
Suche nach unsichtbaren Zerfällen des Higgs-Bosons mit dem ATLAS-Detektor

Dissertation

zur Erlangung des Grades

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik

der Johannes Gutenberg-Universität

in Mainz

vorgelegt von

JOHANNES BALZ

geb. in Worms

Mainz, im Oktober 2024

1. Berichterstatter: [Aus Datenschutzgründen aus der elektronischen Fassung entfernt.]
 2. Berichterstatter: [Aus Datenschutzgründen aus der elektronischen Fassung entfernt.]
 3. Berichterstatter: [Aus Datenschutzgründen aus der elektronischen Fassung entfernt.]
- Datum der mündlichen Prüfung: 08.04.2025

Kurzfassung

Eines der zentralen Forschungsgebiete der Experimente am Large Hadron Collider des CERN ist die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik. In dieser Arbeit wird die Suche nach Dunkler Materie in Ereignissen mit einem hadronisch zerfallenden Vektorboson und fehlender Transversalenergie vorgestellt. Diese Signatur entsteht, wenn Dunkle-Materie-Teilchen in Assoziation mit einem Vektorboson produziert werden und anschließend den Detektor unsichtbar verlassen. Der untersuchte Datensatz wurde vom ATLAS-Detektor in den Jahren 2015 bis 2018 in Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ aufgenommen und entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 140 \text{ fb}^{-1}$. Als Signalmodelle werden neben dem Higgs-Portalmodell auch vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle und ein Modell mit Axion-artigen Teilchen betrachtet. Die dominanten Untergründe in den Signalregionen und relevante systematische Unsicherheiten werden mit statistisch unabhängigen Kontrollregionen abgeschätzt. Mithilfe der *profile-maximum-likelihood*-Methode werden die Verteilungen der fehlenden Transversalenergie der simulierten Untergrundereignisse simultan in allen Signal- und Kontrollregionen an die gemessenen Daten angepasst. Es wurden keine signifikanten Abweichungen der Daten von der Untergrunderwartung beobachtet. Daher werden Ausschlussgrenzen auf Parameter der untersuchten Modelle gesetzt.

Abstract

One of the central research fields of the experiments at the Large Hadron Collider at CERN is the search for new physics beyond the Standard Model of particle physics. This thesis presents the search for Dark Matter in events with a hadronically decaying vector boson and missing transverse energy. This signature would emerge if Dark Matter particles were generated in association with a vector boson and left the detector invisibly. The analysed dataset of proton–proton collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV was recorded by the ATLAS detector in the years 2015 to 2018 and corresponds to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 140 \text{ fb}^{-1}$. The investigated signal models include the Higgs portal model, simplified Dark Matter models and an Axion-like particle model. The dominant backgrounds in the signal regions and relevant systematic uncertainties are estimated in statistically independent control regions. Using the *profile maximum likelihood* method, the distributions of the missing transverse energy of the simulated background events are fitted simultaneously in all signal and control regions to the recorded data. No significant deviation of the data from the background expectation was observed. Therefore limits on parameters of the analysed signal models are set.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1. Elementarteilchen im Standardmodell	4
2.1.2. Quantenchromodynamik	4
2.1.3. Elektroschwache Wechselwirkung	6
2.1.4. Higgs-Mechanismus und elektroschwache Symmetriebrechung	7
2.2. Grenzen des Standardmodells	9
2.3. Dunkle Materie	9
2.3.1. Vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle	14
2.3.2. Higgs-Portalmodell	14
2.3.3. Axion-artige Teilchen	15
3. ATLAS-Experiment	17
3.1. Large Hadron Collider	17
3.2. ATLAS-Detektor	18
3.2.1. ATLAS-Koordinatensystem	19
3.2.2. Innerer Detektor	20
3.2.3. Kalorimeter	21
3.2.4. Myonspektrometer	22
3.2.5. Triggersystem und Datenaufnahme	23
3.2.6. Luminositätsmessung	24
4. Phänomenologie und Analyseüberblick	25
4.1. Proton-Proton-Kollisionen	25
4.2. Higgs-Boson-Produktion am LHC	28
4.3. Analyseüberblick	30
5. Datensatz und Simulation	33
5.1. Datensatz	33
5.2. Monte-Carlo-Simulationen	33
5.2.1. Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen	34
5.2.2. Signal-Monte-Carlo-Simulationen	36
6. Objektrekonstruktion	38
6.1. Spuren und Vertex	38
6.2. Elektronen	38

6.3.	Myonen	40
6.4.	Jets	41
6.4.1.	Small- R -Jets	43
6.4.2.	Large- R -Jets	44
6.4.3.	Trackjets mit variablem Radius	45
6.5.	B -Tagging	46
6.6.	Tau-Leptonen	46
6.7.	Fehlende Transversalenergie E_T^{miss}	47
6.8.	Überlappende Objekte	48
6.9.	E_T^{miss} -Signifikanz $\mathcal{S}$	49
7.	Ereignisselektion	51
7.1.	Vorselektion	51
7.2.	Trigger	52
7.2.1.	Triggerskalierungsfaktoren	53
7.3.	Multi-Jet-Unterdrückung	54
7.4.	Vektorboson-Tagging	56
7.5.	Ereignistopologien	60
7.6.	Signalregionsselektion	60
8.	Untergrundabschätzung	67
8.1.	Untergrundprozesse	67
8.2.	Kontrollregionen	69
8.2.1.	Kontrollregionen mit zwei Leptonen	69
8.2.2.	Kontrollregionen mit einem Myon	73
8.3.	Multi-Jet-Untergrund	78
8.3.1.	Unsicherheiten des Multi-Jet-Untergrunds	80
9.	Systematische Unsicherheiten	82
9.1.	Experimentelle Unsicherheiten	82
9.1.1.	Small- R -Jets	83
9.1.2.	Large- R -Jets	83
9.1.3.	Jet-Tagging	83
9.1.4.	Leptonen	83
9.1.5.	E_T^{miss}	83
9.1.6.	Multi-Jet	84
9.1.7.	Pile-Up	84
9.1.8.	Luminosität	84
9.2.	Theoretische Unsicherheiten	84
9.2.1.	V + Jets	84
9.2.2.	$t\bar{t}$	85
9.2.3.	Diboson	85
9.2.4.	Single- t	85
9.2.5.	Higgs-Portalmodell	85

9.2.6. Vereinfachtes DM-Modell und ALP-Modell	86
9.2.7. Normierungsunsicherheiten	86
10. Statistische Auswertung	88
10.1. Maximum-Likelihood-Methode und obere Ausschlussgrenzen	88
10.2. Fit-Setup	89
11. Ergebnisse	92
11.1. Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen	92
11.1.1. Effekt des Profilings	98
11.2. Nur-Untergrund-Fit in den Signal- und Kontrollregionen	98
11.3. Einfluss der systematischen Unsicherheiten	108
11.4. Ausschlussgrenzen	110
11.4.1. Modellabhängige Ausschlussgrenzen	110
11.4.2. Modellunabhängige Ausschlussgrenzen	117
12. Zusammenfassung und Ausblick	119
12.1. Zusammenfassung	119
12.2. Ausblick	120
A. Liste aller Monte-Carlo-Simulationen	122
B. Myon-Trigger für Triggerskalierungsfaktoren	126
C. Unterschiede zur vorherigen Analyse	127
D. Vereinfachte Kontrollregionsselektion	128
E. Verteilungen der Anti-Multi-Jet-Variablen	129
F. Liste aller systematischen Unsicherheiten	131
G. Störparameter: Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen	134
H. Störparameter: Nur-Untergrund-Fit in den Signal- und Kontrollregionen	137
Abbildungsverzeichnis	140
Tabellenverzeichnis	147
Literaturverzeichnis	150

1. Einleitung

Die Suche nach Antworten auf die fundamentale Frage, wie die Welt um uns herum funktioniert, treibt die Menschheit bereits seit Jahrtausenden um. Unermüdlich streben Generationen von Wissenschaftlern durch die Beobachtung der Natur nach neuen Erkenntnissen, von den größten Strukturen des Universums bis hin zur Welt der Elementarteilchen. Sie entwickeln dabei immer neue Experimente und Theorien, um das Unbekannte und das Unsichtbare zu erforschen und zu verstehen.

Mit der Erforschung des Atoms und dessen Bestandteile, Elektron, Proton und Neutron, wurden Anfang des 20. Jahrhunderts zusammen mit der Erkenntnis, dass Proton und Neutron wiederum aus Quarks zusammengesetzt sind, die Grundsteine für die Entwicklung des Standardmodells der Teilchenphysik (SM) gelegt. Das SM ist gegenwärtig die beste Beschreibung der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen und gilt mit der Entdeckung des Higgs-Bosons durch die Experimente ATLAS und CMS in 2012 als abgeschlossen. Eine vollständige Theorie der Teilchenphysik oder gar des Universums kann es jedoch nicht sein, da es keine Erklärung der Gravitation, der Dunklen Materie, der Neutrinomassen und anderer Phänomene liefert.

Es herrscht weitgehende Einigkeit darüber, dass eine Form von Dunkler Materie existieren muss, um Besonderheiten in astrophysikalischen Beobachtungen wie den Rotationskurven von Galaxien, der Verteilung der kosmischen Hintergrundstrahlung und Kollisionen von Galaxienhaufen, zu erklären. All diesen überwältigenden Hinweisen zum Trotz bleiben genauer Aufbau und Wirkmechanismus der Dunklen Materie bislang verborgen.

Es gibt eine Vielzahl von Modellen zur Dunklen Materie, die das SM um ein oder mehrere Teilchen erweitern, von denen jedoch bisher keines experimentell bestätigt werden konnte. Falls die Dunkle Materie in der Form von Teilchen wie im SM auftritt, so müssen diese massiv, stabil, elektrisch neutral, bevorzugt nicht relativistisch und schwach wechselwirkend sein, um konsistent mit den Beobachtungen zu sein. Ein vergleichsweise einfaches Modell ist das Higgs-Portalmodell, worin das Higgs-Boson an Teilchen des SM und der Dunklen Materie koppeln kann. Dieses Modell stellt den Schwerpunkt dieser Arbeit dar. Nach aktuellem Forschungsstand ist diese Möglichkeit nicht völlig ausgeschlossen und somit könnte das Higgs-Boson, ursprünglich vorhergesagt, um die Massen der schweren Vektorbosonen zu erklären, das Verbindungsstück zwischen dem bekannten SM und der unsichtbaren Dunklen Materie sein.

In dieser Arbeit werden neben den unsichtbaren Zerfällen des Higgs-Bosons auch im Rahmen von vereinfachten Dunkle-Materie-Modellen und des Modells Axion-artiger Teilchen (engl. *Axion-like particles*) nach Dunkler Materie gesucht. Dazu werden Ereignisse aus

Proton-Proton-Kollisionen untersucht, in denen ein hadronisch zerfallendes Vektorboson und fehlende Transversalenergie auftreten, die mit dem ATLAS-Detektor am *Large Hadron Collider* (LHC) des CERN in den Jahren 2015 bis 2018 aufgenommen wurden. Das Vektorboson wird aus den hadronischen Teilchenschauern der Zerfallsprodukte im Detektor rekonstruiert, während die Teilchen der Dunklen Materie unsichtbar den Detektor verlassen und sich nur indirekt über fehlende Energie in der Transversalebene nachweisen lassen. Die statistische Auswertung der Vergleiche von simulierten Ereignissen mit den gemessenen Daten erlaubt schließlich Aussagen über Eigenschaften der untersuchten Modelle und deren Parameter.

Diese Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: In Kapitel 2 werden die grundlegenden theoretischen Aspekte des Standardmodells und dessen offene Fragen, der Dunklen Materie und der untersuchten Modelle beleuchtet. Der experimentelle Aufbau des LHC und des ATLAS-Detektors werden in Kapitel 3 beschrieben. Kapitel 4 bietet einen Überblick der Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen und der gesamten Analyse, bevor der verwendete Datensatz mit den zugehörigen Simulationen in Kapitel 5 behandelt wird. Kapitel 6 befasst sich mit der Rekonstruktion der in der Analyse verwendeten Objekte. Die Ereignisselektion der Signalregionen wird in Kapitel 7 definiert und die Untergrundabschätzung mithilfe von Kontrollregionen in Kapitel 8 diskutiert. Die Beschreibung der systematischen Unsicherheiten findet sich in Kapitel 9, gefolgt von den Details zur statistischen Auswertung in Kapitel 10. In Kapitel 11 werden die Ergebnisse und deren Interpretation präsentiert, die in [1] veröffentlicht wurden. Diese Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 12.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eine Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik und dessen Grenzen gegeben. Anschließend werden das Phänomen der Dunklen Materie und die in dieser Arbeit behandelten Signalmodelle näher beleuchtet.

In dieser Arbeit werden durchgehend natürliche Einheiten verwendet mit $\hbar = c = 1$.

