pull-Kurven zeigen ein deutliches Abweichen bei Zerfallsbreiten kleiner 1 GeV (siehe Abbildung 5.12). Dies liegt an der harten Grenze für die Zerfallsbreite bei 0 GeV. Hier wird besonders deutlich, bis wohin der Einfluss der harten unteren Grenze der Zerfallsbreite reicht. Er geht bis $\Gamma \approx 1,0$ GeV. Die Unsicherheiten ergeben sich aus den Likelihood-Parabeln (siehe Kapitel 4.3). Eine Beispieldarstellung für eine solche logarithmierte Likelihood-Darstellung der Zerfallsbreite in einem Pseudoexperiment und der gefitteten Parabel ist in Abbildung 5.13 abgebildet. Die erwarteten statistischen Unsicherheiten von Γ befinden sich alle im Bereich von 0,25 GeV bis 0,4 GeV. Für den nominellen Wert der Zerfallsbreite und der Massendifferenz als Observable ergibt sich im $e + \text{jets}$ -Kanal eine Unsicherheit von 0,31 GeV und im $\mu + \text{jets}$ -Kanal von 0,29 GeV. Insgesamt lässt sich festhalten, dass der 1D-Fit keine Verschiebung

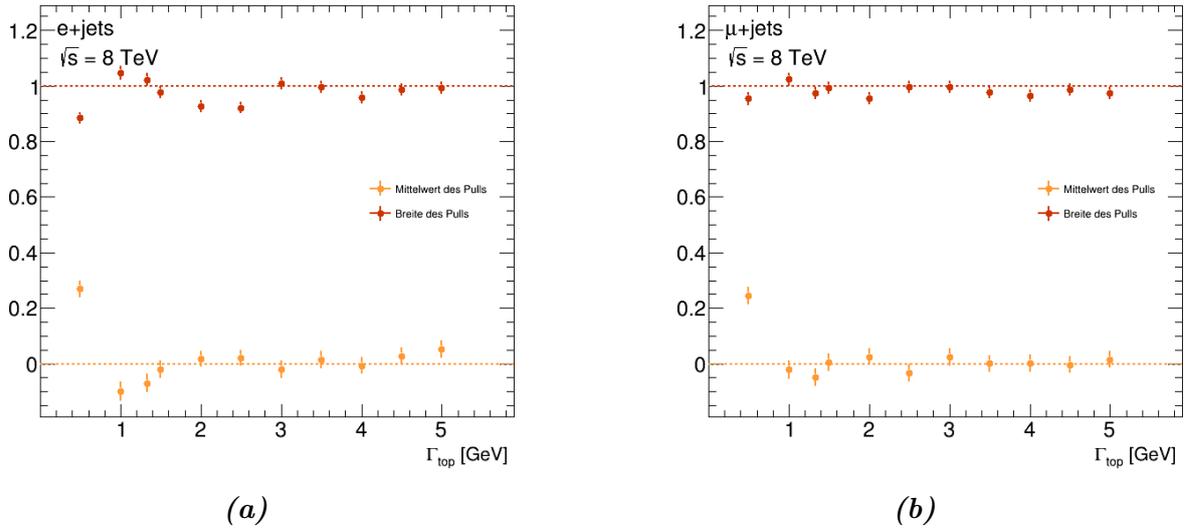


Abb. 5.12.: Pull-Kurven für (a) $e + \text{jets}$ -Kanal und $m_{\text{top}} - m_W$ und (b) $\mu + \text{jets}$ -Kanal und $m_{\text{top}} - m_W$.

zwischen Eingabe und Ausgabe produziert. Damit ist eine Erweiterung auf 2D möglich und sinnvoll.

5.2. Erweiterung auf 2D-Fit

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben wurde, die Fit-Methode auf einen 2D-Fit erweitert. Dies soll dem Ziel dienen, die systematischen Unsicherheiten in der endgültigen Messung zu verkleinern, wobei sie hier jetzt ein wenig vergrößert wird¹. Dazu kann man die Likelihood der beiden Fitparameter multiplizieren, falls diese unabhängig voneinander sind [43]. Als zweiter Fitparameter wird die JER genommen, als größte systematische Unsicherheit (siehe Kapitel 4.3) in der Bestimmung der Zerfallsbreite und unabhängig von eben dieser. Ein Basiscode zur Erzeugung der Templates, zur Umwandlung in ein RooFit fähiges Format und zur Durchführung der Pseudoexperimente lag schon vor. Alle diese Teile mussten für die neuen Monte-Carlo Ereignisse erweitert werden. Dies sollte bis $3,0\sigma$ geschehen, um einen möglichst großen Bereich abdecken zu können. Auch wurde die Erstellung weiterer Histogramme in den Code zur Ausführung der Pseudoexperimente implementiert. So fehlten Darstellungen der JER-Verteilung, der dazugehörigen Verteilung der Unsicherheiten und der Pullverteilung, aber auch eine Darstellung der logarithmierten Likelihoods in 3 Dimensionen. Nach Abschluss dieser Arbeiten, konnten die Templates erzeugt werden und erste Testläufe durchgeführt werden. Zum einen sollte versucht werden, die Ergebnisse des

¹Dies liegt daran, dass hier nur reine Datensätze ohne Untergrund verwendet werden.

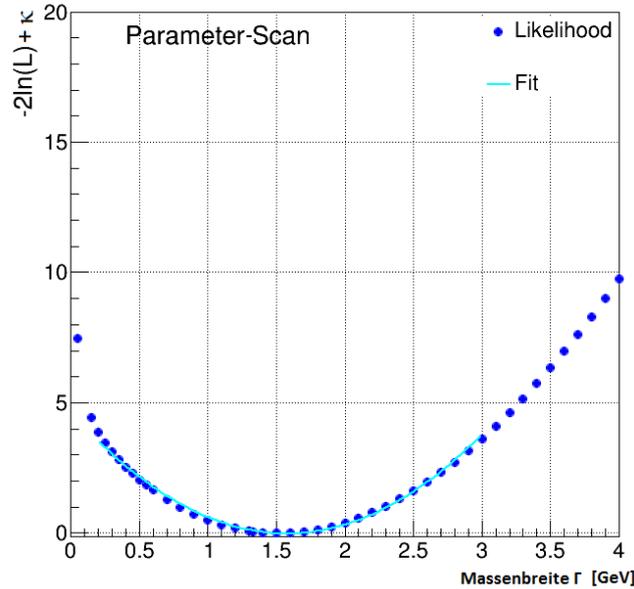


Abb. 5.13.: Der negative Logarithmus der Likelihood (mit 2 multipliziert) eines Pseudoexperiments und gefittete Parabel.

Basiscodes zu reproduzieren (siehe Kapitel 5.2.1), um Probleme bei der Erweiterung auszuschließen. Dabei wurde der Einfluss verschiedener Parameter festgestellt und getestet. Erst danach wurden die vollständigen Durchläufe zur Validierung der Methode gestartet und die verschiedenen Schnitte auf die Anzahl an b -Tags hinzugefügt. Es wurde das Verhalten bei mindestens einem b -Tag und bei zwei b -Tags untersucht. Zum anderen war es das Ziel herauszufinden, wie sich die statistischen und systematischen Unsicherheiten verhalten.

5.2.1. Reproduktion bisheriger Ergebnisse mit neuen Samples und der Einfluss der angenommenen Statistik

Bei den ersten Testdurchläufen zur Reproduzierung der vorherigen Ergebnisse fiel auf, dass sich die JER sehr unerwartet verhielt. Die Unsicherheit war sehr klein und die Likelihood-Parabeln deutlich schmaler, als bei den vorherigen Durchläufen. Auch die 3D-Darstellung der Likelihoods zeigt dieses Verhalten (siehe Abbildung 5.14). Es wirkt wie ein Tal. Um die Sensitivität auf die Zerfallsbreite zu zeigen, wurde der Darstellungsbereich verkleinert (siehe Abbildung 5.15). Als Grund hierfür wurde eine starke Separierung der hadronischen W -Massen Templates vermutet. Aufgrund des hadronischen Zerfalls eines der beiden W -

²Die JER-Achse ist in Vielfachen der Standardabweichung von 1σ aufgeteilt. Dies gilt für alle weiteren Abbildungen, in denen eine Achse mit JER beschriftet ist.

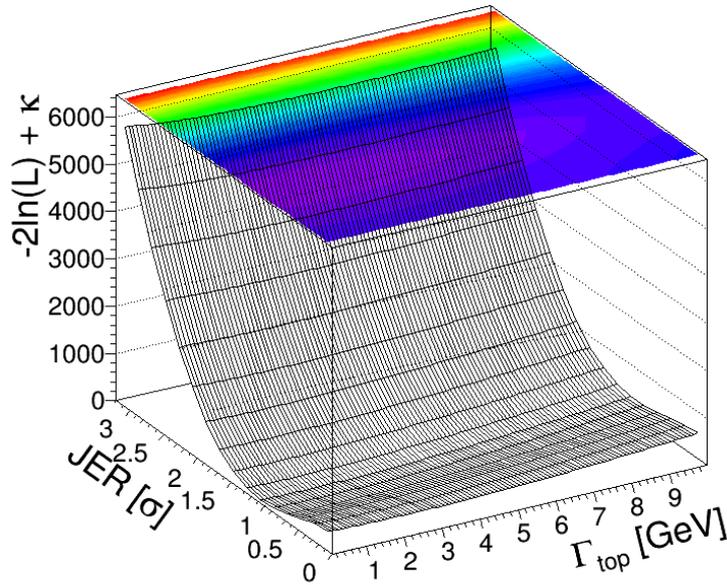


Abb. 5.14.: Eine logarithmierte Likelihood-Verteilung²nach einem Pseudoexperiment für Eingabewerte von $\Gamma = 1,33$ GeV und $\text{JER}=1\sigma$.

Bosonen steckt die invariante Masse des W -Bosons in zwei der vier Jets, ist also stark von der JER betroffen. Eine Darstellung der verschiedenen Massenverteilungen für das hadronisch zerfallende W -Boson bei verschiedenen JER-Werten zeigt die Abbildung 5.16. Die klare Separierung der Kurven wird vor allem in den Darstellungen der Verhältnisse deutlich. Die Massenverteilungen des Top-Quarks separieren dagegen weniger stark (siehe Abbildung 5.17), wobei ein deutlicher Unterschied zwischen den Observablen m_{top} und $m_{\text{top}} - m_W$ zu erkennen ist. Dies entspricht der Erwartung, dass der Fit für die Differenz $m_{\text{top}} - m_W$ eine höhere Sensitivität aufweist (siehe Kapitel 4.3). Der $\mu + \text{jets}$ -Kanal verhält sich genauso. Die geringere Separierung gegenüber der W -Masse hat mit verschiedenen Rekonstruktionseffekten zu tun und führt zu dem Tal in Abbildung 5.14. Des Weiteren konnte ein Einfluss der angenommenen Statistik festgestellt werden. Eine Erhöhung der angenommenen Statistik, um sie realistischeren Annahmen bezüglich der echten Daten anzupassen, zeigte, dass die logarithmierten Likelihoodkurven enger werden (siehe Abbildung 5.18). Durch engere Parabeln wird die Unsicherheit geringer. Bei beiden Kurven, an die die Parabeln gefittet wurde (Abbildung 5.18a und 5.18b), erkennt man das Verhalten dieses Tal auszubilden. So steigen die logarithmierten Likelihoodwerte vom Minimum in Richtung größerer JER stärker an, als in Richtung kleinerer JER-Werte. In diese Richtung flacht die Kurve ab. Deutlicher ist dies in Abbildung 5.18a sichtbar. Hier macht sich der Einfluss der geringeren angenommenen Statistik bemerkbar. Insgesamt konnte zwar der

5. Ergebnisse

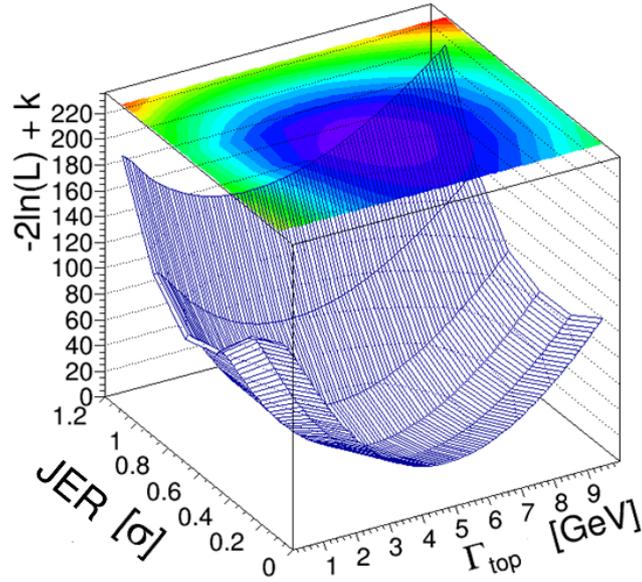


Abb. 5.15.: Logarithmierte Likelihood eines Pseudoexperiments bei Eingabewerten $\Gamma = 5$ GeV und JER von $0,4\sigma$ bei geringer Statistik im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Masse des Top-Quarks als Observable.