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander. Es umfasst die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Das SM ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, in der Teilchen als Felder realisiert sind, für die die Symmetrie unter lokaler Eichinvarianz gefordert wird. Die gesamte Symmetriegruppe des SM ist

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y,$$

wobei C für die Farbladung der Quantenchromodynamik, L für linkshändig und Y für die schwache Hyperladung stehen. Diese Symmetrie impliziert die Existenz von Eichbosonen, die die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen vermitteln. Im SM sind die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht, deren Symmetrie spontan gebrochen ist. Aus dieser Symmetriebrechung folgt die Existenz eines weiteren Bosons, das in 2012 als letztes fehlendes SM-Teilchen entdeckt wurde – das Higgs-Boson. [2, 3]

Die Lagrangedichte des SM lässt sich mit

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{QCD}} + \mathcal{L}_{\text{EW}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yuk}}$$

kompakt zusammenfassen, auf deren einzelne Bestandteile in den folgenden Abschnitten genauer eingegangen wird.

Trotz großer Erfolge kann das SM keine vollständige Theorie der Teilchenphysik oder des Universums sein, da beispielsweise die Gravitation und die Massen der Neutrinos unberücksichtigt sind. Zudem liefert das SM keine Erklärungen für die Phänomene der Dunklen Materie oder der Dunklen Energie. Dennoch kann das SM sehr präzise Vorhersagen treffen, die sich an zahlreichen Experimenten überprüfen lassen, wo es sich als sehr robuste Theorie erwiesen hat.

An dieser Stelle kann nur eine knappe Zusammenfassung der wichtigsten Konzepte des SM gegeben werden, die auf den Lehrbüchern [4, 5] und Artikeln und Reviews [6–8] basiert.

2.1.1. Elementarteilchen im Standardmodell

Im SM gibt es zwei Kategorien von Elementarteilchen, die Fermionen mit halbzahligem Spin, die der Fermi-Dirac-Statistik unterliegen, und die Bosonen mit ganzzahligem Spin, die der Bose-Einstein-Statistik unterliegen. Wie in Tabelle 2.1 gezeigt, werden die Fermionen weiter in Leptonen und Quarks unterteilt, die jeweils wiederum in drei Generationen¹ gegliedert sind. Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Fermionfelder generiert die Eichbosonen (Photon, W - und Z -Bosonen und Gluonen) und Terme der genannten Wechselwirkungen. Das Photon ist der Mediator der elektromagnetischen Wechselwirkung, unter der alle Teilchen mit elektrischer Ladung koppeln. An der starken Wechselwirkung, die von den acht Gluonen vermittelt wird, sind nur die Quarks beteiligt. Über die W - und Z -Bosonen interagieren alle Fermionen unter der schwachen Wechselwirkung, jedoch mit gewissen Einschränkungen. So stimmen für die Quarks die Eigenwerte der schwachen Wechselwirkung nicht mit den Masseneigenwerten überein, sondern sind ein Mischungszustand davon, was mit der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix V_{CKM} beschrieben wird. Konventionell werden die *down*-artigen Quarks mit V_{CKM} rotiert und sind mit ($'$) gekennzeichnet, $d'_i = \sum_j V_{ij} d_j$. Weiterhin transformieren die linkshändigen Fermionen unter der schwachen Wechselwirkung als $SU(2)$ Dubletts und die rechtshändigen Fermionen als Singulets. Die Quantenzahlen der Fermionen werden in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

2.1.2. Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung und basiert darauf, dass die Lagrangedichte invariant unter Farbtransformationen ist. Die zugrundeliegende Symmetriegruppe ist $SU(3)_C$, wobei C für die Farbladung steht. Die Lagrangedichte der QCD ist

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_q \bar{\Psi}_{q,\alpha} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{\alpha\beta} - g_s \gamma^\mu t_{\alpha\beta}^a \mathcal{A}_\mu^a - m_q \delta_{\alpha\beta}) \Psi_{q,\beta} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu},$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^a - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^a - g_s f_{abc} \mathcal{A}_\mu^b \mathcal{A}_\nu^c.$$

Darin enthalten sind die Quarkfelder $\Psi_{q,\alpha}$ für ein Quark mit Farbindex $\alpha = 1, 2, 3$, Masse m_q und Flavour $q = u, d, s, c, b, t$, die mit der starken Kopplungskonstanten g_s an die Gluonfelder $\mathcal{A}_\mu^a$ ($a = 1, \dots, 8$) koppeln können. Die acht 3×3 Matrizen $t^a = \frac{1}{2} \lambda^a$ sind die Generatoren der $SU(3)_C$ mit den Gell-Mann-Matrizen λ^a . Die Strukturkonstanten f_{abc} ($a, b, c = 1, \dots, 8$) der $SU(3)_C$ erfüllen die Kommutatorrelation $[t^a, t^b] = i f_{abc} t^c$.

Der kinetische Term der Gluonen enthält einen 3-Gluon und einen 4-Gluon-Term, was bedeutet, dass Gluonen farbgeladen sind und untereinander wechselwirken können. Dies bringt bedeutende Auswirkungen auf die Phänomenologie der starken Wechselwirkung mit sich. Einerseits wird die Kopplungskonstante g_s klein für hohe Impulsüberträge (harte Streuungen) und kleine Abstände, wodurch sich Quarks dabei quasi frei bewegen können, was daher als asymptotische Freiheit bezeichnet wird.

¹Je nach Referenz auch als Familien bezeichnet.

Tabelle 2.1.: Übersicht über die Elementarteilchen des SM. Falls keine Unsicherheit für die Massen angegeben ist, ist diese kleiner als die gezeigte Präzision. [8]

Fermionen (Spin 1/2)					
	Generation	Symbol	Masse	el. Ladung	Farbladung
Leptonen	1	e	0,511 MeV	−1	-
		ν_e	<0,8 eV	0	-
	2	μ	105,7 MeV	−1	-
		ν_μ	<0,19 MeV	0	-
	3	τ	1777 MeV	−1	-
		ν_τ	<18,2 MeV	0	-
Quarks	1	u	$2,16^{+0,49}_{-0,26}$ MeV	2/3	c
		d	$4,67^{+0,48}_{-0,17}$ MeV	−1/3	c
	2	c	$1,27 \pm 0,02$ GeV	2/3	c
		s	$93,4^{+8,6}_{-3,4}$ MeV	−1/3	c
	3	t	$172,69 \pm 0,30$ GeV	2/3	c
		b	$4,18^{+0,03}_{-0,02}$ GeV	−1/3	c
Bosonen					
	Symbol	Wechselwirkung	Masse	el. Ladung	Farbladung
Eichbosonen (Spin 1)	γ	elektromagn.	0	0	-
	$W^\pm$	schwach	80,4 GeV	±1	-
	Z	schwach	91,2 GeV	0	-
	g	stark	0	0	c $\bar{c}$
Higgs-Boson (Spin 0)	H	-	$125,25 \pm 0,17$ GeV	0	-

Tabelle 2.2.: Quantenzahlen der Fermionen mit der elektrischen Ladung Q , der dritten Komponente des schwachen Isospins T_3 und der schwachen Hyperladung Y , wobei die Relation $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ gilt.

	Felder			Q	T_3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	-1	-1/2	-1
	e_R	μ_R	τ_R	0	1/2	-1
				-1	0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	2/3	1/2	1/3
	u_R	c_R	t_R	-1/3	-1/2	1/3
	d'_R	s'_R	b'_R	2/3	0	4/3
				-1/3	0	-2/3

Andererseits steigt die Kopplungskonstante für größere Abstände und niedrigen Energien linear an, was zu Folge hat, dass Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen existieren können, sondern immer in gebundenen, farbneutralen Zuständen beobachtet werden (*confinement*).

Gebundene Zustände aus Quarks werden als Hadronen bezeichnet, mit den Mesonen bestehend aus einem Quark und einem Antiquark mit Ladungen c bzw. $\bar{c}$, und den Baryonen, die aus drei Quarks (oder drei Antiquarks) aufgebaut sind und drei unterschiedliche (Anti-)Ladungen tragen.

2.1.3. Elektroschwache Wechselwirkung

Die Quantenelektrodynamik und die schwache Wechselwirkung sind im SM zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht. Sie basiert auf der Symmetriegruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ wobei L für linkshändig und Y für die schwache Hyperladung stehen. Die drei Generatoren der $SU(2)_L$ sind $T^a = \frac{1}{2}\sigma^a$ mit den Pauli-Matrizen $\sigma^a, a = 1, 2, 3$. Die Lagrangedichte lässt sich in

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_{\text{f}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yuk}}$$

aufteilen.

Der Term für die Eichfelder ist

$$\mathcal{L}_{\text{Eich}} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

mit

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k,$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu.$$

Der Term der Fermionen ist

$$\mathcal{L}_f = \sum_{f=q,\ell} \bar{f}_L i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - igT^a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_L + \bar{f}_R i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_R$$

mit den links- und rechtshändigen Fermionfeldern $f_{L/R}$ für die Quarks q und Leptonen ℓ , und Kopplungen g und g' , die mit der elektrischen Ladung e und dem schwachen Mischungswinkel θ_w zusammenhängen: $e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w$.

Die Felder der Eichbosonen W^i ($i = 1, 2, 3$) und B mischen zu den physikalischen Feldern

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \end{aligned}$$

der geladenen ($W^\pm$) und neutralen (Z) Eichbosonen und des Photons (γ).

An dieser Stelle sind die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung masselos, was jedoch im Widerspruch zu experimentellen Ergebnissen steht, in denen für die W - und Z -Bosonen sogar relativ hohe Massen gemessen werden. Da Massenterme der Eichbosonen aber die Eichinvarianz verletzen, müssen deren Massen auf eine andere Art generiert werden. Im SM geschieht dies über den sogenannten Higgs-Mechanismus indem die elektroschwache Symmetrie gebrochen wird: $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. Die dazu notwendigen Terme in $\mathcal{L}_{EW}$ zusammen mit dem Term zur Erzeugung der Fermionmassen, $\mathcal{L}_{Higgs}$ und $\mathcal{L}_{Yuk}$, werden im nächsten Abschnitt behandelt.

2.1.4. Higgs-Mechanismus und elektroschwache Symmetriebrechung

Um die elektroschwache Symmetrie zu brechen und damit Massen für die W - und Z -Bosonen zu generieren, wird im Rahmen des Higgs-Mechanismus das komplexe, skalare Feld

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}$$

mit reellen Komponenten ϕ_k eingeführt. Der Term für die Symmetriebrechung ist

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

mit der kovarianten Ableitung $D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} ig \sigma^a W_\mu^a - \frac{1}{2} ig' B_\mu \right) \Phi$ und dem Potential $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$.

Wie in Abbildung 2.1 vereinfacht dargestellt, liegt das globale Minimum des Higgs-Potentials $V(\Phi)$ für $\mu^2 < 0$ nicht bei $\Phi = 0$, sondern bei $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ und hat damit einen endlichen Vakuumerwartungswert $\langle \Phi \rangle = v/\sqrt{2}$, wodurch die $SU(2)_L$ -Symmetrie gebrochen wird, die $U(1)_Y$ Symmetrie jedoch erhalten bleibt. Diese Symmetriebrechung impliziert die Existenz von drei masselosen Goldstone-Bosonen, die drei von den vier Freiheitsgraden des Higgs-Feldes Φ entsprechen.

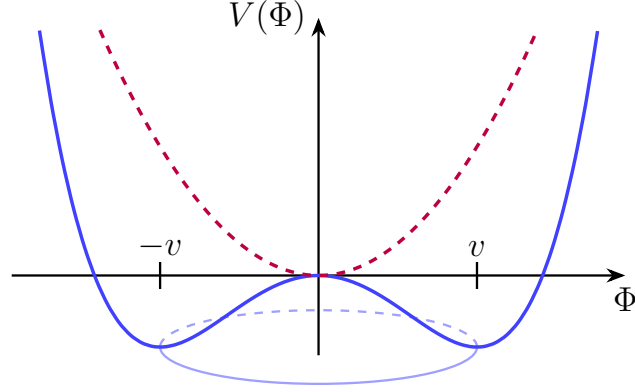


Abbildung 2.1.: Illustration des Higgs-Potentials $V(\Phi)$ für $\mu^2 < 0$ (—) und $\mu^2 > 0$ (---).

Mit der Parametrisierung um das Minimum

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$$

mit einem Freiheitsgrad für das skalare Feld H folgt schließlich

$$(D_\mu \Phi')^\dagger (D^\mu \Phi') = \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{\mu-} \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 + \frac{1}{2} \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2,$$

$$V(\Phi') = -\mu^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4.$$

Daraus können die Massen für die W - und Z -Bosonen abgelesen werden:

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}.$$

Das physikalische Teilchen des H -Feldes ist das Higgs-Boson mit einer Masse von $M_H = \sqrt{2\lambda}v$, das 2012 an den Experimenten ATLAS und CMS entdeckt [2, 3] wurde. Der vierte Generator der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie ist ungebrochen, wodurch letztlich das Photon masselos bleibt.