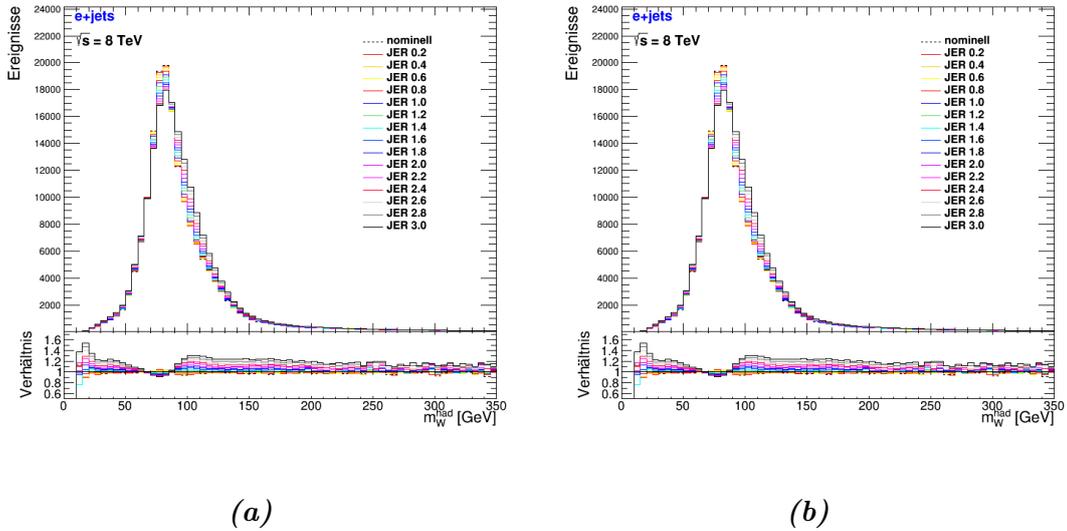


Abb. 5.16.: Separierung der Massenverteilungen für das hadronisch zerfallende W -Boson im (a) $e + \text{jets}$ -Kanal und (b) $\mu + \text{jets}$ -Kanal bei veränderten JER. Im unteren Teil ist das Verhältnis der Massenverteilungen zur Massenverteilung bei $\text{JER}=1\sigma$ dargestellt.

grobe Verlauf der logarithmierten Likelihoods reproduziert werden. Die neueren Parabeln sind aber alle weiterhin etwas steiler, vor allem bei großer angenommener Statistik. Ein weiteres unerwartetes Ergebnis war das Verhalten des Pulls für die JER. Der Pull erwies

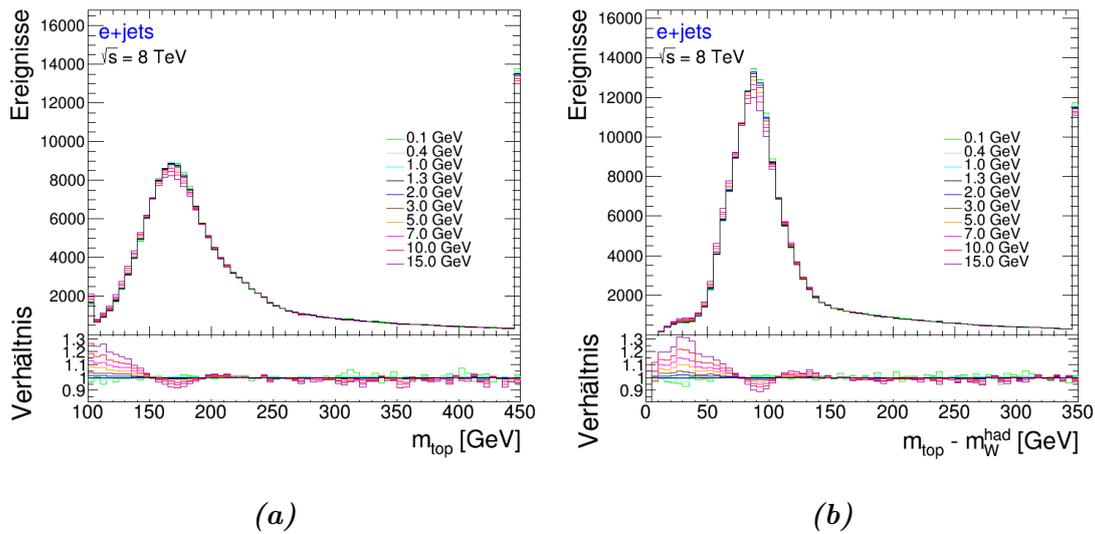


Abb. 5.17.: Separierung der Massenverteilungen des Top-Quarks für unterschiedliche Werte von Γ im $e + \text{jets}$ -Kanal für die beiden Observablen (a) m_{top} und (b) $m_{\text{top}} - m_W$.

sich als stark ins Negative verschoben. Die Mittelwerte befanden sich so im Bereich von $-0,5$ und näherten sich erst für große JER an 0 an. Der Abstand zum erwarteten Pullmittelwert von 0 blieb aber signifikant. Beispielhaft ist eine solche Pullverteilung in Abbildung 5.20a zu sehen. Der Grund hierfür liegt im Verhalten der JER. Wie in der Abbildung 5.18 zu sehen ist, wächst die Likelihood für JER-Werte, die größer als das Minimum sind, schneller als für JER-Werte, die kleiner als das Minimum sind. Dadurch wird der Parabelfit verschoben und das Minimum der Parabel spiegelt nicht das Minimum der Likelihood wider. Gezeigt werden konnte dies durch einen Fit mit einem Polynom dritten Grades an die Likelihoodkurve. Diese Maßnahme diente nur dazu die Pullverschiebung zu erklären. Für die weitere Entwicklung der Fit-Methode³, wird dies natürlich nicht angewendet um den Pull zu reduzieren, sondern es sollen mehr Datenpunkte um das Minimum herum erzeugt werden, sodass ein Parabelfit wieder funktioniert ohne eine Pullverschiebung zu erzeugen. Die Ergebnisse im folgenden Kapitel wurden mit einem Parabelfit erzeugt. In Abbildung 5.19 ist sowohl die Parabel, als auch das Polynom dritten Grades zu sehen. Für die Berechnung des Pulls mit dem Polynom dritten Grades wurde in Gleichung 5.1 nur der Mittelwert mit dem Polynom dritten Grades bestimmt. Die Unsicherheit wurde weiterhin mit der Parabel bestimmt, da dies dem dahinterstehenden mathematischen Modell entspricht. Es ergibt sich die Pullverteilung in Abbildung 5.20b. Sie wurde für die gleichen Parameter wie Abbildung 5.20a erstellt. Die Verschiebung fällt deutlich schwächer aus und auch die Breite ist näher an 1. Vermutlich könnten mit Polynomen höherer

³Die nicht mehr für diese Arbeit realisiert werden konnte.

5. Ergebnisse

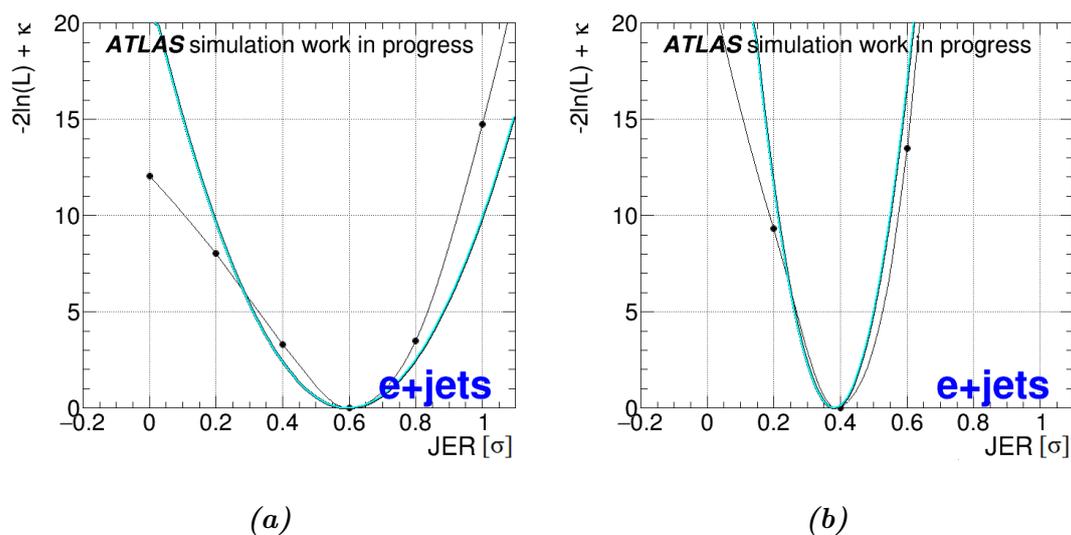


Abb. 5.18.: Logarithmierte Likelihood der JER eines Pseudoexperiments bei Eingabewerten von $\Gamma = 5$ GeV und JER von $0,4\sigma$ bei (a) geringer Statistik und (b) hoher Statistik im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Masse des Top-Quarks als Observable.

Ordnung diese Pullverschiebung weiter reduziert werden. Da keine grundlegenden Fehler im Fitprogramm gefunden wurden, konnte die Analyse fortgesetzt werden.

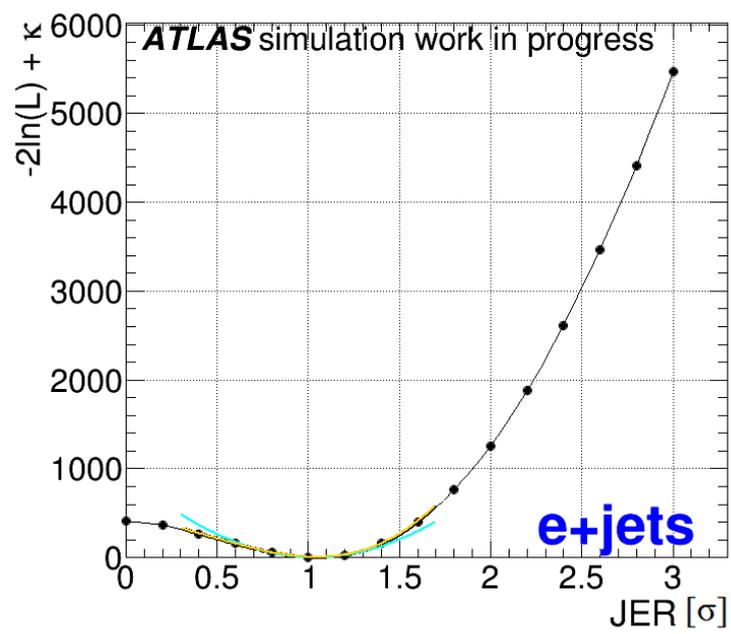


Abb. 5.19.: Likelihood mit Parabel (türkis) und Polynom (gelb-orange) gefittet.