Die Massen der Fermionen werden über die Yukawa-Kopplung erzeugt, was über den Term

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -\lambda_{d,i} \bar{q}_{L,i} \Phi d_{R,i} - \lambda_{u,i} \bar{q}_{L,i} \tilde{\Phi} u_{R,i} - \lambda_{\ell,i} \bar{\ell}_{L,i} \Phi \ell_{R,i} + h.c.$$

$$\rightarrow -m_f \bar{f} f \left(1 + \frac{H}{v}\right)$$

mit der obigen Parametrisierung realisiert wird. Die Massen $m_f = \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}}$ der Fermionen f (Quarks und geladene Leptonen) sind proportional zur Yukawa-Kopplung λ_f . Das SM macht damit keine Vorhersage über die Werte der Fermionmassen, die somit freie Parameter sind und experimentell bestimmt werden müssen.

2.2. Grenzen des Standardmodells

Wie bereits angedeutet, ist das SM insofern keine vollständige Theorie, als Phänomene beobachtet werden, die darin nicht beschrieben werden.

Unter anderem ist die Gravitation gänzlich unberücksichtigt, da es bisher nicht gelungen ist, die Allgemeine Relativitätstheorie, als gegenwärtig beste Beschreibung der Gravitation, mit dem SM zu vereinen.

Weiterhin sind Neutrinos im SM masselos; die Beobachtung von Neutrino-Oszillationen impliziert jedoch endliche Neutrinomassen.

Das SM enthält weder eine Erklärung für die Dunkle Energie des Universums, noch enthält es geeignete Kandidaten für Teilchen der Dunkle Materie.²

Weiterhin wird im sichtbaren Universum sehr viel mehr Materie als Antimaterie beobachtet, wofür es im SM keine ausreichende Erklärung gibt. Symmetriebedingt sollte bei der Entstehung des Universums Materie und Antimaterie zu gleichen Teilen erzeugt worden sein, die sich gegenseitig gänzlich wieder auslöschen, was jedoch nicht der Realität entspricht. Für diese Materie-Antimaterie-Asymmetrie ist unter anderem die gleichzeitige Verletzung der Ladungskonjugations- und Paritätssymmetrie (CP-Verletzung) notwendig [9]. Das SM enthält zwar CP-verletzende Parameter, diese sind jedoch zu klein, um die beobachtete Materie-Antimaterie-Asymmetrie zu erklären.

Damit verwandt ist das sogenannte starke CP-Problem: Im Quarksektor des SM wäre grundsätzlich ein Term mit einer CP-verletzenden Phase erlaubt, aus experimentellen Beobachtungen folgt jedoch, dass diese sehr klein sein muss. Dies stellt an sich kein fundamentales Problem dar, jedoch liefert das SM keine Erklärung, warum sie so klein ist. Im Quarksektor werden daher keine CP-Verletzungen beobachtet.

2.3. Dunkle Materie

Aus einer Reihe von astronomischen Beobachtungen folgt, dass die sichtbare Materie nur ein kleiner Teil des Universums sein kann. Ein deutlich größerer Teil besteht aus einer unbekannten, unsichtbaren Materie, die insbesondere nicht elektromagnetisch wechselwirkt und daher auch nicht leuchtet und als *dunkle* Materie bezeichnet wird.

Einen ersten Hinweis auf Dunkle Materie (DM) ergab sich durch die Untersuchung des Coma-Galaxienhaufens durch Zwicky [10], die zeigte, dass die mittlere Dichte darin mindestens 400 mal größer sein müsste als die der sichtbaren Materie.

Ein weiteres Anzeichen enthalten die gemessenen Rotationskurven von Spiralgalaxien, deren Verhalten sich mit einem Halo aus unsichtbarer Materie erklären lässt, der die Galaxie aus sichtbarer Materie (Sterne, Planeten, interstellares Gas) umgibt. Exemplarisch wird dazu in Abbildung 2.2 die Rotationskurve für die Galaxie NGC 6503 gezeigt, worin zu erkennen ist, dass die Simulation die gemessenen Daten beschreibt, wenn sie eine unsichtbare Halo-Komponente enthält.

²Unter der Annahme, dass Dunkle Materie wie die sichtbare Materie aus Teilchen aufgebaut ist – anderenfalls bietet das SM ebenso keine geeignete Erklärung.

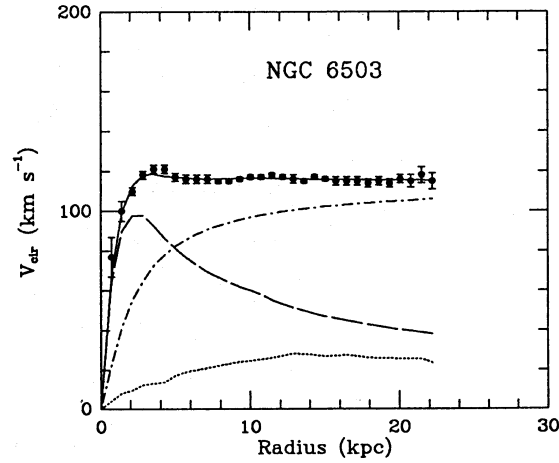


Abbildung 2.2.: Rotationskurven für die Spiralgalaxie NGC6503 zeigen die Bahngeschwindigkeit als Funktion des Abstands zum galaktischen Zentrum. Die Simulation kann die gemessenen Daten beschreiben, wenn sie neben sichtbaren Komponenten (---) und Gas- (.....) auch eine dunkle –unsichtbare– Halo-Komponente (— · — ·) enthält. [13]

Einer der markantesten Hinweise auf die Existenz von Dunkler Materie stammt aus der Beobachtung kollidierender Galaxienhaufen wie beispielsweise dem sogenannten *Bullet Cluster*, der in Abbildung 2.3 abgebildet ist. Dabei zeigt sich, dass die Positionen des intragalaktischen Mediums³, das durch Emission von Röntgenstrahlung gemessen werden kann, und der durch Gravitationslinseneffekte bestimmten Gravitationspotentiale nicht übereinstimmen. [11] Die Implikationen die sich daraus für die Dunkle Materie ergeben sind zum einen, dass die Dunkle Materie die Galaxienhaufen umgibt und einen Großteil der Masse derer ausmacht und zum anderen, dass die Dunkle Materie kaum mit sich selbst oder der sichtbaren Materie wechselwirkt.

Einblicke in nicht nur die Existenz von Dunkler Materie, sondern auch dessen Menge im Universum bietet die genaue Vermessung der kosmischen Hintergrundstrahlung. Aus der Bestimmung von Temperaturfluktuationen als Funktion der Winkelskala, siehe Abbildung 2.4, lässt sich auf die Zusammensetzung des Universums schließen. Neueste Ergebnisse des Planck-Experiments [12] legen nahe, dass das Universum zu 68,3 % aus Dunkler Energie, zu 26,8 % aus Dunkler Materie und zu 4,9 % aus der bekannten, sichtbaren Materie besteht.

Es gibt eine Vielzahl an Modellen für mögliche Erklärungen von Dunkler Materie. Naheliegender ist, dass Dunkle Materie wie die sichtbare Materie aus Teilchen aufgebaut ist.⁴ Wird nun angenommen, dass Teilchen der Dunklen Materie χ und der sichtbaren

³Gas, hauptsächlich Wasserstoff und Helium, das den Großteil der baryonischen Masse von Galaxienhaufen ausmacht und zwischen den Galaxien verteilt ist.

⁴Andere Modelle, wie modifizierte Gravitation oder primordiale Schwarze Löcher, werden an dieser Stelle nicht betrachtet.



Abbildung 2.3.: Bullet Cluster (1E 0657-558): Kollision zweier Galaxienhaufen. Die Positionen der Gravitationspotentiale (blau) fallen nicht mit denen des intragalaktischen Mediums (rot) zusammen, was somit ein starkes Indiz für Dunkle Materie ist. [14]

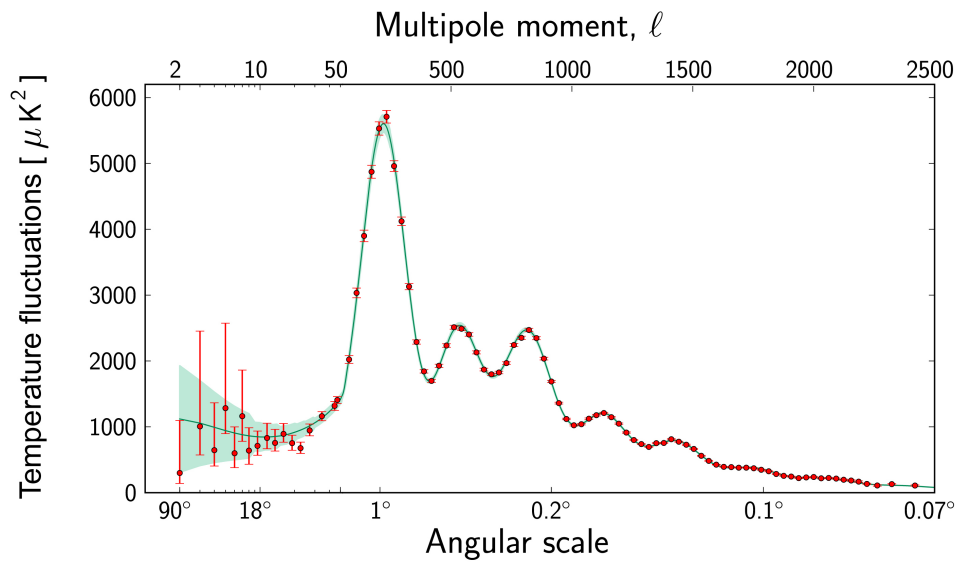


Abbildung 2.4.: Spektrum der Temperaturfluktuationen als Funktion der Winkelskala bzw. Multipolmomente. Die Positionen und Höhen der Extrema erlauben Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Universums. [15]

2. Theoretische Grundlagen

Materie f über eine nicht näher spezifizierte Weise wechselwirken und zu Beginn des Universums im thermischen Gleichgewicht standen, so findet ein ständiger Austausch durch Paarerzeugung und Vernichtung zwischen dem SM und dem dunklen Sektor über den Prozess $\chi\bar{\chi} \leftrightarrow f\bar{f}$ statt. Dieser Austausch hängt von den Teilchendichten ab, die sich durch die Expansion des Universum im Laufe der Zeit verringern. Dies führt dazu, dass zu einem gewissen Zeitpunkt die Teilchendichte zu gering für eine nennenswerte Wechselwirkungsrate wird und damit die sichtbare und die Dunkle Materie entkoppeln. Die mitbewegten Teilchendichten bleiben folglich nahezu konstant (*eingefroren*). Dieser Mechanismus wird daher auch als *freeze-out* bezeichnet und sorgt dafür, dass die mitbewegte Teilchendichte der Dunklen Materie ab diesem Zeitpunkt gleich bleibt, die daher als *relic density* bezeichnet wird. Der *freeze-out*-Mechanismus ist schematisch in Abbildung 2.5 abgebildet.

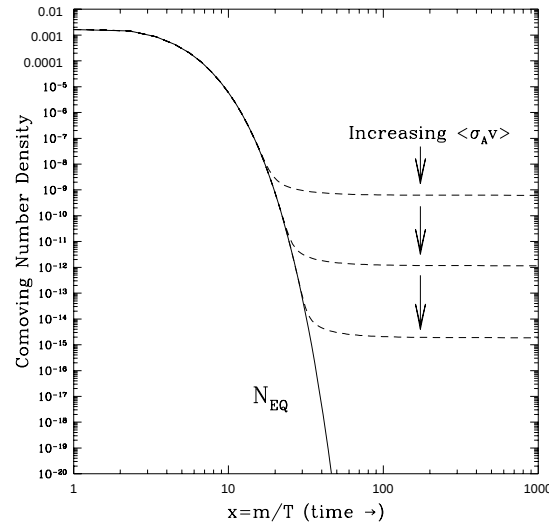


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der mitbewegten Teilchendichte als Funktion des Verhältnisses von Teilchenmasse zu Temperatur. Höhere Werte des gemittelten Produkts aus Wirkungsquerschnitt und Geschwindigkeit sorgen für eine Entkopplung der DM bei einer niedrigeren Temperatur bzw. zu einem späteren Zeitpunkt und damit zu einer niedrigeren DM-Dichte (*relic density*). [16]

Zusammenfassend können aus den Hinweisen zur Dunklen Materie einige Eigenschaften der Dunkle-Materie-Teilchen abgeleitet werden. So folgt, dass deren Wechselwirkung mit Teilchen des SM oder mit sich selbst vergleichsweise schwach sein muss und insbesondere nicht der elektromagnetischen oder starken Wechselwirkung unterliegen kann. Weiterhin sollten Teilchen der Dunklen Materie massiv und bevorzugt nicht-relativistisch sein. Die Art Teilchen, die diese Eigenschaften erfüllt, wird als *weakly interacting massive particle*⁵, WIMP, bezeichnet. Im WIMP-Modell liegen die Kopplungen $g \sim 1$ und die Teilchenmassen

⁵engl. weakly interacting massive particle: schwach wechselwirkendes, massives Teilchen

$\mathcal{O}(\text{GeV--TeV})$ etwa auf der Skala der schwachen Wechselwirkung, womit sich mit dem *freeze-out* Mechanismus die gemessene DM-Dichte erreichen lässt – dieser bemerkenswerte Umstand wird auch als *WIMP-miracle* bezeichnet. Im WIMP-Modell werden zudem keine konkreten Vorgaben über die Art, ob skalar, Vektor, Majorana oder sonstiges, definiert, wodurch es sich in Verbindung mit dem *WIMP-miracle* als wohl-motiviertes Modell auszeichnet.

Weitere nennenswerte Modelle, bei denen neue Teilchen eingeführt werden, sind ein erweiterter Higgs-Sektor mit der Einführung weiterer Higgs-Bosonen, die Super-Symmetrie, bei der jedem SM-Teilchen ein super-symmetrisches Partnerteilchen zugeordnet wird, oder die Erweiterung des Neutrino-Sektors um sterile Neutrinos.

Allen Modellen ist gemein, dass die Suche nach Dunkle-Materie-Teilchen maßgeblich durch deren sehr schwache Wechselwirkung mit der sichtbaren Materie erschwert wird, was daher großen Einfluss auf die experimentellen Methoden der Suche nach Dunkler Materie hat. Mögliche Mechanismen um die Wechselwirkung zwischen dunkler und sichtbarer Materie experimentell zu untersuchen, sind schematisch in Abbildung 2.6 skizziert. Darin sind die sichtbaren Teilchen mit f und die dunklen Teilchen (z.B. WIMPs) mit χ gekennzeichnet, die über eine nicht näher spezifizierte Weise wechselwirken. Je nach Richtung, in der die Wechselwirkung im Diagramm stattfindet, werden drei Möglichkeiten unterschieden:

Direkte Detektion: Ein galaktisches WIMP streut an einem Teilchen des SM, dessen Rückstoß in sehr empfindlichen Experimenten gemessen wird. Häufig werden als SM-Stoßpartner Kerne schwerer Elemente verwendet.

Indirekte Detektion: Durch die Paarvernichtung von WIMPs entsteht ein Paar von sichtbaren Teilchen, die mithilfe von verschiedensten Arten von Teleskopen gemessen werden können.

Collider: WIMP-Paare werden durch Paarvernichtung von sichtbaren Teilchen an Teilchenbeschleunigern erzeugt, die charakteristische Signaturen in den Detektoren erzeugen.

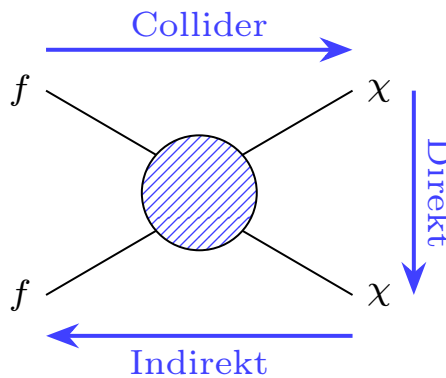


Abbildung 2.6.: Vereinfachte Darstellung verschiedener Methoden zur Detektion von Teilchen der Dunklen Materie χ , die über eine nicht näher spezifizierte Wechselwirkung ($\otimes$) mit sichtbaren Teilchen f interagieren.

2.3.1. Vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle

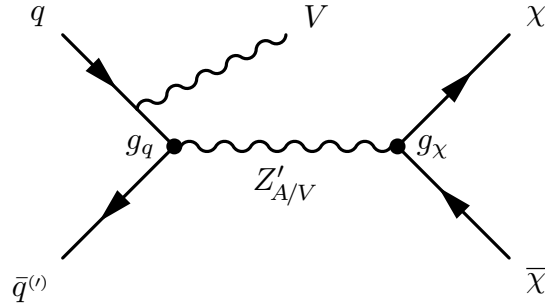


Abbildung 2.7.: Feynman-Diagramm für das vereinfachte DM-Modell

Um Signaturen Dunkler Materie an LHC-Experimenten zu erforschen, werden vereinfachte Modelle (engl. *simplified models*) [17] verwendet. Im Gegensatz zu umfassenden Modellen, die eine große Anzahl neuer Parameter einführen können, wie beispielsweise Super-Symmetrie, enthalten diese nur wenige Teilchen und Interaktionen und können als Grenzfall von komplexeren Modellen angesehen werden. Im einfachsten Fall wird nur ein Dunkle-Materie-Teilchen χ eingeführt, das über ein Mediator Teilchen Z' mit SM-Teilchen wechselwirkt. Die Anzahl der freien Parameter kann damit klein gehalten werden und es ist möglich, die damit erlangten Ergebnisse in komplexere Modelle umzudeuten. Der kleinste Satz an Parametern besteht aus den Massen der neuen Teilchen ($m_\chi, m_{Z'}$) und den Kopplungen des Mediators an Quarks, Leptonen und χ (g_q, g_ℓ, g_χ). Die Z' -Zerfallsbreite wird festgelegt, indem nur Zerfälle in Quarks, Leptonen und χ angenommen werden. Häufig werden in simulierten Ereignissen die Kopplungen auf standardisierte Werte fixiert und der Parameterraum in der $m_{Z'}-m_\chi$ -Ebene erforscht, [18] wodurch der Vergleich unter verschiedenen Experimenten ermöglicht wird.

In dieser Arbeit werden für diese Modelle nur Mediatoren mit Spin 1 (Axial-Vektor- oder Vektor-Mediator) untersucht, die in Assoziation mit einem hadronisch zerfallenden Vektorboson erzeugt werden. In Abbildung 2.7 wird ein Beispiel für ein Feynman-Diagramm für die assoziierte Produktion eines (Axial-)Vektor-Mediators $Z'_{A/V}$ mit einem Vektorboson V gezeigt, wobei der Mediator in unsichtbare Dunkle-Materie-Teilchen χ zerfällt.

2.3.2. Higgs-Portalmodell

In der Suche nach Dunkler Materie könnte das Higgs-Boson eine besondere Rolle im SM einnehmen, da es direkt an Teilchen der Dunklen Materie koppeln könnte. In diesen sogenannten Higgs-Portalmodellen, auch Unsichtbares-Higgs-Modell genannt, ist das Higgs-Boson der Mediator zwischen dem SM und dem dunklen Sektor. Damit in diesen Modellen das Higgs-Boson in ein Paar aus Dunkle-Materie-Teilchen zerfallen kann, muss für deren Masse die Relation $2m_\chi \leq m_H$ gelten. Diese Zerfälle würden sich durch ein erhöhtes Verzweungsverhältnis unsichtbarer Zerfälle des Higgs-Bosons $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$ bemerkbar machen. Im SM beträgt dieses Verzweungsverhältnis nur etwa 0,1 %, was

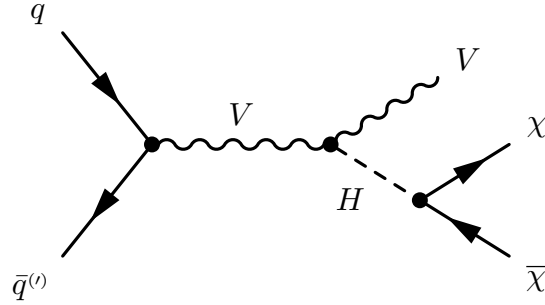


Abbildung 2.8.: Feynman-Diagramm für das Higgs-Portalmodell, in dem das Higgs-Boson mit einem Vektorboson produziert wird.

über den Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Z -Bosonen, die jeweils in ein Paar Neutrinos zerfallen, geschieht.

In Abbildung 2.8 wird ein Feynman-Diagramm des in dieser Arbeit untersuchten Kanals gezeigt, worin das Higgs-Boson H über die assoziierte Produktion mit einem Vektorboson V erzeugt wird und anschließend in ein Paar unbekannter Teilchen χ zerfällt.

2.3.3. Axion-artige Teilchen

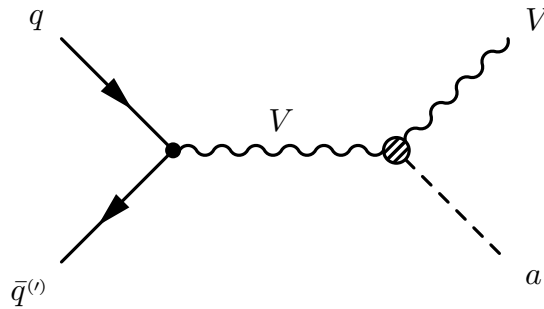


Abbildung 2.9.: Feynman-Diagramm für das ALP-Modell.

Um das starke CP-Problem zu lösen, wurde von Peccei und Quinn [19] eine Theorie vorgelegt, die die Lagrangedichte der QCD um eine globale, spontan gebrochene $U(1)$ Symmetrie erweitert. Als Folge dessen werden CP-verletzende Terme aufgehoben und ein weiteres Teilchen, das Axion, eingeführt. Viele andere Erweiterungen des SM führen globale, spontan gebrochene $U(1)$ Symmetrien ein und sagen die Existenz von Goldstone-Bosonen voraus, die dem Axion ähneln und daher *Axion-like particles* [20], ALPs, genannt werden. Neben der Lösung des starken CP-Problems stellen die ALPs auch einen guten Kandidaten für Teilchen der Dunklen Materie dar und könnten somit zwei Probleme auf einmal beheben.

Ein Beispiel eines Feynman-Diagramms des in dieser Arbeit betrachteten Prozesses ist in Abbildung 2.9 gezeigt. Darin koppelt das ALP a im Rahmen einer effektiven Feldtheorie an ein Vektorboson V . Die Parameter in diesem Modell sind die Masse m_a des ALP, die Kopplung $c_{\tilde{W}}$ zwischen V und a und die effektive Skala f_a .

3. ATLAS-Experiment

Der in dieser Arbeit untersuchte Datensatz wurde vom ATLAS-Detektor am *Large Hadron Collider* aufgezeichnet. In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau der wesentlichen Komponenten des *Large Hadron Colliders* und des ATLAS-Detektors beschrieben.

3.1. Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) [21] ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt der leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger und wird von der europäischen Organisation für Kernforschung CERN (von frz. *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) nahe der Stadt Genf an der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz betrieben. Er befindet sich in einem unterirdischen, etwa 26,7 km langen, nahezu kreisförmigen Tunnel in einer Tiefe von durchschnittlich etwa 100 m. Der LHC erlaubt die Beschleunigung von geladenen Teilchen auf vorher unerreichte Energien in zwei gegenläufigen Röhren, die an vier Orten zur Kollision gebracht werden können. Es können entweder Protonen oder schwere Ionen beschleunigt werden, womit die Kollisionsarten Proton-Proton (pp), Proton-Ion oder Ion-Ion möglich sind. Im Folgenden und in dieser Arbeit werden jedoch ausschließlich pp -Kollisionen betrachtet. Während der ersten Betriebsphase zwischen 2009 und 2013 wurde die Schwerpunktsenergie von zunächst $\sqrt{s} = 7$ TeV auf später (ab 2012) 8 TeV gesteigert. In den Jahren 2015 bis 2018 (*Run-2*) wurden Protonen auf eine Energie von 6,5 TeV beschleunigt, was einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV entspricht.¹ Die maximale Luminosität in diesem Zeitraum beträgt $1,9 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [22].

In Abbildung 3.1 ist der Beschleunigerkomplex des CERN mit relevanten Komponenten und Experimenten des LHC schematisch dargestellt.² An dessen Anfang werden Protonenpakete vom LINAC2 in den PS Booster eingespeist, bevor sie über Proton Synchrotron (PS) und Super Proton Synchrotron (SPS) in den LHC geleitet werden. Ein Protonenpaket (engl. *bunch*) enthält bis zu $1,1 \cdot 10^{11}$ Protonen. In den zwei getrennten Strahlröhren des LHC umlaufen gegenläufig jeweils bis zu 2544 Bunches mit einem zeitlichen Abstand von 25 ns. An den vier Strahlkreuzungsorten befinden sich die Detektoren der vier großen Experimente ALICE [23], ATLAS [24], CMS [25] und LHCb [26], mit deren Hilfe die bei den Kollisionen entstehenden Teilchen untersucht werden können.

¹Die Schwerpunktsenergie konnte in 2022 abermals erhöht werden auf gegenwärtig 13,6 TeV und ist damit nahe dem Zielwert von $\sqrt{s} = 14$ TeV. In dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich der Datensatz von 2015–2018 verwendet.