5. Ergebnisse

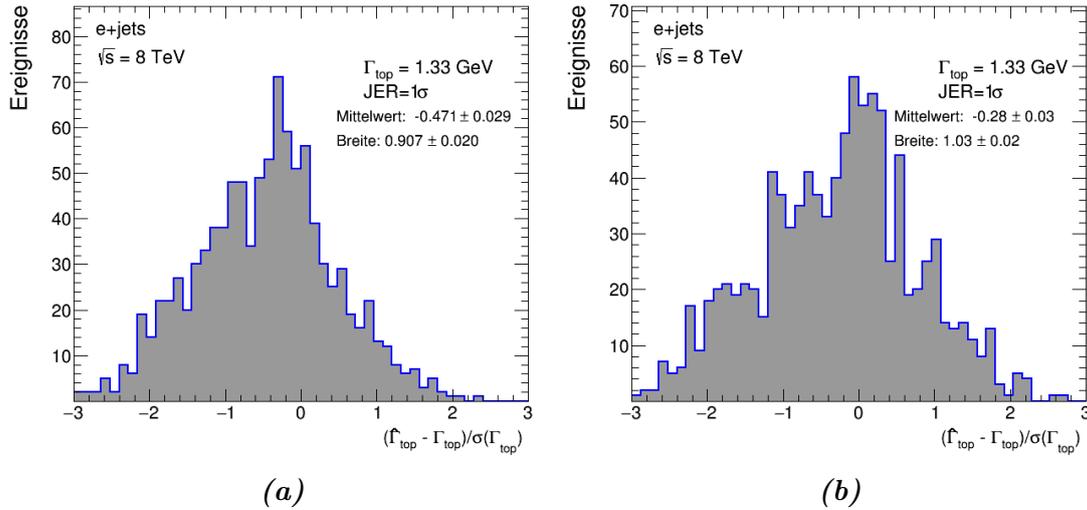


Abb. 5.20.: (a) Die Pullverteilung bei starker Verschiebung. (b) Die Pullverteilung nach Verwendung eines Fits mit Polynom dritten Grades. Beide Verteilungen wurden auf Grundlage der gleichen Pseudoexperimente erstellt.

5.2.2. Kalibrationskurven und Pull

Kompletter Signaldatensatz

Für einen vollständigen Überblick über das Verhalten des Fits wurden, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, 77 Durchläufe (elf Zerfallsbreiten und sieben JER-Werte) für jeden Kanal und beide Observablen durchgeführt. Es ist festzustellen, dass die Kalibrationskurven für die Zerfallsbreite sehr gute Ergebnisse liefern. Beispielhaft sind in Abbildung 5.22 zwei Kalibrationskurven für die JER-Werte von $0,4\sigma$ und $1,0\sigma$ dargestellt. Die Steigung beider Kurven liegt sehr nahe bei 1 und auch der Ordinatenabschnitt ist fast 0. Eine vollständige tabellarische Übersicht (siehe Tabelle A.1) über die Ergebnisse aller 77 Durchläufe findet sich im Anhang. Dass Abweichungen vorliegen, die größer als das 1σ -Intervall sind, liegt, wie in Kapitel 5.1 beschrieben, an den Abweichungen, die bei kleinen Zerfallsbreite durch die harte Grenze von $\Gamma = 0$ GeV entstehen. Auch die Kurven für den Pull und dessen Breite (siehe Abbildung 5.23) bestätigen dies, wobei eine gewisse Fluktuation in den Werten erkennbar ist. Die Unsicherheiten der Zerfallsbreite liegen im Bereich von 0,25 GeV bis 0,5 GeV, wobei eine deutliche Steigerung der Unsicherheit mit höherer Zerfallsbreite auftritt. Es ist außerdem ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Observablen m_{top} und $m_{top} - m_W$ festzustellen, genauso wie eine etwas größere Unsicherheit im Gegensatz zum 1D-Fit. Die Unsicherheiten für die Massendifferenz von $m_{top} - m_W$ sind deutlich kleiner als für die Top-Masse m_{top} . Beispielhaft ist dies in Abbildung 5.21 für den $e + jets$ -Kanal

Parameter	$e + \text{jets-Kanal}$	$\mu + \text{jets-Kanal}$
$m_{\text{top}} - m_W$	0,31 GeV	0,32 GeV
m_{top}	0,34 GeV	0,38 GeV

Tab. 5.1.: Erwartete Unsicherheiten bei nomineller Zerfallsbreite von $\Gamma = 1,33$ GeV in den verschiedenen betrachteten Zerfallskanälen mit den betrachteten Observablen unter Verwendung des kompletten Signaldatensatzes bei erwarteter JER von 1σ .

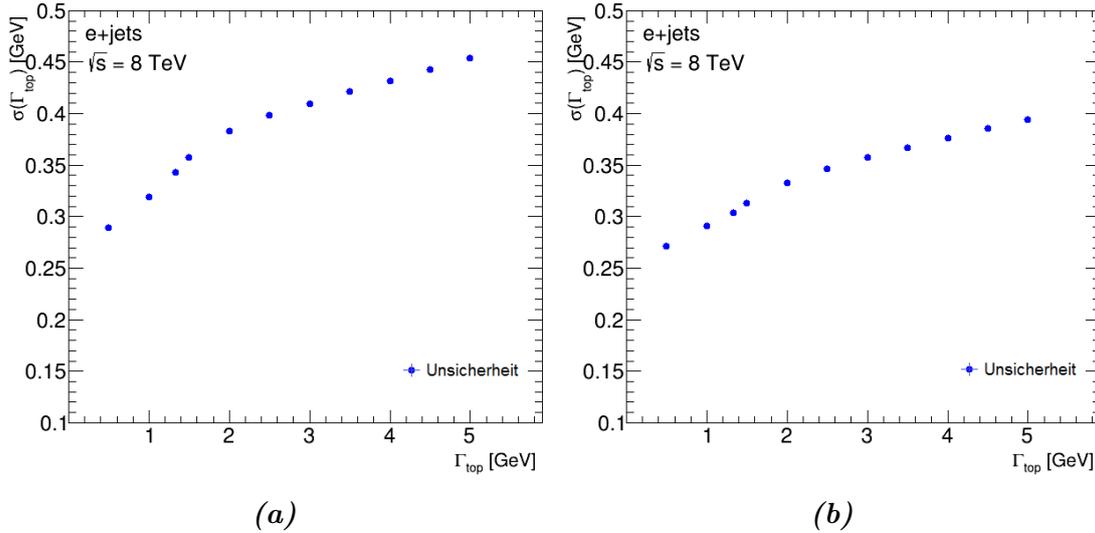


Abb. 5.21.: Unsicherheiten der Fitmethode für den $e + \text{jets-Kanal}$ mit der Observable (a) m_{top} und (b) $m_{\text{top}} - m_W$.

dargestellt. Dies ist auf die bessere Sensitivität zurückzuführen (siehe Kapitel 4.3). Für den nominellen Wert ergeben sich die Unsicherheiten in Tabelle 5.1. All dies entspricht den Erwartungen. Die Kalibrationskurven der Jetenergieauflösung erweisen sich dagegen als deutlich schlechter. Die Abweichung der Kalibrationskurven ist um einiges signifikanter als bei den Zerfallsbreiten (siehe Abbildung 5.24 im Vergleich zu Abbildung 5.22), sowohl bei der Steigung, als auch beim Ordinatenabschnitt. Im Anhang findet sich wieder eine vollständige Aufschlüsselung der Ergebnisse (siehe Tabelle A.2). Die Abweichungen lassen sich mit der Interpretation aus Kapitel 5.2.1 erklären. Durch die Verschiebung im Fit der Parabel an die Likelihood-Verteilung ergibt sich zwangsläufig eine Verschiebung in den Kalibrationskurven. Die Pull-Kurven zeigen dies nochmals in deutlicherer Form (siehe Abbildung 5.25). Dadurch sind die Unsicherheiten zu diesen Ergebnissen nicht sehr aussagekräftig. Sie liegen alle im Bereich von $0,05\sigma$. Es lässt sich kein Unterschied zwischen den Observablen feststellen. Um eine belastbare Aussage über die Größe der Unsicherheit machen zu können, muss aber erst noch die Verschiebung der Ergebnisse besser verstan-

5. Ergebnisse

den werden. Dadurch, dass im 2D-Fit der zweite Fitparameter, die JER, Einfluss auf das Ergebnis nimmt, wird die Unsicherheit der Zerfallsbreite größer als im 1D-Fit. Da sich Unsicherheiten quadratisch addieren (unter der Annahme, dass die Fehler unkorreliert sind), ergäbe sich für den Anteil der JER an der gesamten Unsicherheit

$$\sigma_{\text{JER}} = \sqrt{\sigma_{\text{top},2\text{D}}^2 - \sigma_{\text{top},1\text{D}}^2} . \quad (5.2)$$

Für die hier durchgeführten Tests ist dies aber noch nicht relevant.

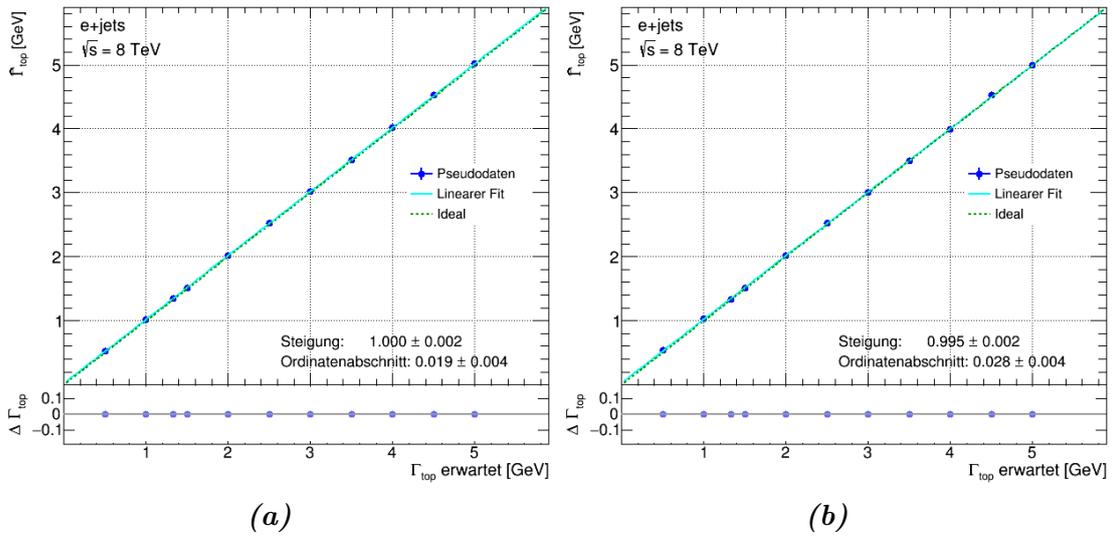


Abb. 5.22.: Kalibrationskurven für die Zerfallsbreite bei fester JER von (a) $\text{JER} = 0.4 \sigma$ und (b) $\text{JER} = 1.0 \sigma$ im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable.

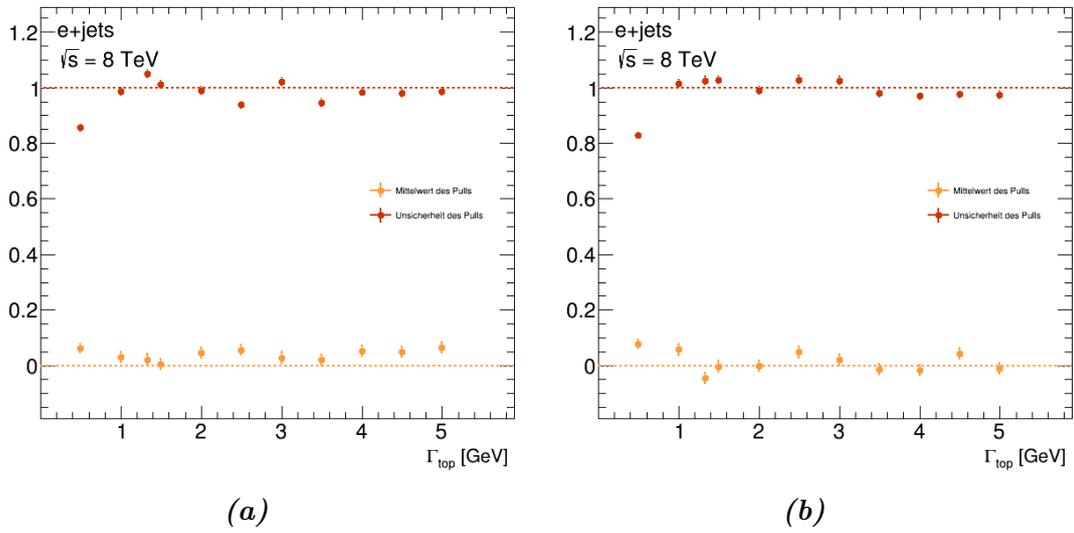


Abb. 5.23.: Pull-Kurven für die Zerfallsbreite bei fester JER von (a) $JER=0,4\sigma$ und (b) $JER=1,0\sigma$ im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable.

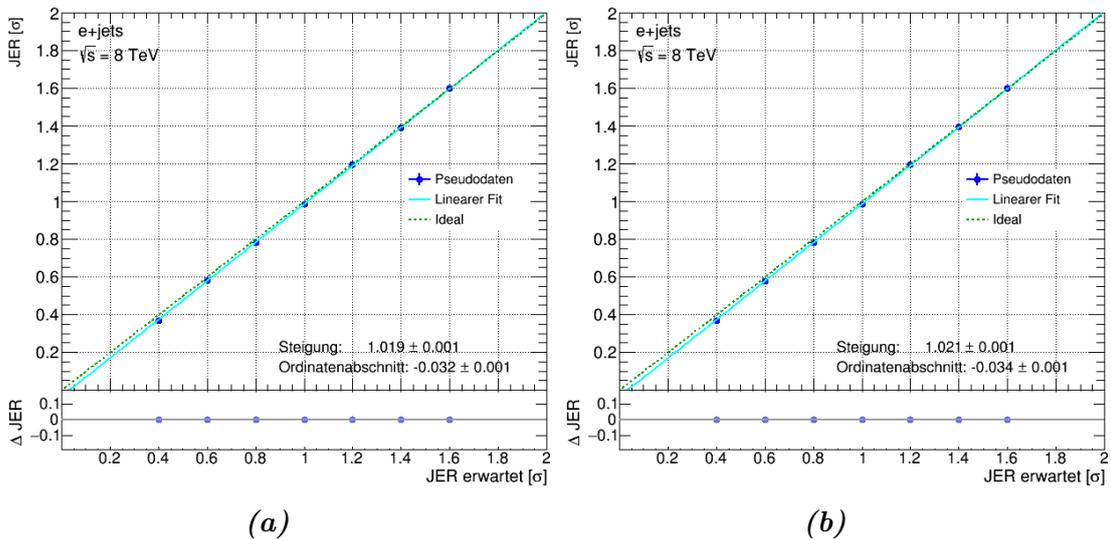


Abb. 5.24.: Kalibrationskurven für die JER bei fester Zerfallsbreite von (a) $\Gamma = 1,0 \text{ GeV}$ und (b) $\Gamma = 1,5 \text{ GeV}$ im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable.

5. Ergebnisse

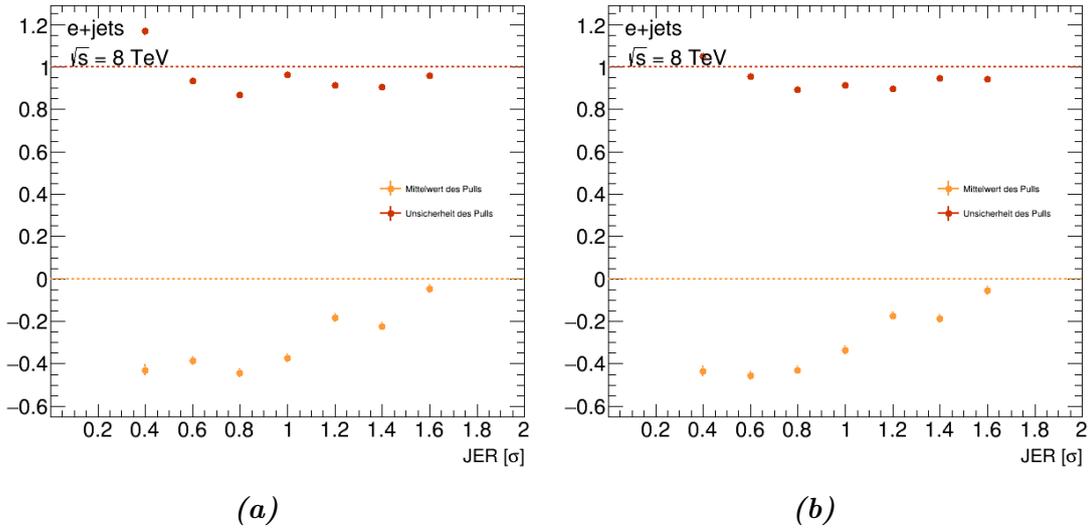


Abb. 5.25.: Pull-Kurven für die JER bei fester Zerfallsbreite von (a) $\Gamma = 1,0$ GeV und (b) $\Gamma = 1,5$ GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable.

Ereignisse mit mindestens einem b -Tag

Reduziert man den Datensatz um alle Ereignisse, die keinen b -Tag aufweisen (dies dient später der Untergrundreduzierung, siehe Kapitel 4.3) und führt die Analyse genauso durch wie beim kompletten Signaldatensatz, so erhält man sehr ähnliche Werte. Es gibt kaum einen Unterschied in den Kalibrationskurven der Zerfallsbreite. In einigen Fällen ist das Ergebnis des gesamten Signaldatensatzes besser, mal die Variante mit mindestens einem b -Tag. Auch in den Pulls ist kein signifikanter Unterschied auszumachen. Dies war auch so erwartet worden, da der genutzte Datensatz keine Untergrundereignisse beinhaltet. Alle Ergebnisse finden sich in Anhang A (Tabelle A.3). Die Unsicherheiten liegen zwar für die b -Tag-Variante etwas höher als ohne, aber nicht so stark, als dass man von einem wirklichen Einfluss sprechen könnte. Dies war aufgrund der etwas geringeren Statistik auch zu erwarten gewesen. Für den nominellen Werte der Zerfallsbreite sind die Unsicherheiten in Tabelle 5.2 dargestellt. Das Verhalten der Unsicherheiten entspricht dem in Abbildung 5.21 gezeigten. Das gleiche Bild zeigt sich bei den Ergebnissen für die JER. Auch hier finden sich kaum Unterschiede bei Kalibrationskurven und Pull. Wieder ist mal die eine Variante besser, mal die andere. Da immer nur ein Durchlauf mit 1000 Pseudoexperimenten erfolgte, sind diese Schwankungen wohl rein statistischer Natur. Auch sind alle Ergebnisse in Anhang A Tabelle A.4 aufgeschlüsselt. Die Unsicherheiten müssen hier genauso bewertet werden, wie beim kompletten Signaldatensatz. Zum Vergleich finden sich

Parameter	$e + \text{jets-Kanal}$	$\mu + \text{jets-Kanal}$
$m_{\text{top}} - m_W$	0,32 GeV	0,31 GeV
m_{top}	0,36 GeV	0,38 GeV

Tab. 5.2.: Erwartete Unsicherheiten bei nomineller Zerfallsbreite von $\Gamma = 1,33$ GeV in den verschiedenen betrachteten Zerfallskanälen mit den betrachteten Observablen unter Verwendung des Schnitts $\#b\text{-Tags} \geq 1$ bei erwarteter JER von 1σ .

in den Abbildungen 5.26 bis 5.29 die Darstellungen mit den gleichen Parametern wie in den Abbildungen 5.22 bis 5.25.

Es lässt sich festhalten, dass der Schnitt $\#b\text{-Tags} \geq 1$ nur einen leichten Einfluss auf die Bestimmung der Zerfallsbreite hat, da die erwartete statistische Unsicherheit geringfügig größer wird. Ansonsten ist, wie erwartet, kein Einfluss festzustellen (siehe Kapitel 4.3).

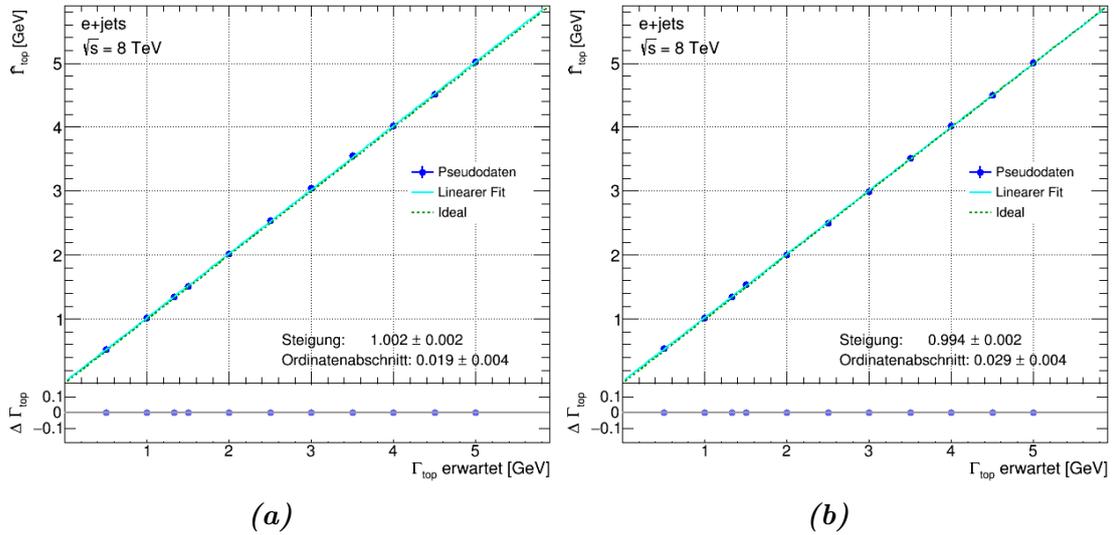


Abb. 5.26.: Kalibrationskurven für die Zerfallsbreite bei fester JER von (a) $JER=0,4\sigma$ und (b) $JER=1,0\sigma$ im $e + \text{jets-Kanal}$ und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

5. Ergebnisse

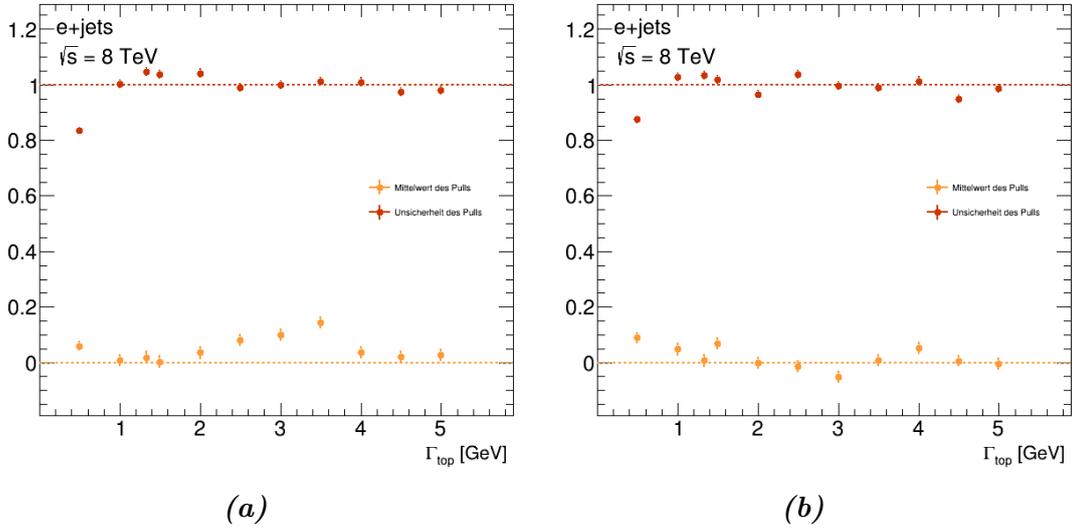


Abb. 5.27.: Pull-Kurven für die Zerfallsbreite bei fester JER von (a) $JER=0,4\sigma$ und (b) $JER=1,0\sigma$ im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