²Stand 2018

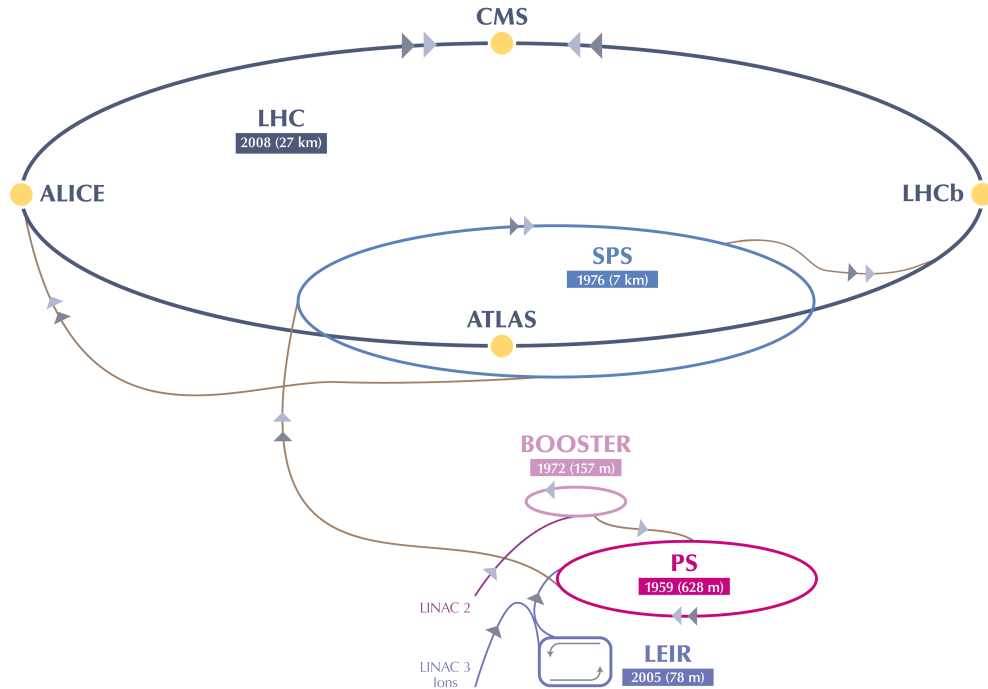


Abbildung 3.1.: Schematische Übersicht des LHC mit beteiligten Vorbeschleunigern und Detektoren in 2018. Abbildung basiert auf [27].

Nach geplanten Umbaumaßnahmen am LHC und den beteiligten Vorbeschleunigern und Detektoren soll voraussichtlich ab 2029 die Datenaufnahme des *High-Luminosity LHC* beginnen. Dabei soll die Luminosität auf über $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gesteigert werden und schließlich ein Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $3000\text{--}4000 \text{ fb}^{-1}$ aufgenommen werden, bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV. [28]

3.2. ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (*A Toroidal LHC ApparatuS*) ist neben dem CMS-Detektor (*Compact Muon Solenoid*) einer der beiden Vielzweckteilchendetektoren am LHC. Die größten Ziele und Aufgaben des ATLAS-Detektors sind die präzise Vermessung von Parametern des SM und die Suche nach Physik jenseits des SM. Er ist zylinderförmig um den Kollisionspunkt herum aufgebaut und hat eine Länge von 44 m und eine Breite von 25 m. Eine computergenerierte Visualisierung ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Darin sind die einzelnen Komponenten zu erkennen, mit denen die Energien und Impulse der sichtbaren Teilchen gemessen werden, die bei den Teilchenkollisionen entstehen. Der Innere Detektor (ID) besteht aus Spurdetektoren und befindet sich in einem Solenoidmagnetfeld als innerste Detektorlage direkt um den Kollisionspunkt herum. Seine Aufgabe ist Bestimmung der Impulse von geladenen Teilchen. Die Kalorimeter bilden die nächste Lage und umschließen

den ID. Sie sind darauf ausgelegt Elektronen, Photonen und Hadronen zu stoppen, um deren Energie zu messen. Da Myonen gewöhnlich die Kalorimeter ohne großen Energieverlust passieren, ist das Myonspektrometer die äußerste Komponente des Detektors und bestimmt mithilfe von Spurdetektoren und einem Toroidmagnetfeld die Impulse von Myonen.

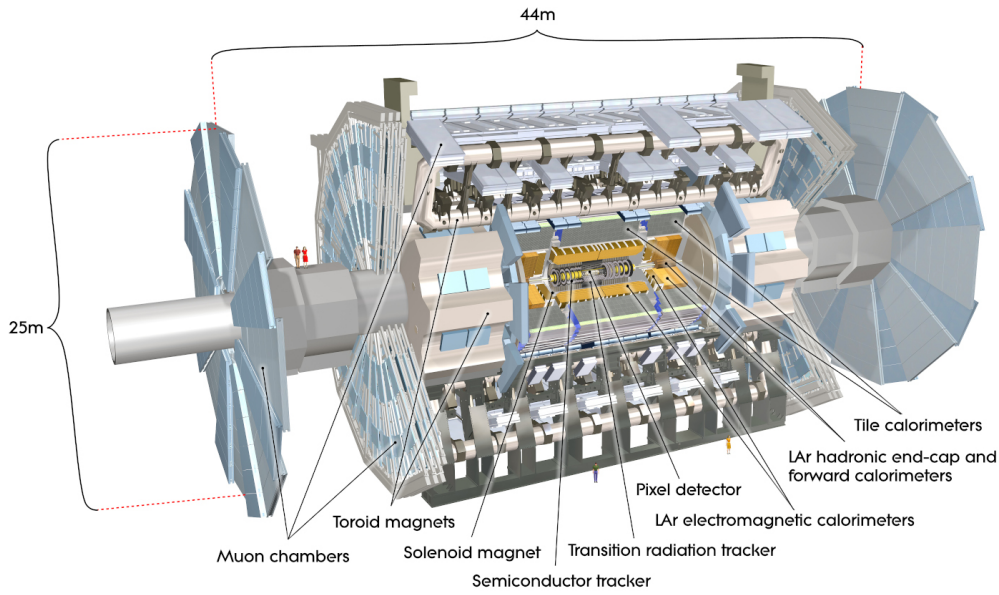


Abbildung 3.2.: Computergenerierte Übersicht des ATLAS-Detektors mit seinen Komponenten. [29]

3.2.1. ATLAS-Koordinatensystem

Die Grundlage des ATLAS-Koordinatensystems ist ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung am Strahlkreuzungsort, von dem die x -Achse zum Zentrum des LHC, die y -Achse nach oben und die z -Achse entlang des Strahls zeigen. Aufgrund der zylindrischen Bauart und der Tatsache, dass der longitudinale Impuls der kollidierenden Quarks und Gluonen unbekannt ist, werden üblicherweise sphärische Koordinaten (θ, ϕ, z) verwendet, mit dem Azimutwinkel ϕ in der Transversalebene – aufgespannt von x und y – und dem Polarwinkel θ . Anstelle von θ wird häufig die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

verwendet, die für $E \gg m$ näherungsweise der Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

entspricht. Differenzen von Rapiditäten Δy sind invariant unter Lorentz-Boosts entlang der z -Achse, wodurch sich der unbekannte longitudinale Impuls nicht auf Δy auswirkt. Für die Beschreibung von räumlichen Abständen zwischen zwei Teilchen wird die häufig gebräuchliche Größe ΔR verwendet, die definiert ist als

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}.$$

Von großer Bedeutung ist der Transversalimpuls $\vec{p}_T = (p_x, p_y)$ eines Teilchens, der in der Transversalebene definiert ist und daher nur die x - und y -Impulskomponenten des Gesamtimpulses enthält. Oft wird lediglich der Betrag von $\vec{p}_T$ verwendet:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

3.2.2. Innerer Detektor

Der Innere Detektor ist der dem Kollisionspunkt am nächsten gelegene Teil des ATLAS-Detektors und ist für die Messung von geladenen Teilchen verantwortlich. Mithilfe der gemessenen Spuren der geladenen Teilchen ist es möglich den genauen Ort der Kollision zu bestimmen. Der ID besteht aus den Komponenten Pixeldetektor, Siliziumstreifenspurdetektor (*Silicon Micro-Strip Semiconductor Tracker*, SCT) und dem Übergangsstrahlungsspurdetektor (*Transition Radiation Tracker*, TRT) und ist von einem 2 T starken Solenoid-Magnetfeld umgeben.

Eine computergenerierte Ansicht des ID mit seinen Komponenten ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Pixeldetektor: Der Strahlröhre am nächsten gelegen ist der Pixeldetektor, der aus vier konzentrischen Lagen (*Barrels*) – inklusive des zwischen Run-1 und Run-2 installierten *Insertable B-Layer* (IBL) [30] – und jeweils drei scheibenförmige Lagen (*Endcaps*) an den Enden besteht und einen η -Bereich von $|\eta| < 2,5$ abdeckt. Insgesamt sind etwa 92 Millionen Pixel mit einer Größe von $50\,\mu\text{m} \times 400\,\mu\text{m}$ ($50\,\mu\text{m} \times 250\,\mu\text{m}$ für IBL) im Einsatz.

SCT: Die mittlere Komponente des ID ist ein Halbleiterspurdetektor, der aus vier Barrels und 2×9 Endcaps aufgebaut ist und ebenfalls einen η -Bereich von $|\eta| < 2,5$ abdeckt. Jedes Barrel hat zwei Detektorlagen, sodass jedes geladene Teilchen etwa acht Treffer (*hits*) im SCT erzeugt. Die Siliziumstreifen haben einen Abstand von $80\,\mu\text{m}$ und die Anzahl der Auslesekanäle beträgt etwa 6,3 Millionen.

TRT: Der Übergangsstrahlungsspurdetektor ist der äußerste Teil des ID und besteht aus etwa 300 000 gasgefüllten Driftröhren mit jeweils 4 mm Durchmesser. Der η -Bereich beträgt hier $|\eta| < 2,0$. Jedes geladene Teilchen, das den TRT vollständig durchquert, erzeugt über 30 Hits. Elektronen emittieren aufgrund von Polypropylenlagen zwischen den Röhren Übergangstrahlung, was eine Unterscheidung zu schwereren Teilchen ermöglicht.

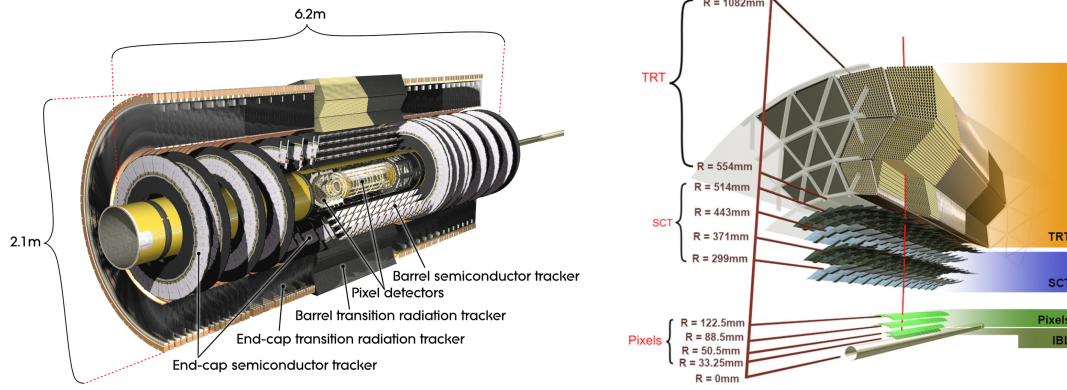


Abbildung 3.3.: Computergenerierte Ansicht des Inneren Detektors und Querschnitt durch einen Sektor im zentralen Bereich. [31, 32]

3.2.3. Kalorimeter

Das Kalorimetersystem liegt um den ID herum und hat die Aufgabe die Energien von Elektronen, Photonen und Hadronen zu messen. Es besteht aus zwei Komponenten, dem elektromagnetischen (eCal) und dem hadronischen Kalorimeter (hCal). Sie sind in *Sampling*-Bauweise aufgebaut, das bedeutet, dass abwechselnd Absorbermaterial und aktives Material verbaut sind. Die Absorber sorgen durch ihre hohe Dichte dafür, dass die Teilchen elektromagnetische und hadronische Schauer bilden, deren Energie im aktiven Material durch Ionisation bzw. Szintillation gemessen werden kann. Ähnlich wie der ID sind auch die Kalorimeter aus zylindrischen Barrels aufgebaut, die von scheibenförmigen Endcaps abgeschlossen werden. Das gesamte Kalorimetersystem deckt einen η -Bereich von $|\eta| < 4,9$ ab. Durch eine Aufteilung in einzelne Zellen in η - und ϕ -Richtung ist eine grobe Ortsbestimmung möglich.

Eine computergenerierte Ansicht des Kalorimetersystems ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Elektromagnetisches Kalorimeter: Im eCal kommen flüssiges Argon (*Liquid Argon*, LAr) als aktives Material und Blei als Absorber zum Einsatz. Es ist unterteilt in die Teile Barrel ($|\eta| < 1,475$) und Endcap ($1,375 < |\eta| < 3,2$) und hat im Barrel (Endcap) eine Dicke von 22 (24) Strahlungslängen X_0 . Die primäre Aufgabe des eCal ist die Energiemessung von Elektronen und Photonen, die im Vergleich zu Hadronen deutlich weniger tief in das Detektormaterial eindringen können, weshalb sich das eCal näher an der Strahlachse befindet.