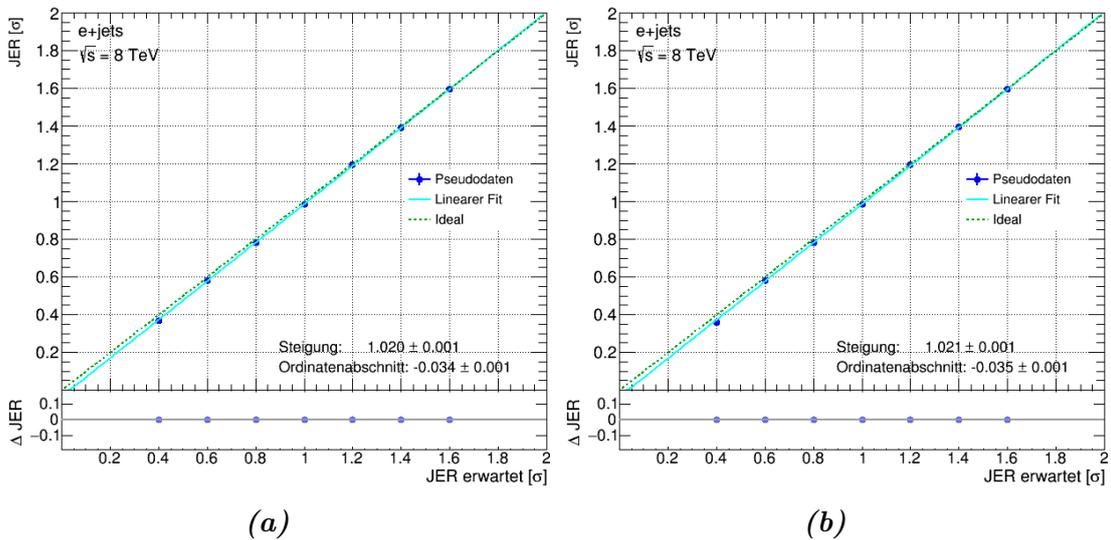


Abb. 5.28.: Kalibrationskurven für die JER bei festen Zerfallsbreiten von (a) $\Gamma = 1,0$ GeV und (b) $\Gamma = 1,5$ GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

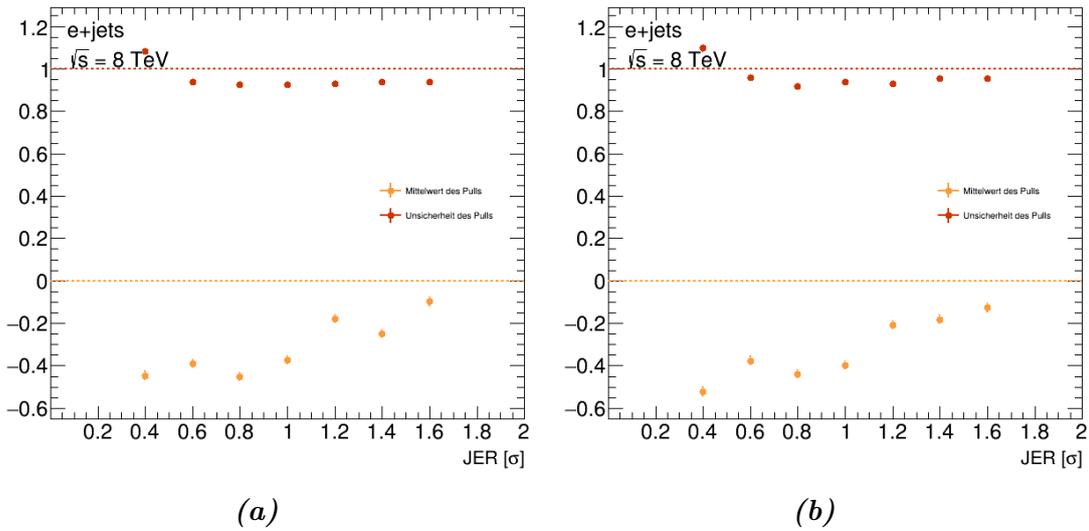


Abb. 5.29.: Pull-Kurven für die JER bei fester Zerfallsbreite von (a) $\Gamma = 1,0$ GeV und (b) $\Gamma = 1,5$ GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

Ereignisse mit mindestens zwei b -Tags

Um später den Untergrund noch weiter reduzieren zu können, soll die Fit-Methode auch bei einem Schnitt auf mindestens zwei b -Tags getestet werden. An dieser Stelle der Analyse wird aber kein Einfluss auf die Bestimmung der Zerfallsbreite, also kein Unterschied in den Kalibrationskurven und den Pullverteilungen, erwartet. Dies liegt wie im vorherigen Abschnitt am reinen Signaldatensatz der verwendet wurde, da er keinerlei Untergrundergebnisse beinhaltet. Diese Erwartungen wurden von den Ergebnissen bestätigt. Beispielfhaft sind in den Abbildung 5.30 bis 5.33 Kalibrationskurven und Pull-Kurven zu den gleichen Parameter wie zuvor (siehe Abbildung 5.22 bis 5.29) präsentiert. Die gesamten Ergebnisse sind in den Tabellen A.5 und A.6

Der eigentlich interessante Teil sind die erwarteten statistischen Unsicherheiten. Aufgrund der weiteren Reduzierung der Anzahl der Ergebnisse um mehr als die Hälfte gegenüber dem kompletten Signaldatensatz, wird ein Anstieg der erwarteten statistischen Unsicherheiten erwartet. Dies tritt auch ein. Die Unsicherheiten liegen je nach Eingabemassenbreite zwischen 0,3 GeV und 0,7 GeV, abhängig vom dazugehörigen JER-Wert. Es fällt auf, dass im $e + \text{jets}$ -Kanal bei kleinen JER das Intervall der Unsicherheiten der Zerfallsbreiten kleiner ist, als bei großen JER. Dabei wird für große JER und kleine Zerfallsbreiten die Unsicherheit kleiner, als für kleine Zerfallsbreiten und kleine JER. Für große Zerfallsbreiten gilt dies umgekehrt. Für kleine JER und große Zerfallsbreiten ist die Unsicherheit

5. Ergebnisse

Parameter	$e + \text{jets-Kanal}$	$\mu + \text{jets-Kanal}$
$m_{\text{top}} - m_W$	0,37 GeV	0,39 GeV
m_{top}	0,43 GeV	0,47 GeV

Tab. 5.3.: Erwartete Unsicherheiten bei nomineller Zerfallsbreite von $\Gamma = 1,33$ GeV in den verschiedenen betrachteten Zerfallskanälen mit den betrachteten Observablen unter Verwendung des Schnitts $b\text{-Tags} \geq 2$ bei erwarteter JER von 1σ .

kleiner, als für große JER und große Zerfallsbreiten. Ansonsten gilt, dass sich die Unsicherheiten ähnlich verhalten wie in den vorherigen Datensätzen. Die Unsicherheiten steigen für große Zerfallsbreiten und große JER an. Außerdem sind die Unsicherheiten für $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable geringer als für m_{top} (siehe Kapitel 4.3). Der Verlauf der Unsicherheiten verhält sich analog zu dem in Abbildung 5.21 gezeigten. Die Unsicherheiten der nominellen Zerfallsbreite für $\text{JER}=1\sigma$ finden sich in Tabelle 5.3. Für die Unsicherheiten bei variabler JER und fester Zerfallsbreite gelten die gleichen Aussagen wie für die anderen Datensätze.

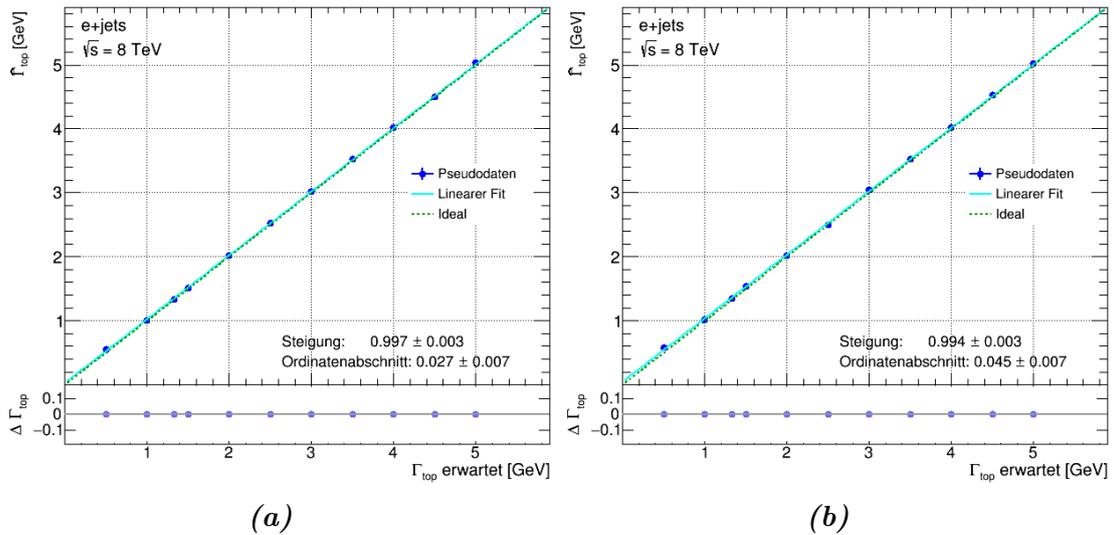


Abb. 5.30.: Kalibrationskurven für die Zerfallsbreite bei fester JER von (a) $\text{JER}=0,4\sigma$ und (b) $\text{JER}=1,0\sigma$ im $e + \text{jets-Kanal}$ und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 $b\text{-Tag}$.

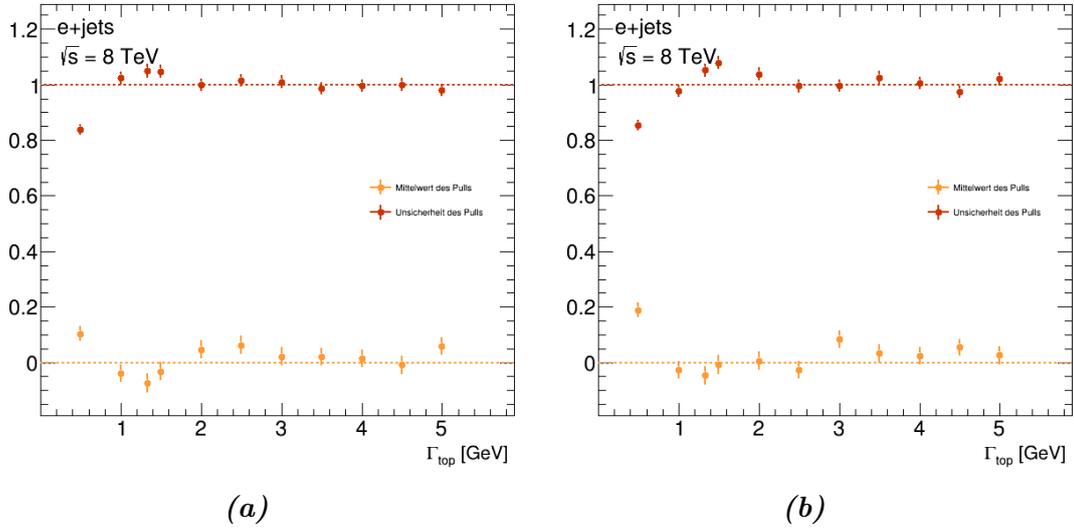


Abb. 5.31.: Pull-Kurven für die Zerfallsbreite bei fester JER von (a) $JER=0,4\sigma$ und (b) $JER=1,0\sigma$ im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

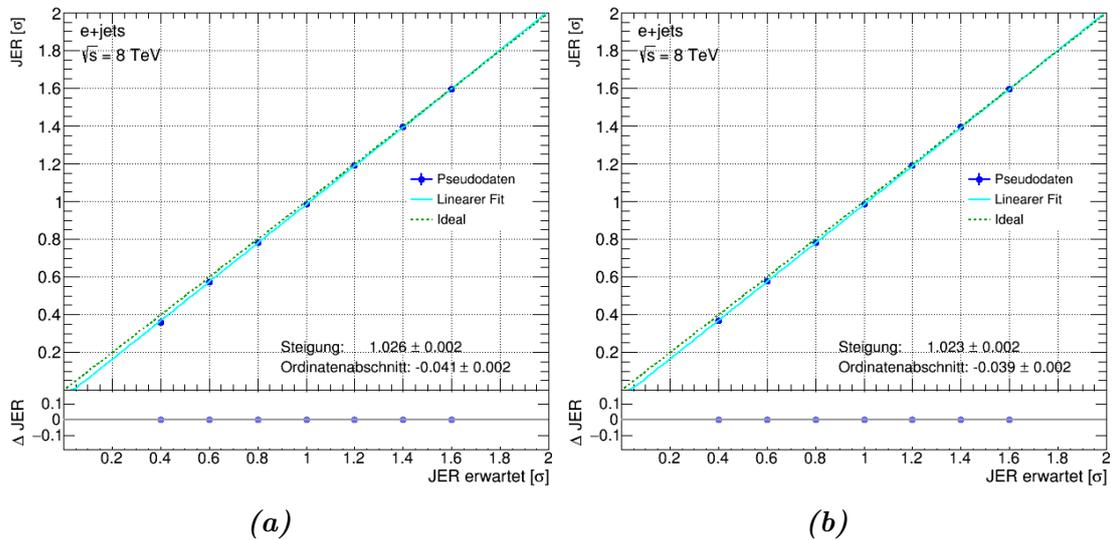


Abb. 5.32.: Kalibrationskurven für die JER bei festen Zerfallsbreiten von (a) $\Gamma = 1,0$ GeV und (b) $\Gamma = 1,5$ GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

5. Ergebnisse

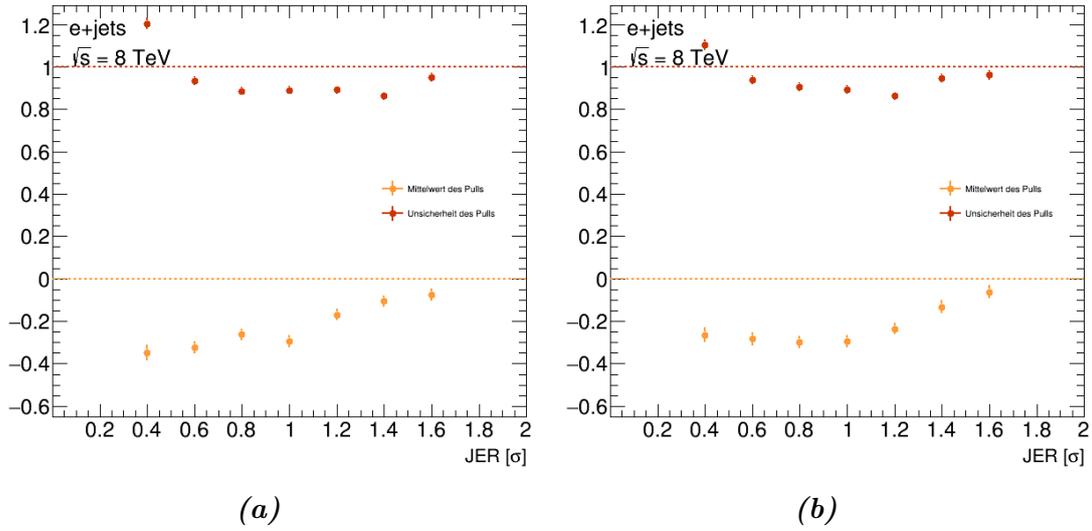


Abb. 5.33.: Pull-Kurven für die JER bei fester Zerfallsbreite von (a) $\Gamma = 1,0$ GeV und (b) $\Gamma = 1,5$ GeV im $e + \text{jets}$ -Kanal und der Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ als Observable sowie mindestens 1 b -Tag.

5.2.3. Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sowohl die 1D-Fitvariante, als auch die 2D-Fitvariante funktionieren. In beiden Fällen ergaben die Kalibrationskurven für die Zerfallsbreite Steigungen, die vielfach im 1σ -Intervall liegen oder nur wenig davon abweichen. Die Anwendung der Fit-Methode auf b -Tag-Schnitte konnte genauso validiert werden. Die geringen Abweichungen von ca 1% lassen sich, wie schon mehrfach betont, mit der harten unteren Grenze der Zerfallsbreite von 0 GeV erklären, sodass bei Pseudoexperimenten mit Zerfallsbreiten von $\Gamma < 1$ GeV keine Gaußverteilung der Ergebnisse mehr auftreten kann. Im 2D-Fit konnten ebenfalls zufriedenstellende Kalibrationskurven für die JER-Werte erhalten werden. Zwar sind hier größere Abweichungen von bis zu 2% festgestellt worden, die außerhalb des 1σ -Intervalls liegen. Diese ergeben sich durch zwei Effekte. Zum einen tritt ebenfalls eine harte untere Grenze bei $\text{JER}=0\sigma$ auf, die für Verschiebungen sorgt, zum anderen ergaben die Likelihood-Verteilungen keine wirklichen Parabeln, sodass der Parabelfit hier zu spürbaren Abweichungen führt. Besonders deutlich zeigen die sich in den Pull-Kurven. Zur besseren Veranschaulichung der Ergebnisse wurden zwei 3D-Kalibrationsebenen erstellt (siehe Abbildung 5.34 und 5.35), einmal für die Zerfallsbreite und einmal für die JER. Diese entstehen, wenn man entweder für die Zerfallsbreite (Abbildung 5.34) oder die JER (Abbildung 5.35) die Mittelwerte der Verteilungen nach den 1000 Pseudoexperimenten gegen die Eingabewerte der Zerfallsbreite und der JER aufträgt. Im

Prinzip sind es die einfachen Kalibrationskurven alle in einem Plot zur einer Kalibrationsebene zusammengefasst (linke Seite der Abbildungen). Dass die Unsicherheiten in Abbildung 5.35 zu 0,000 werden, liegt daran, dass hier eine größere Genauigkeit nicht entscheidend war und somit nicht betrachtet wurde. In diesem Fall reicht die Genauigkeit aus, da nur auf drei Nachkommastellen genau gearbeitet wurde. Auf der rechten Seite der Abbildungen sind die Verhältnisse von Ausgabewert und Eingabewert dargestellt. Man sieht deutlich, dass nur bei kleinen Zerfallsbreiten bzw. JER größere Abweichungen von 1 bestehen. Dies bestätigt nochmals die Aussagen der vorherigen Kapitel.

Als zweites wichtiges Anliegen der Arbeit konnten die Intervalle der erwarteten systematischen Unsicherheiten der Fit-Methode in beiden Fällen, dem 1D- und dem 2D-Fit, extrahiert werden. Es zeigt sich, dass die systematische Unsicherheit im 2D-Fall größer sind als im 1D Fall. So liegen die Unsicherheiten im 1D-Fall und kompletten Signaldatensatz zwischen 0,25 GeV und 0,4 GeV. Im 2D-Fit wächst das Unsicherheitsintervall an der oberen Grenze auf 0,5 GeV an. Die untere Grenze bleibt in etwa gleich. Dieses Anwachsen der Unsicherheit lässt sich auf den Einfluss des zweiten Fitparameters zurückführen. Dies ist gewünscht, da so der Einfluss der JER in die Analyse mit einfließt. Damit ist diese Unsicherheit viel aussagekräftiger als im 1D-Fit.

Des Weiteren konnten in dieser Arbeit die erwarteten statistischen Unsicherheiten für zwei Schnitte bestimmt werden. Durch die Anwendung von b -Tag-Schnitten kann in der späteren Messung der Untergrund reduziert werden. Durch das reinere Sample werden auch die Unsicherheiten in der Messung reduziert. Da in dieser Arbeit nur ein Signaldatensatz benutzt wurde, konnte dieser Effekt nicht weiter untersucht werden. Dennoch war die Bestimmung der Unsicherheiten für b -Tag-Schnitte wichtig, da gezeigt werden konnte, dass die Unsicherheit bei einem Schnitt mit $\#b\text{-Tags} \geq 1$ leicht ansteigt und bei $\#b\text{-Tags} \geq 2$ deutlich ansteigt. Im letzteren Fall wächst das Unsicherheitsintervall auf 0,3 GeV bis 0,7 GeV an. Grund hierfür ist die geringere Statistik. Durch das Schneiden wird die Ereigniszahl in den Bins der Massenverteilung vom Top-Quark bzw. der Differenz zwischen Top-Quark und W -Boson stark reduziert, was die Unsicherheit der Fluktuationen in den Pseudoexperimenten steigen lässt. Insgesamt geht man davon aus, dass die Reduzierung des Untergrunds die größere Unsicherheit durch die geringere Statistik wettmacht. Es konnte auch gezeigt werden, dass die Wahl der Observablen $m_{\text{top}} - m_W$ geringere Unsicherheiten liefert als die Top-Quark Masse alleine. Grund dafür sind steilere Likelihood-Parabeln. Dies bedeutet, dass die Messung sensitiver ist. Verantwortlich für die höhere Sensitivität ist die Masse bzw. die Massenverteilung des W -Bosons, die für die Messung der Zerfallsbreite relevant ist. Durch die Wahl der Massendifferenz der beiden Teilchen (Top-Quark und W -Boson) können Unsicherheiten in der durch den Detektor

5. Ergebnisse

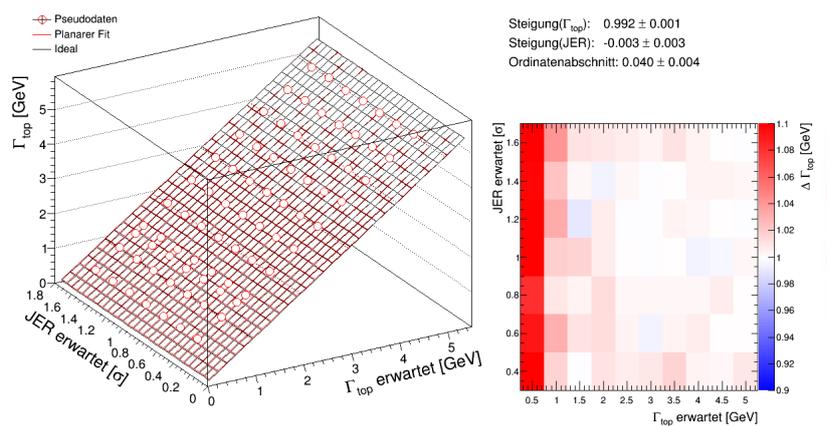


Abb. 5.34.: 3D-Kalibrationskurve der Zerfallsbreite bei den verschiedenen JER-Werten für den $e + \text{jets}$ -Kanal und die Top-Quark Masse (links), sowie ein Verhältnisplot zur Visualisierung der Abweichung vom erwarteten Wert (rechts).