Hadronisches Kalorimeter: Das hCal ist im Barrel ($|\eta| < 1,7$) aus Stahl und Kacheln aus Plastiksintillator aufgebaut und hat eine Dicke von 9,7 Wechselwirkungslängen λ . Für die Endcaps ($1,375 < |\eta| < 3,2$) werden LAr und Kupferplatten verwendet. Die LAr-Vorwärtskalorimeter (fCal) decken schließlich den Vorwärtsbereich ($3,1 < |\eta| < 4,9$) ab und bestehen aus drei Segmenten. Das erste enthält Kupferabsorber für elektromagnetische Schauer und die anderen beiden enthalten Wolframabsorber für

hadronische Schauer. Endcaps und fCal haben eine Dicke von etwa 10λ . Das hCal hat die Aufgabe die Energien von Hadronen zu messen und hat entsprechend größere Ausmaße als das eCal, das vom hCal umschlossen ist.

Durch die Aufteilung der Kalorimeter in Zellen und Barrel-Lagen können Teilchenschauerprofile rekonstruiert werden, wodurch eine Identifikation der verschiedenen Teilchen aufgrund ihrer Wechselwirkungsverhalten möglich wird.

Die planmäßige Energieauflösung für Teilchen mit Energie E in GeV beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\%, \quad \frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%, \quad \frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$$

für das eCal, hCal (Barrel und Endcap) bzw. fCal. [24]

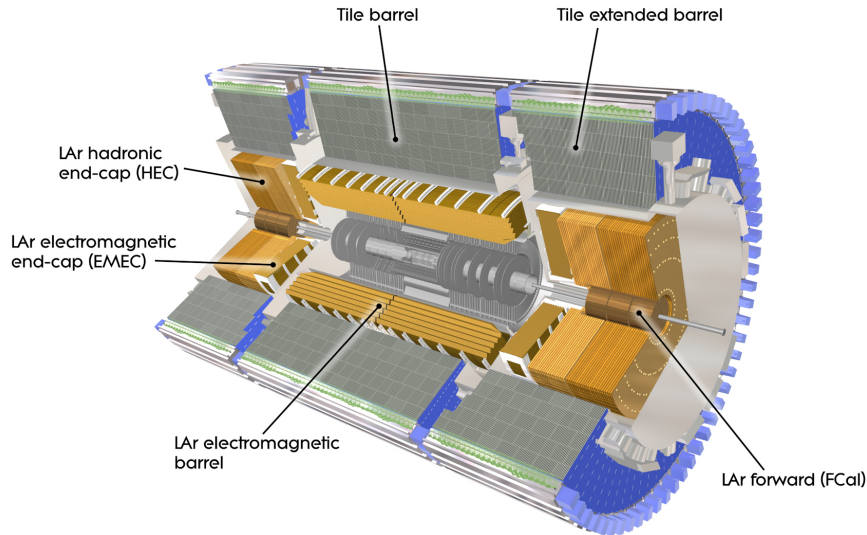


Abbildung 3.4.: Computergenerierte Ansicht der Kalorimeter. [33]

3.2.4. Myonspektrometer

Die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors ist das Myonspektrometer (MS), da Myonen weitgehend ohne großen Energieverlust durch den ID und die Kalorimeter fliegen. Die Flugbahnen werden durch die toroidalen Magnetfelder gekrümmt, was eine präzise Impulsmessung der Myonen erlaubt. Eine graphische Darstellung des MS mit seinen Komponenten ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Für die Spurrekonstruktion im Bereich von $|\eta| < 2,7$ werden *Monitored Drift Tubes* (MDT) und *Cathode Strip Chambers* (CSC) verwendet. Eine weitere Aufgabe des MS ist auf Myonspuren zu triggern (siehe dazu den nachfolgenden Abschnitt 3.2.5), wofür *Resistive Plate Chambers* (RPC) und *Thin*

Gap Chambers (TGC) im Einsatz sind, die einen Bereich von $|\eta| < 2,4$ abdecken und außerdem zusätzliche Informationen zur Spurrekonstruktion liefern.

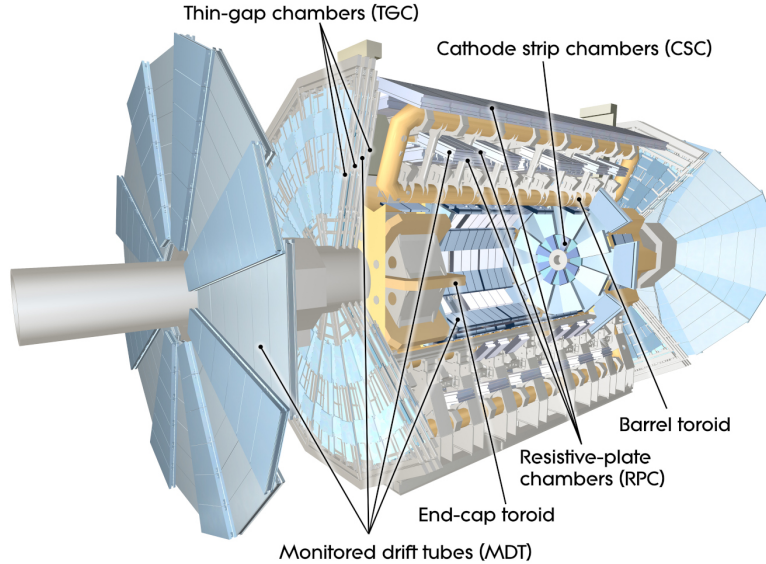


Abbildung 3.5.: Computergenerierte Ansicht des Myonspektrometers. [34]

3.2.5. Triggersystem und Datenaufnahme

Mit einem Bunchabstand von 25 ns ergibt sich eine Ereignisrate von theoretisch bis zu 40 MHz. Das entspräche einer Datenrate von $\mathcal{O}(10)$ TB/s. Da das Abspeichern dieser enormen Datenmenge nicht möglich ist, muss eine automatisierte Auswahl von *interessanten* Ereignissen getroffen. Genau dies ist die Aufgabe des Trigger- und Datenaufnahmesystems (TDAQ), das schematisch in Abbildung 3.6 gezeigt ist.

Das TDAQ ist in den Hardware-basierten *Level-1*-Trigger (L1) und den Software-basierten *High-Level-Trigger* (HLT) aufgeteilt. Der L1-Trigger hat Zugriff auf grobe Informationen aus den Kalorimetern (L1Calo) oder dem Myonspektrometer (L1Muon). Mit dem L1Topo-Trigger [35] ist es möglich die Informationen aus beiden Teilen zu kombinieren und somit Entscheidungen auch basierend auf der Geometrie der Trigger-Objekte zu treffen. Die Pfade im L1-Trigger laufen schließlich im *Central Trigger Processor* (CTP) zusammen, in dem die finale L1-Trigger-Entscheidung getroffen wird. Die Ereignisrate wird an dieser Stelle bereits auf etwa 100 kHz reduziert. Jedes von L1 akzeptierte Ereignis wird im *Read-Out System* zwischengespeichert, für die jeweils interessante Detektorregionen (*Regions of Interest*, RoI) definiert und an den HLT gesendet werden. Dort werden mit Algorithmen, die nahe an der *offline*-Rekonstruktion liegen, Objekte aus Informationen des gesamten Detektors rekonstruiert, um darauf basierend die finale Entscheidung für das Abspeichern des Ereignisses zu treffen. Die Rate der gespeicherten Ereignisse beträgt dann nur noch wenige Hundert bis etwa Eintausend pro Sekunde.

Prescale: Für verschiedene Physiksignaturen werden unterschiedliche Trigger definiert. Es gibt beispielsweise für Signaturen mit Elektronen Elektron-Trigger mit unterschiedlichen Elektron- p_T -Schwellen. Trigger mit niedrigen Schwellen haben erwartungsgemäß eine höhere Effizienz, aber auch eine höhere Rate. Ist die Rate zu hoch, kann entschieden werden nicht jedes akzeptierte Ereignis zu speichern (*Prescale*). Ein Prescale von 10 bedeutet zum Beispiel, dass nur jedes zehnte akzeptierte Ereignis gespeichert wird.

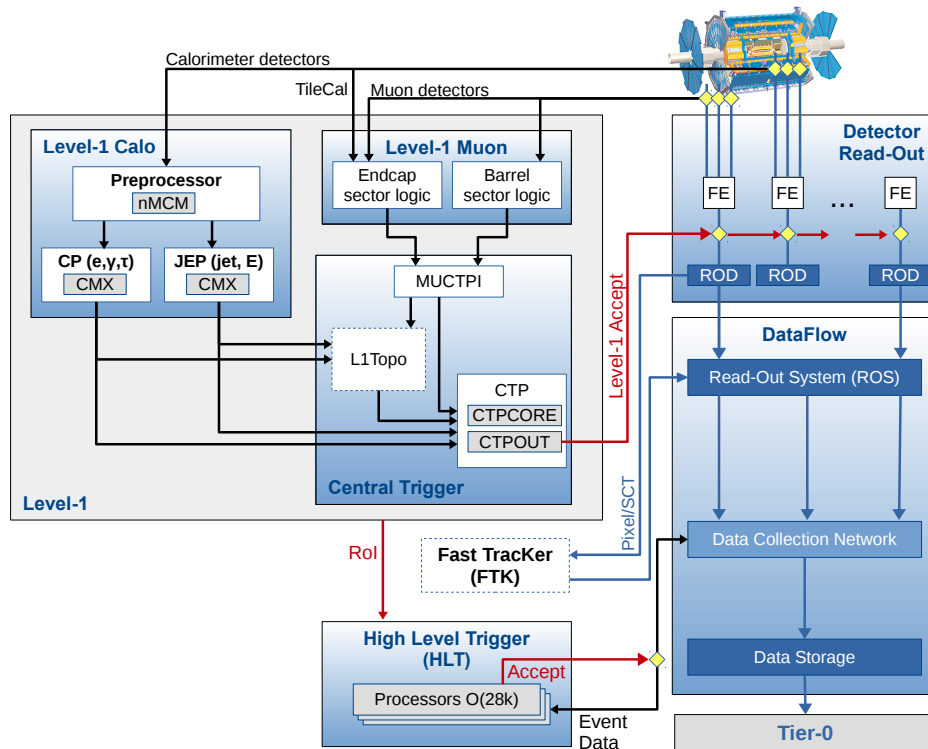


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung des ATLAS-TDAQ-Systems für Run-2. [36]

3.2.6. Luminositätsmessung

Die Messung der Luminosität geschieht primär durch den LUCID2 [37] (*L*uminosity *C*herenkov *I*ntegrating *D*etector) und wird ergänzt durch Messungen des BCM [38] (*B*eam *C*onditions *M*onitor) und Methoden, die Spuren aus dem ID verwenden oder auf Eigenschaften der Kalorimeter basieren. Alle Informationen zur Luminositätsmessung sind detailliert in [22] zu finden.

4. Phänomenologie und Analyseüberblick

In diesem Kapitel werden die Phänomenologie der Proton-Proton-Kollisionen und die Produktionskanäle des Higgs-Bosons am LHC beschrieben. Darauf folgt eine kurze Übersicht über die wichtigsten Konzepte dieser Analyse, bevor sie in den nachfolgenden Kapiteln umfassend behandelt werden.

4.1. Proton-Proton-Kollisionen

Protonen sind aus Quarks und Gluonen zusammengesetzte Teilchen. Die Bestandteile der Protonen werden als Partonen bezeichnet. Die Beschreibung der Wechselwirkung bei pp -Kollisionen ist daher komplizierter als bei Kollisionen von Elementarteilchen, wie beispielsweise e^+e^- -Streuung. Denn bei der harten Streuung interagieren nicht die Protonen als ganzes, sondern nur einzelne Quarks und Gluonen. Da die Partonen Bestandteile der Protonen sind, trägt jedes nur einen Teil des Protonimpulses. Die Partonverteilungsfunktionen (PDFs¹) $f_{a/h}(x, Q^2)$ geben auf einer Skala Q^2 die Wahrscheinlichkeit an ein Parton des Flavours a mit einem Impulsanteil x in einem Hadron h (hier Proton) zu finden. [39] In Abbildung 4.1 werden beispielhaft Proton-PDFs für die Skalen $Q^2 = 10 \text{ TeV}^2$ und $Q^2 = 10^4 \text{ TeV}^2$ gezeigt. PDFs können nicht perturbativ berechnet werden, sondern werden experimentell bestimmt, überwiegend aus Daten tief-inelastischer Streuung, Drell-Yan- und Jet-Produktion von Experimenten an Tevatron², HERA³ und LHC. Es gibt mehrere Forschungsgruppen die regelmäßig PDF-Sätze bestimmen und veröffentlichen, unter anderen NNPDF [40], CTEQ/CT [41] und MSTW/MMHT [42], deren PDFs auch in dieser Arbeit verwendet werden.

Für die Simulation von pp -Kollisionen ist die Berechnung von Wirkungsquerschnitten essentiell. Der Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten Prozess in pp -Kollisionen $pp \rightarrow X$ hängt auch von den PDFs ab und kann nach dem Faktorisierungstheorem als

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F) f_b(x_b, \mu_F) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R)$$

geschrieben werden, mit der Faktorisierungsskala μ_F , der Renormierungsskala μ_R , den PDFs $f_{a,b}$ und dem partonischen Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$.

¹Von engl. *parton distribution function*, PDF.

²Proton-Antiproton-Collider am *Fermi National Accelerator Laboratory* in Illinois, USA.

³Elektron-Proton-Collider am Forschungszentrum DESY in Hamburg.

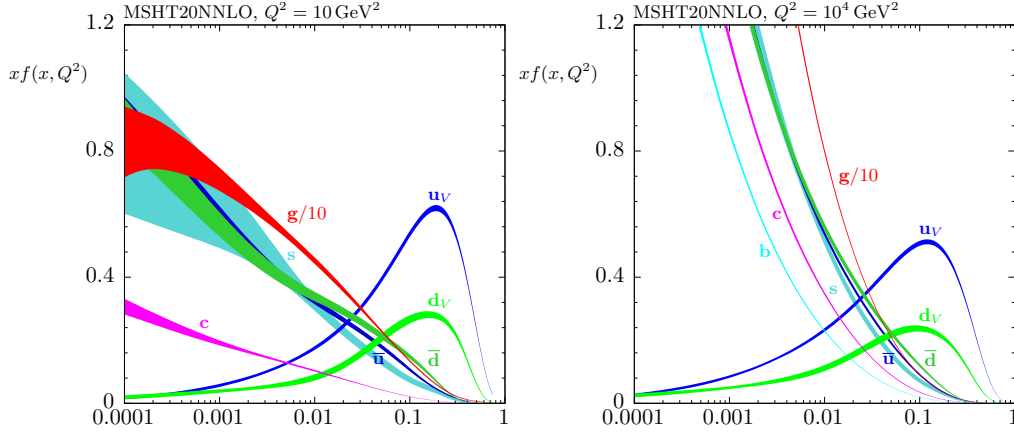


Abbildung 4.1.: PDFs für $Q^2 = 10 \text{ TeV}^2$ und $Q^2 = 10^4 \text{ TeV}^2$ von MMHT [43].

Ein Proton ist aus mehreren Partonen aufgebaut und der physikalisch interessante Prozess bei pp -Kollisionen ist typischerweise die harte Streuung von je einem Parton aus den beiden Protonen. Neben diesen Partonen der harten Streuung können aber auch die anderen Partonen aus den sogenannten Protonresten miteinander wechselwirken. Die dabei erzeugten Teilchen und die Protonreste selbst können dadurch einen signifikanten Transversalimpuls tragen und im Detektor registriert werden. Diese und weitere ähnliche Effekte werden als *Underlying Event* bezeichnet und erzeugen typischerweise niederenergetische Signaturen im Detektor, die in der Summe signifikant werden können und daher bei der Simulation berücksichtigt werden müssen.

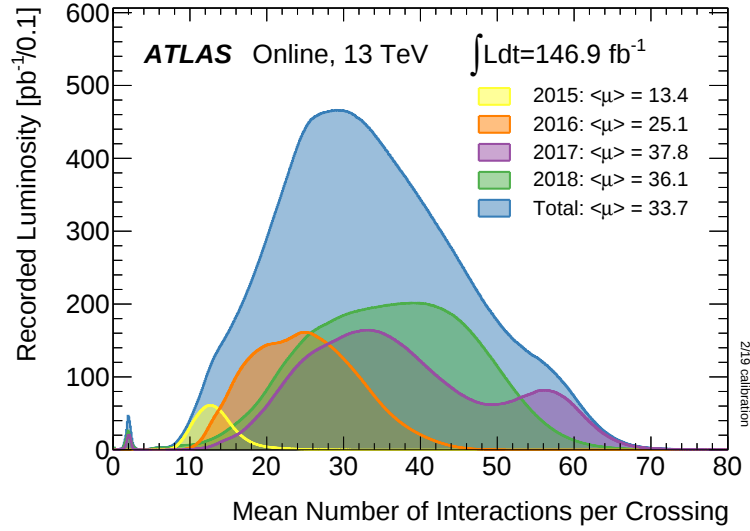
Davon zu unterscheiden ist der *Pile-Up*-Effekt, der die Überlagerung mehrerer pp -Kollisionen im Detektor beschreibt. Während der Datennahme von 2015 bis 2018 kam es in jeder Bunch-Kollision durchschnittlich zu etwa 20–40 pp -Kollisionen, wie in Abbildung 4.2a dargestellt. Diese Art Pile-Up wird als *in-time pile-up* bezeichnet. Außerdem können sich aufgrund des kurzen zeitlichen Bunch-Abstands von nur 25 ns die pp -Kollisionen und deren Detektorsignale auch zeitlich überlagern, sodass Teilchen aus vorherigen Bunch-Kollisionen in den nachfolgenden auftreten können, was daher als *out-of-time pile-up* bezeichnet wird.

Eine wichtige Größe bei pp -Kollisionen ist die Luminosität $\mathcal{L}$, die für einen konkreten Prozess die Ereignisrate $\dot{N}$ mit dem Wirkungsquerschnitt σ verknüpft: $\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma$. Die Luminosität an Ringbeschleunigern hängt von Beschleunigerparametern ab und kann mit

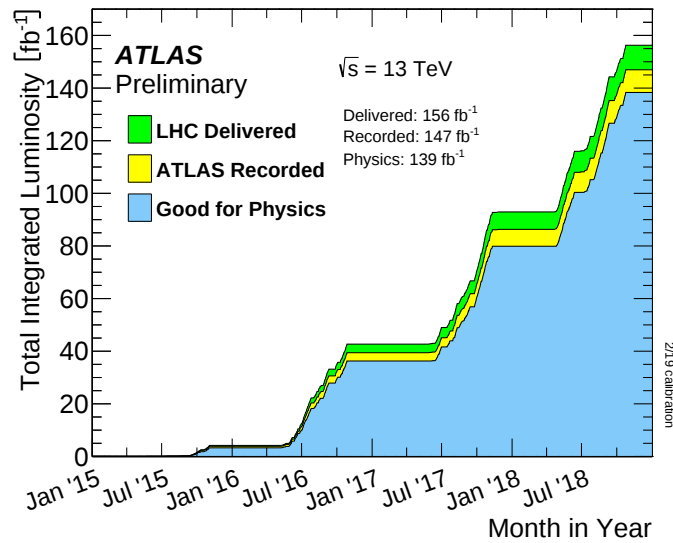
$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f \gamma_r}{2\pi \epsilon_n \beta^*} F$$

berechnet werden. Darin enthalten sind die Anzahl Protonen pro Bunch N_b , die Anzahl Bunches pro Strahl n_b , die Umlauffrequenz f , der relativistische Gammafaktor γ_r , die normierte transversale Strahlemittanz ϵ_n , die β -Funktion am Kollisionspunkt β^* und der geometrische Reduktionsfaktor F aufgrund des Kreuzungswinkel der beiden Strahlen. [21]

Abbildung 4.2b zeigt die integrierte Luminosität, die vom LHC geliefert, von ATLAS aufgenommen und als geeignet für Analysen eingestuft wurde.



(a)



(b)

Abbildung 4.2.: (a) Durchschnittliche Anzahl an Wechselwirkungen pro Bunch-Kollision für die einzelnen Jahre 2015 bis 2018 inklusive aufgezeichneter Luminosität. [44] (b) Verlauf der integrierten Luminosität in den Jahren 2015 bis 2018. Vom LHC gelieferte Luminosität in grün, davon von ATLAS aufgenommen in gelb und davon geeignet für Analysen (*Good for Physics*) in blau. [44]

4.2. Higgs-Boson-Produktion am LHC

Das Higgs-Boson kann in verschiedenen Kanälen in pp -Kollisionen am LHC produziert werden. Eine Auswahl von Feynman-Diagrammen der wichtigsten Produktionskanäle ist in Abbildung 4.3 zusammengestellt. Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Produktionskanäle als Funktion der LHC Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

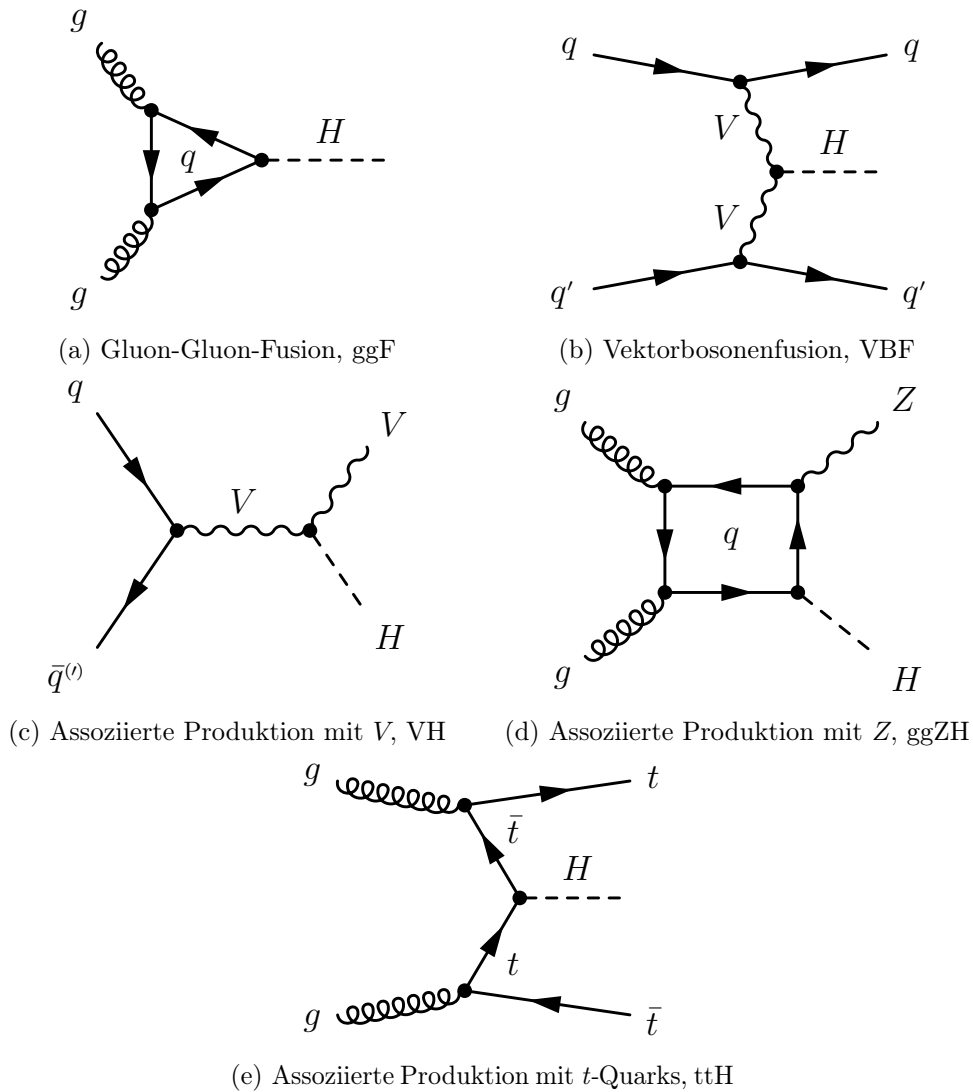


Abbildung 4.3.: Ausgewählte Feynman-Diagramme für die wichtigsten Produktionskanäle des Higgs-Boson in pp -Kollisionen.

Gluon-Gluon-Fusion, ggF: Den höchsten Wirkungsquerschnitt hat die Gluon-Gluon-Fusion (Diagr. 4.3a), bei der zwei Gluonen aus den Protonen eine Quarkschleife

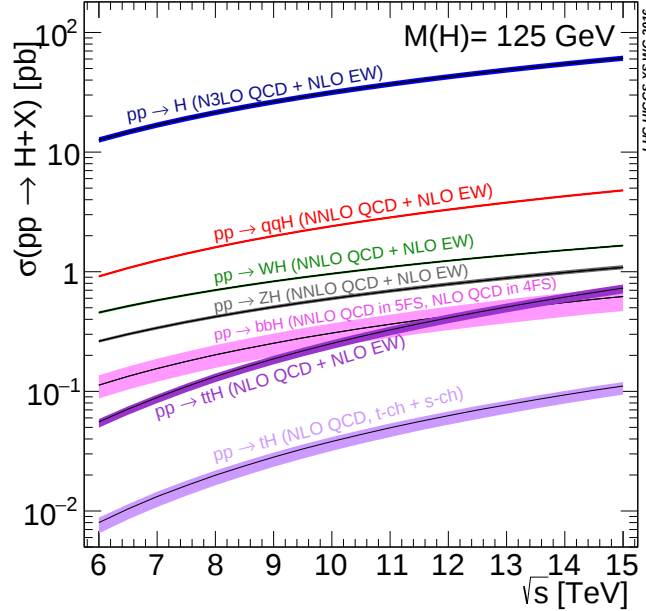


Abbildung 4.4.: Die Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte verschiedener Produktionskanäle als Funktion der LHC Schwerpunktsenergie. [45]

bilden, worüber das Higgs-Boson erzeugt wird. Da die Kopplung der Teilchen an das Higgs-Boson proportional zur Teilchenmasse ist, enthält die Quarkschleife gewöhnlich schwere Quarks (t, b).