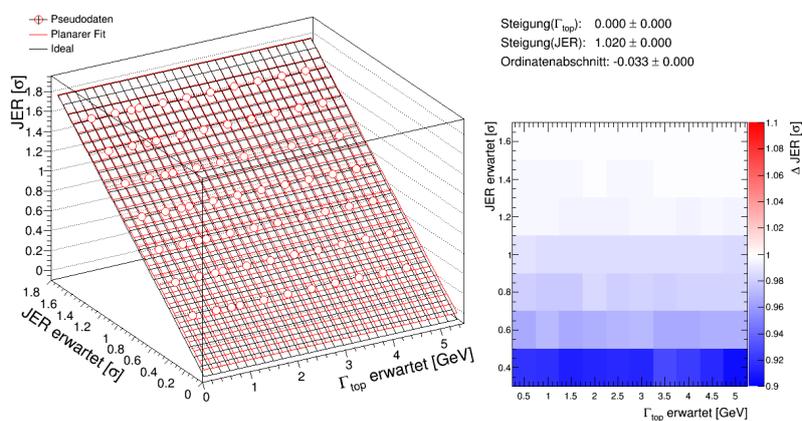


Abb. 5.35.: 3D-Kalibrationskurve der JER bei den verschiedenen Zerfallsbreiten für den $e + \text{jets}$ -Kanal und die Top-Quark Masse (links), sowie ein Verhältnisplot zur Visualisierung der Abweichung vom erwarteten Wert (rechts).

verschmierten Massenverteilung reduziert werden.

6. Diskussion und Ausblick

Wie im letzten Kapitel zusammenfassend dargelegt, konnte die Fit-Methode für den verwendeten Signaldatensatz erfolgreich validiert werden und die Intervalle der statistischen Unsicherheiten bestimmt werden. Auch konnte gezeigt werden, dass die Massendifferenz $m_{\text{top}} - m_W$ wie erwartet bessere, also geringere Unsicherheiten liefert. Dennoch sind die Ergebnisse verbesserungswürdig. So wurde festgestellt, dass es bei der JER zu einer Pullverschiebung kommt. Wenn diese minimiert werden kann, könnte hier vermutlich nochmals die Genauigkeit des Fits erhöht werden. Dazu müssten weitere Templates für die JER erstellt werden, die den bisherigen Bereich noch kleinschrittiger einteilen. Damit dies mit einem vertretbaren Aufwand an CPU-Ressourcen geschehen kann, ist es zunächst einmal wichtig den Bereich der JER einzuschränken. Die in dieser Arbeit verwendete Schrittlänge von $0,2\sigma$ bis zu einem Wert von $3,0\sigma$ hat nämlich gezeigt, dass eine guter Überblick über ausreichend viele JER-Werte sehr rechenintensiv ist. Des Weiteren konnte in dieser Arbeit nur ein simulierter Signaldatensatz untersucht werden. Zur Zeit gibt es noch keine Kenntnisse darüber, wie sich die Fit-Methode verhält, wenn auch Untergrundereignisse mit berücksichtigt werden. Dieser nächste Schritt ist absolut notwendig, da die realen Daten vom ATLAS-Experiment am Ende auch den nicht zu vermeidenden Untergrund beinhalten. Deshalb sind die in dieser Arbeit bestimmten Unsicherheitsintervalle mit Vorsicht zu betrachten. Der Untergrund dürfte am Ende die Grenzen der Unsicherheitsintervalle weiter vergrößern. Deshalb war es wichtig, die Unsicherheiten zu bestimmen, die durch Anwendung von b -Tag-Schnitten entstehen, denn b -Tag-Schnitte reduzieren den Untergrund. Aufgrund begrenzter Zeit konnten keine weiteren Schnitte betrachtet werden oder sogar kombiniert werden. Dies sollte das Ziel weiterer Analysen der Fit-Methode sein. Ein möglicher Schnitt wäre hier auf die Masse des W -Bosons oder die logarithmierte Likelihood des KLFitters. Da das W -Boson im Zerfall des Top-Quarks fast auf seiner Massenschale produziert wird [44], gibt es natürlich einen größeren Einfluss des W -Bosons in der Nähe seines Massenpeaks. Die logarithmierte Likelihood würde kombinatorischen Untergrund rausfiltern.

Es hat sich zwar gezeigt, dass der Fit keine Abweichungen in den Ergebnissen hervorruft. Diese Aussage gilt aber nur für Werte der Zerfallsbreite von $\Gamma > 1$ GeV. Da die einzige

6. Diskussion und Ausblick

bisherige direkte Messung der Zerfallsbreite einen Wert von $\Gamma < 1$ GeV [20] nur mit 68% ausschließt, muss überlegt werden, in wie weit die Abweichung der Fitergebnisse bei kleinen Werten für Γ berücksichtigt werden muss. Dies ist ein essentieller Punkt, um mögliche systematische Unsicherheiten abschätzen zu können. Insgesamt müssen hier noch weitere Analysen folgen, die die systematischen Unsicherheiten abschätzen.

Abschließend lässt sich festhalten, dass trotz der nötigen weiterführenden Arbeit die Ziele der Bachelorarbeit erreicht wurden. Es konnte gezeigt werden, dass die Fitmethode funktioniert und die Unsicherheiten nicht zu groß sind. Auch konnte gezeigt werden, dass die Fitmethode bei Schnitten auf die Anzahl der b -Tags funktioniert. Dabei erscheinen die Ergebnisse vielversprechend, sodass sie als sicheres Fundament für die hier dargestellten weiteren Studien dienen können.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Olive, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38(9)**, 090001 (2014)
- [2] V. Abazov, et al. (DØ Collaboration), *Improved determination of the width of the top quark*, Phys. Rev. **D85**, 091104 (2012)
- [3] T. Behnke, other, editors, *The International Linear Collider - Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary*, ILC report: ILC-REPORT-2013-040 (2013)
- [4] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012)
- [5] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012)
- [6] V. Rubin, W. K. J. Ford, N. Thonnard, *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ($R = 4$ kpc) to UGC 2885 ($R = 122$ kpc)*, ApJ. **238**, 471 (1980)
- [7] M. Milgrom, *A modification of the newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis*, ApJ. **270**, 365 (1983)
- [8] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark charge in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **11 (2013)**, 031 (2013)
- [9] The CMS Collaboration, *Constraints on the Top-Quark Charge from Top-Pair Events*, CMS-PAS-TOP-11-031 (2011)
- [10] T. Aaltonen, et al. (CDF Collaboration), *Exclusion of exotic top-like quarks with $-4/3$ electric charge using jet-charge tagging in single-lepton $t\bar{t}$ events at CDF*, Phys. Rev. **D88**, 032003 (2013)

- [11] V. Abazov, et al. (DØ Collaboration), *Measurement of the electric charge of the top quark in $t\bar{t}$ events*, Phys. Rev. **D90**, 051101(R) (2014)
- [12] The ATLAS, CDF, CMS and DØ Collaborations, *First combination of TEVATRON and LHC measurements of the top-quark mass*, ATLAS-CONF-2014-008; CDF Note 11071; CMS PAS TOP-13-014; DØ Note 6416 (2014)
- [13] F. Abe, et al. (CDF Collaboration), *Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)
- [14] S. Abachi, et al. (DØ Collaboration), *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
- [15] J. A. Appel, et al., *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977)
- [16] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49 (2)** (1973)
- [17] A. Quadt, *Top quark physics at hadron colliders*, Eur. Phys. J. **C48**, 835 (2006)
- [18] S. Moch, P. Uwer, *Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D78**, 034003 (2008)
- [19] M. Jezabek, J. Kohn, *QCD orrections to semileptonic decays of heavy quarks*, Nucl. Phys. **B314 (1)**, 1 (1989)
- [20] T. Aaltonen, et al. (CDF Collaboration), *Direct Measurement of the Total Decay-Width of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **111 (20)**, 202001 (2013)
- [21] The CMS Collaboration, *Measurement of the ratio $B(t \rightarrow Wb)/B(t \rightarrow Wq)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Phys. Lett. **B736**, 33 (2014)
- [22] B. Povh, et al., *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer-Spektrum (2014)
- [23] I. Brock, T. Schörner-Sadenius, editors, *Physics at the Terascale*, Wiley-VCH (2011)
- [24] O. Brüning, et al., editors, *LHC Design Report - Volume 1 The LHC Main Ring*, CERN Report: CERN-2004-003-V-1 (2004)
- [25] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008)

- [26] C. Berger, *Elementarteilchenphysik - Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*, Springer (2006)
- [27] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (2005)
- [28] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: Design and performance*, JINST **3**, P02013 (2008)
- [29] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS TRT barrel detector*, JINST **3**, P02014 (2008)
- [30] The ATLAS Collaboration, *Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker*, Report number: ATLAS-CONF-2011-128 (2011)
- [31] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, Eur. Phys. J. **C 72 (2012) 1849**, 1849 (2012)
- [32] J. Erdmann, et al., *A likelihood-based reconstruction algorithm for top-quark pairs and the KLFitter framework*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A748**, 18 (2014)
- [33] S. Frixione, P. Nason, G. Ridolfi, *A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction*, JHEP **0709**, 126 (2007)
- [34] T. Sjöstrand, S. Mrennab, P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **0605**
- [35] *Informationen zum Monte-Carlo Sample*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopMC12DiTopSamples>, abgerufen am 15.08.2015
- [36] P. Skands, *Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes*, <http://arxiv.org/abs/1005.3457v5> (2014)
- [37] J. Huston, et al., *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP **0207**, 012 (2002)
- [38] *Tuning Parameter für Powheg und Pythia 6.4*, https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Generators/MC11JobOptions/trunk/common/MC11_PowHegPythia_Common.py, abgerufen am 15.08.2015
- [39] A. Caldwell, D. Kollar, K. Kröninger, *BAT - The Bayesian Analysis Toolkit*, Comput. Phys. Commun. **180**, 2197 (2009)
- [40] B. Lemmer, *Measurement of Spin Correlations in $t\bar{t}$ Events from pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the Lepton + Jets Final State with the ATLAS Detector*, Ph.D. thesis, II.PHYSIK-UNIGÖ-DISS-2014-02 (2014)

Literaturverzeichnis

- [41] *Dokumentation des Root-Softwarepakets RooFit*, <http://roofit.sourceforge.net/>, abgerufen am 15.08.2015
- [42] *Dokumentation der Analysesoftware Root*, <https://root.cern.ch/drupal/>, abgerufen am 15.08.2015
- [43] O. Behnke, et al., editors, *Data Analysis in High Energy Physics*, Wiley-VCH (2013)
- [44] M. Thomson, *Modern particle physics*, Cambridge Univ. Press (2013)

A. Anhang - Tabellen

Parameter	$\mu + \text{jets-Kanal}$	$\mu + \text{jets-Kanal}$	$e + \text{jets-Kanal}$	$e + \text{jets-Kanal}$
	m_{top}	$m_{\text{top}} - m_W$	m_{top}	$m_{\text{top}} - m_W$
JER=0,4 σ	1,000±0,002	0,993±0,002	0,998±0,002	1,000±0,002
	0,012±0,007	0,029±0,006	0,032±0,007	0,019±0,004
JER=0,6 σ	0,993±0,002	0,997±0,002	0,992±0,002	0,999±0,002
	0,032±0,005	0,024±0,006	0,034±0,006	0,018±0,004
JER=0,8 σ	0,997±0,002	0,994±0,002	0,995±0,002	0,997±0,002
	0,019±0,007	0,030±0,005	0,030±0,006	0,023±0,004
JER=1,0 σ	0,991±0,003	0,997±0,002	0,988±0,002	0,995±0,002
	0,033±0,007	0,013±0,006	0,039±0,006	0,028±0,004
JER=1,2 σ	0,988±0,002	0,995±0,002	0,988±0,002	0,996±0,002
	0,035±0,006	0,026±0,006	0,044±0,006	0,026±0,004
JER=1,4 σ	0,98±0,003	0,996±0,002	0,992±0,003	0,999±0,002
	0,004±0,007	0,024±0,006	0,031±0,006	0,011±0,004
JER=1,6 σ	0,991±0,003	0,993±0,002	0,989±0,003	0,997±0,002
	0,033±0,008	0,029±0,007	0,048±0,007	0,028±0,005

Tab. A.1.: Alle Ergebnisse der Kalibrationskurven bei konstanten JER-Werten in allen Zerfallskanälen und Observablen für den gesamten Monte-Carlo-Signaldatensatz¹.

¹In den Zellen gibt die erste Zahl die Steigung an und die zweite Zahl den Ordinatenabschnitt. Dies gilt auch für alle weiteren Tabellen.

Parameter	$\mu + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$\mu + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$	$e + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$e + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$
$\Gamma = 1,33 \text{ GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$
$\Gamma = 0,5 \text{ GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$
$\Gamma = 1,0 \text{ GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$
$\Gamma = 1,5 \text{ GeV}$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$
$\Gamma = 2,0 \text{ GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,029 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$
$\Gamma = 2,5 \text{ GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,037 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$
$\Gamma = 3,0 \text{ GeV}$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,029 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,029 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$
$\Gamma = 3,5 \text{ GeV}$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,029 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,029 \pm 0,001$
$\Gamma = 4,0 \text{ GeV}$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,029 \pm 0,001$
$\Gamma = 4,5 \text{ GeV}$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$
$\Gamma = 5,0 \text{ GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,014 \pm 0,001$ $-0,028 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,0334 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$

Tab. A.2.: Alle Ergebnisse der Kalibrationskurven bei konstanten Zerfallsbreiten in allen Zerfallskanälen und Observablen für den gesamten Monte-Carlo-Signaldatensatz.

Parameter	$\mu + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$\mu + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$	$e + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$e + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$
JER=0,4 σ	0,993 \pm 0,002 0,031 \pm 0,007	0,999 \pm 0,001 0,022 \pm 0,004	0,993 \pm 0,003 0,043 \pm 0,007	1,002 \pm 0,002 0,019 \pm 0,004
JER=0,6 σ	0,993 \pm 0,002 0,031 \pm 0,007	0,993 \pm 0,001 0,034 \pm 0,004	0,993 \pm 0,002 0,033 \pm 0,007	0,997 \pm 0,002 0,018 \pm 0,004
JER=0,8 σ	0,997 \pm 0,003 0,012 \pm 0,007	0,996 \pm 0,002 0,024 \pm 0,004	0,994 \pm 0,003 0,032 \pm 0,007	0,996 \pm 0,002 0,026 \pm 0,004
JER=1,0 σ	0,993 \pm 0,003 0,028 \pm 0,007	0,993 \pm 0,001 0,027 \pm 0,004	0,994 \pm 0,003 0,018 \pm 0,007	0,994 \pm 0,002 0,029 \pm 0,004
JER=1,2 σ	0,992 \pm 0,003 0,002 \pm 0,007	0,990 \pm 0,002 0,038 \pm 0,004	0,988 \pm 0,003 0,038 \pm 0,007	0,994 \pm 0,002 0,031 \pm 0,004
JER=1,4 σ	0,991 \pm 0,003 0,032 \pm 0,007	0,996 \pm 0,002 0,023 \pm 0,004	0,988 \pm 0,003 0,039 \pm 0,007	0,993 \pm 0,002 0,027 \pm 0,005
JER=1,6 σ	0,992 \pm 0,003 0,041 \pm 0,007	0,998 \pm 0,002 0,022 \pm 0,004	0,987 \pm 0,003 0,050 \pm 0,007	0,993 \pm 0,002 0,030 \pm 0,005

Tab. A.3.: Alle Ergebnisse der Kalibrationskurven bei konstanten JER in allen Zerfallskanälen und Observablen für den Schnitt $\#b\text{-Tags} \geq 1$.

Parameter	$\mu + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$\mu + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$	$e + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$e + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$
$\Gamma = 1,33\text{GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,028 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,035 \pm 0,001$
$\Gamma = 0,5\text{GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$
$\Gamma = 1,0\text{GeV}$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,028 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$
$\Gamma = 1,5\text{GeV}$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,035 \pm 0,001$
$\Gamma = 2,0\text{GeV}$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,034 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$
$\Gamma = 2,5\text{GeV}$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,028 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,022 \pm 0,001$ $-0,036 \pm 0,001$	$1,022 \pm 0,001$ $-0,036 \pm 0,001$
$\Gamma = 3,0\text{GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,016 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,022 \pm 0,001$ $-0,035 \pm 0,001$
$\Gamma = 3,5\text{GeV}$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$
$\Gamma = 4,0\text{GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$	$1,021 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,001$
$\Gamma = 4,5\text{GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,028 \pm 0,001$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,032 \pm 0,001$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$
$\Gamma = 5,0\text{GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,012 \pm 0,001$ $-0,025 \pm 0,001$	$1,020 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,001$	$1,017 \pm 0,001$ $-0,030 \pm 0,001$

Tab. A.4.: Alle Ergebnisse der Kalibrationskurven bei konstanten Zerfallsbreiten in allen Zerfallskanälen und Observablen für den Schnitt $\#b\text{-Tags} \geq 1$.

Parameter	$\mu + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$\mu + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$	$e + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$e + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$
JER=0,4 σ	0,993±0,003 0,051±0,009	0,997±0,003 0,041±0,007	0,988±0,003 0,066±0,008	0,997±0,003 0,027±0,007
JER=0,6 σ	0,991±0,003 0,039±0,008	0,993±0,003 0,035±0,007	0,983±0,003 0,073±0,008	0,990±0,003 0,040±0,007
JER=0,8 σ	0,989±0,003 0,039±0,009	0,990±0,003 0,052±0,007	0,994±0,003 0,026±0,008	0,989±0,003 0,051±0,007
JER=1,0 σ	0,987±0,003 0,041±0,009	0,990±0,003 0,053±0,007	0,988±0,003 0,058±0,008	0,994±0,003 0,045±0,007
JER=1,2 σ	0,987±0,003 0,047±0,009	0,995±0,003 0,030±0,007	0,986±0,003 0,049±0,007	0,990±0,003 0,048±0,007
JER=1,4 σ	0,989±0,003 0,045±0,009	0,990±0,003 0,048±0,008	0,983±0,003 0,063±0,008	0,997±0,003 0,030±0,007
JER=1,6 σ	0,991±0,003 0,044±0,009	0,990±0,003 0,037±0,008	0,987±0,003 0,057±0,008	0,990±0,003 0,050±0,007

Tab. A.5.: Alle Ergebnisse der Kalibrationskurven bei konstanten JER in allen Zerfallskanälen und Observablen für den Schnitt $\#b\text{-Tags} \geq 2$.

Parameter	$\mu + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$\mu + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$	$e + \text{jets-Kanal}$ m_{top}	$e + \text{jets-Kanal}$ $m_{\text{top}} - m_W$
$\Gamma=1,33 \text{ GeV}$	$1,021 \pm 0,002$ $-0,035 \pm 0,002$	$1,020 \pm 0,002$ $-0,036 \pm 0,002$	$1,019 \pm 0,002$ $-0,033 \pm 0,002$	$1,023 \pm 0,002$ $-0,038 \pm 0,002$
$\Gamma=0,5 \text{ GeV}$	$1,022 \pm 0,002$ $-0,038 \pm 0,002$	$1,016 \pm 0,002$ $-0,036 \pm 0,002$	$1,021 \pm 0,002$ $-0,035 \pm 0,002$	$1,026 \pm 0,002$ $-0,044 \pm 0,002$
$\Gamma=1,0 \text{ GeV}$	$1,019 \pm 0,002$ $-0,033 \pm 0,002$	$1,019 \pm 0,002$ $-0,036 \pm 0,002$	$1,024 \pm 0,002$ $-0,038 \pm 0,002$	$1,026 \pm 0,002$ $-0,041 \pm 0,002$
$\Gamma=1,5 \text{ GeV}$	$1,020 \pm 0,002$ $-0,034 \pm 0,002$	$1,017 \pm 0,002$ $-0,032 \pm 0,002$	$1,019 \pm 0,002$ $-0,033 \pm 0,002$	$1,023 \pm 0,002$ $-0,039 \pm 0,002$
$\Gamma=2,0 \text{ GeV}$	$1,021 \pm 0,002$ $-0,034 \pm 0,002$	$1,017 \pm 0,002$ $-0,033 \pm 0,002$	$1,016 \pm 0,002$ $-0,029 \pm 0,002$	$1,023 \pm 0,002$ $-0,039 \pm 0,002$
$\Gamma=2,5 \text{ GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,002$	$1,015 \pm 0,002$ $-0,030 \pm 0,002$	$1,019 \pm 0,002$ $-0,032 \pm 0,002$	$1,022 \pm 0,002$ $-0,038 \pm 0,002$
$\Gamma=3,0 \text{ GeV}$	$1,021 \pm 0,002$ $-0,035 \pm 0,002$	$1,018 \pm 0,002$ $-0,033 \pm 0,002$	$1,020 \pm 0,002$ $-0,034 \pm 0,002$	$1,020 \pm 0,002$ $-0,034 \pm 0,002$
$\Gamma=3,5 \text{ GeV}$	$1,018 \pm 0,001$ $-0,031 \pm 0,002$	$1,013 \pm 0,002$ $-0,026 \pm 0,002$	$1,020 \pm 0,002$ $-0,035 \pm 0,002$	$1,017 \pm 0,002$ $-0,030 \pm 0,002$
$\Gamma=4,0 \text{ GeV}$	$1,018 \pm 0,002$ $-0,032 \pm 0,002$	$1,018 \pm 0,002$ $-0,032 \pm 0,002$	$1,017 \pm 0,002$ $-0,031 \pm 0,002$	$1,018 \pm 0,002$ $-0,032 \pm 0,002$
$\Gamma=4,5 \text{ GeV}$	$1,019 \pm 0,001$ $-0,033 \pm 0,002$	$1,015 \pm 0,002$ $-0,028 \pm 0,002$	$1,014 \pm 0,001$ $-0,027 \pm 0,002$	$1,019 \pm 0,002$ $-0,032 \pm 0,002$
$\Gamma=5,0 \text{ GeV}$	$1,015 \pm 0,001$ $-0,027 \pm 0,002$	$1,017 \pm 0,002$ $-0,030 \pm 0,002$	$1,016 \pm 0,002$ $-0,028 \pm 0,002$	$1,014 \pm 0,002$ $-0,026 \pm 0,002$

Tab. A.6.: Alle Ergebnisse der Kalibrationskurven bei konstanten Zerfallsbreiten in allen Zerfallskanälen und Observablen für den Schnitt $\#b\text{-Tags} \geq 2$.

Danksagung

Danken möchte ich allen, die bei der Entstehung dieser Arbeit mitgewirkt haben. Dies sind alle Menschen, die mich auf meinem Weg durchs Studium begleitet haben, insbesondere meinen Kommilitonen, die Menschen der Grünen Jugend Göttingen und meine WG-Mitbewohner*innen. Danken möchte ich auch den Mitgliedern des II. Physikalischen Instituts für die schöne Arbeitsatmosphäre. Ein ganz besonderer Dank geht an Philipp Stolte und Kevin Chen, die mich tatkräftig unterstützt haben und die mir bei Problemen während der Entstehungsphase jederzeit geholfen haben. Ohne diese beiden wäre die Arbeit nicht das geworden, was sie jetzt ist. Ein Dank geht auch an Prof. Arnulf Quadt, der mir dankenswerter Weise dieses Thema überlassen hat. Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie danken, die mich immer in meinen Bestrebungen unterstützt hat.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 13. Februar 2016

(Andreas Achim Kirchhoff)