Vektorbosonenfusion, VBF: Die Vektorbosonenfusion (Diagr. 4.3b) hat den zweithöchsten Wirkungsquerschnitt und beschreibt die Erzeugung des Higgs-Boson mittels Fusion zweier Vektorbosonen ($V = W/Z$). Von den zwei auslaufenden Quarks zeigt typischerweise eines deutlich in den Vorwärtsbereich und bildet somit eine für VBF charakteristische Detektorsignatur.

Assoziierte Produktion mit V , VH: Hierbei wird ein Vektorboson V erzeugt, das ein Higgs-Boson abstrahlt und daher auch Higgs-Strahlung genannt wird (Diagr. 4.3c). Der Wirkungsquerschnitt von VH ist niedriger als bei den beiden vorher genannten Prozessen, kann aber durch die V -Zerfallsprodukte gut selektiert werden. VH beinhaltet Beiträge aus $(gg)ZH$ (Diagr. 4.3d), in denen Z und H über eine Quarkschleife mit Gluonen im Anfangszustand erzeugt werden.

Assoziierte Produktion mit t -Quarks, ttH: Die assoziierte Produktion mit einem $t\bar{t}$ -Paar (Diagr. 4.3e) hat einen vergleichsweise niedrigen Wirkungsquerschnitt, da die Produktion von realen t -Quarks im Endzustand stark unterdrückt ist.

Andere Produktionskanäle wie die assoziierte Produktion mit einem einzelnen t -Quark oder zwei b -Quarks werden in dieser Arbeit nicht betrachtet.

4.3. Analyseüberblick

Die Kernaufgabe in dieser Analyse ist die Suche nach Dunkler Materie, die in pp -Kollisionen zusammen mit einem Vektorboson erzeugt wird und den Detektor unsichtbar verlässt. Daher sind einzig die Zerfallsprodukte des Vektorbosons im jeweiligen Ereignis sichtbar, wobei hier nur der hadronische Zerfallskanal betrachtet wird. Die erwarteten Ereigniszahlen aus Simulationen werden zusammen mit verschiedenen Signalmodellen mit den tatsächlichen Ereigniszahlen aus den gemessenen Daten verglichen, um Aussagen über die Existenz von Dunkler Materie bzw. über Parameter der betrachteten Modelle treffen zu können.

Das wichtigste Signalmodell in dieser Arbeit ist das Higgs-Portalmodell, in dem das Higgs-Boson in Assoziation mit einem hadronisch zerfallenden Vektorboson produziert wird und anschließend in unsichtbare Teilchen, zum Beispiel Dunkle Materie, zerfällt, $V(\text{had.})H(\text{uns.})$. Weitere untersuchte Signalmodelle sind vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle und ein ALP-Modell.

Da nur der hadronische Zerfallskanal des Vektorbosons betrachtet werden soll, enthalten die für diese Arbeit interessanten Ereignisse daher keine geladenen Leptonen und mindestens einen hadronischen Teilchenschauer (engl. *jet*), der aus der Hadronisierung der Zerfallsprodukte des Vektorbosons entsteht, $V \rightarrow \text{had.}$. Die für den Detektor unsichtbaren Dunkle-Materie-Teilchen sorgen für eine signifikante Summe der Jet-Transversalimpulse, was als *fehlende Transversalenergie* (E_T^{miss}) bezeichnet wird und in Abschnitt 6.7 näher beschrieben wird.

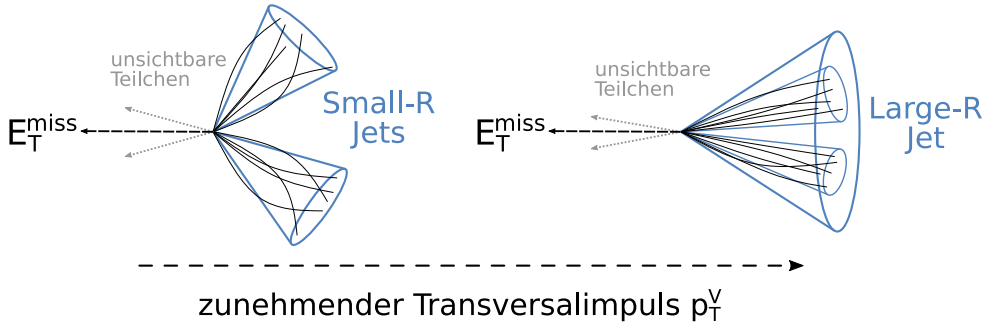


Abbildung 4.5.: Abhängig vom Transversalimpuls des Vektorbosons p_T^V werden die hadronischen Zerfallsprodukte entweder als zwei Small- R -Jets (links) oder ein Large- R -Jet (rechts) rekonstruiert. Unsichtbare Teilchen auf der gegenüberliegenden Seite verursachen fehlende Transversalenergie E_T^{miss} .

Für die grundlegende Strategie, Signalereignisse mit hoher Effizienz zu selektieren und gleichzeitig Untergrundereignisse zu unterdrücken, ist es notwendig das Vektorboson über seine Zerfallsprodukte zu rekonstruieren, was schematisch in Abbildung 4.5 dargestellt wird. Das Vektorboson zerfällt in zwei Quarks, die typischerweise jeweils einen Jet bilden. Wie diese wiederum rekonstruiert werden, hängt jedoch vom Transversalimpuls p_T^V des

Vektorbosons ab. Bei niedrigem Transversalimpuls sind die zwei Jets räumlich gut separiert und können daher jeweils als ein Jet mit kleinem Radius (Small- R -Jet) rekonstruiert werden – im Diagramm links dargestellt. Mit steigendem p_T^V rücken die zwei Jets immer dichter zusammen, was eine Unterscheidung in zwei individuelle Objekte zunehmend schwieriger oder gar unmöglich macht. Aus diesem Grund wird in diesem Falle versucht, die zwei Jets als einen Jet mit großem Radius (Large- R -Jet) zu rekonstruieren. Im Diagramm rechts ist gezeigt, wie die zwei Quark-Jets mit kleinem Radius von einem Large- R -Jet eingeschlossen werden und zwei Subjets bilden, die zu nahe beieinander liegen um als getrennte Small- R -Jets rekonstruiert zu werden. Die Ereignistopologie, in der die Quark-Jets als Large- R -Jet rekonstruiert werden, wird als *merged*⁴ und anderenfalls als *resolved*⁵ bezeichnet. Räumlich gegenüber den Jets verlassen die unsichtbaren Teilchen unerkannt den Detektor und können somit fehlende Transversalenergie (E_T^{miss}) erzeugen.

Diesen Überlegungen folgend, werden daher in den Signalregionen Ereignisse mit hoher fehlender Transversalenergie, ohne geladene Leptonen (e, μ, τ) und entweder einem Large- R -Jet oder zwei Small- R -Jets, verträglich mit einem hadronisch zerfallenden Vektorboson, selektiert. Der letzte Aspekt bedeutet in erster Linie, dass die invariante Masse des Large- R -Jets bzw. des Systems aus den zwei Small- R -Jets (*Dijet*) in einem Bereich um die W - oder Z -Masse liegen muss. Mit dieser Forderung können die Untergrundereignisse stark unterdrückt werden, da diese im Gegensatz zu den Signalereignisse im Allgemeinen keine charakteristische Massenverteilung aufweisen.

Die wichtigsten in dieser Selektion verbleibenden Untergrundprozesse sind $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$, $W(\ell\nu) + \text{Jets}$, $t\bar{t}$ und Diboson ($WW/WZ/ZZ(+\text{Jets})$). Für die ersten drei wird in eigens konstruierten Kontrollregionen versucht, Normierung und Form der Untergründe in einem semi-datenbasierten Ansatz zu bestimmen, während die anderen Untergrundabschätzungen ausschließlich auf Simulationen basieren. Auch wenn bei den $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ und $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ Untergründen kein hadronisch zerfallendes Vektorboson auftritt, können sie selektiert werden, wenn die Jets zufällig passende Eigenschaften haben, wodurch sie gepaart mit einem hohen Wirkungsquerschnitt die wichtigsten Untergründe darstellen. Die Schwierigkeit beim Hauptuntergrund $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ ist zudem, dass es praktisch unmöglich ist eine Kontrollregionsselektion zu finden, die mit $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Ereignissen angereichert ist ohne gleichzeitig mit Signalereignissen kontaminiert zu sein und eine ausreichend hohe Ereignisanzahl aufweist. Daher werden Ereignisse selektiert, in denen ein Z -Boson in zwei Elektronen oder zwei Myonen zerfällt. Werden diese Leptonen nun als unsichtbare Teilchen betrachtet, sind die Prozesse $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ und $Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$ kinematisch identisch, womit sich die $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ -Kontrollregion zur approximativen Untersuchung des $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ -Untergrunds verwenden lässt. Für die $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ - und $t\bar{t}$ -Untergründe werden mit derselben Überlegung Kontrollregionen mit genau einem Myon definiert.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Analyse sind die systematischen Unsicherheiten, die aus der Rekonstruktion, Selektion und Simulation der Ereignisse stammen und in Kapitel 9 genauer beschrieben werden. Die Kontrollregionen werden neben der Normierung der

⁴engl. merged: überlagert, zusammengefügt, verschmolzen

⁵engl. resolved: aufgelöst

Untergründe auch für die Einschränkung der systematischen Unsicherheiten verwendet (engl. *profiling*), wodurch die Sensitivität der Analyse deutlich erhöht werden kann.

Schließlich werden die simulierten Ereignisse gleichzeitig in allen Signal- und Kontrollregionen in Wertebereichen (engl. *bins*) von E_T^{miss} an die gemessenen Daten angepasst, wobei systematische und statistische Unsicherheiten der Simulationen als Störparameter berücksichtigt werden. Dabei wird für die Signalmodelle ein flacheres Spektrum als bei den Untergründen erwartet, was sich bei der Existenz des Signals in einer Erhöhung in den Daten im Vergleich zur Untergrunderwartung bei höheren E_T^{miss} -Werten äußern würde. Mittels Hypothesentests können abschließend Aussagen über Eigenschaften der betrachteten Signalmodelle und deren Parameter getroffen werden.

Die in dieser Arbeit erbrachten Ergebnisse flossen in die ATLAS-Veröffentlichung [1] ein, an der der Autor maßgeblich beteiligt war. Zum Zeitpunkt der Drucklegung ist diese Veröffentlichung in das *Journal of High Energy Physics* (JHEP) eingereicht.

5. Datensatz und Simulation

In dieser Arbeit werden sowohl simulierte als auch gemessene Ereignisse verwendet, wobei ein *Ereignis* immer einer Bunch-Kollision mit den zugeordneten rekonstruierten Objekten entspricht. Der Begriff *Daten* ist im Allgemeinen nur den gemessenen Ereignissen vorbehalten.

5.1. Datensatz

Der in dieser Analyse untersuchte Datensatz von *pp*-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV wurde in den Jahren von 2015 bis 2018 vom ATLAS-Detektor aufgenommen. Um zu gewährleisten, dass nur solche Ereignisse in Analysen einfließen, bei denen alle Subsysteme des Detektors einwandfrei funktionierten, werden sogenannte *Good Run Lists* (GRL) [46] definiert. Unter Berücksichtigung der GRLs beläuft sich die finale Berechnung der integrierten Luminosität für den Zeitraum 2015 bis 2018 auf $140,1 \pm 1,2 \text{ fb}^{-1}$ [37]. Die Werte für die einzelnen Jahre 2015 bis 2018 sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die in dieser Analyse verwendeten GRLs sind:

```
data18_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v102-pro22-04_Unknown_
  PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns_TriggerNo17e33prim.xml,
data17_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v99-pro22-01_Unknown_
  PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns_TriggerNo17e33prim.xml,
data16_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v89-pro21-01_DQDefects-
  00-02-04_PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns.xml,
data15_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v89-pro21-02_Unknown_
  PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns.xml.
```

5.2. Monte-Carlo-Simulationen

Für den Vergleich der gemessenen Daten mit der theoretischen Vorhersage werden simulierte Ereignisse verwendet. Diese werden mit sogenannten Ereignisgeneratoren mittels Monte-Carlo-Simulationen (MC) erzeugt. Die Ereignisgeneration besteht aus mehreren Teilen: Zunächst wird der Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses bis zu einer

Tabelle 5.1.: Integrierte Luminosität für die Datenaufnahmen in den Jahren 2015 bis 2018 nach Anwendung der verwendeten GRLs. [37, 47]

Jahr	integr. Luminosität [pb^{-1}]
2015	3244,54
2016	33 402,2
2017	44 630,6
2018	58 791,6
Gesamt	140,1 fb^{-1}

gewissen Ordnung der Störungsreihe berechnet.¹ Diese Berechnung beinhaltet bereits Effekte der Struktur des Protons über die Partonverteilungsfunktionen (PDF) und kann bereits Schnitte enthalten, um gegebenenfalls einen bestimmten Phasenraum zu selektieren. Weiche Abstrahlungen von Gluonen und Gluonspaltungen werden in einem gesonderten Partonschauersschritt hinzugefügt, da diese nicht störungstheoretisch behandelt werden können. Durch die Wechselwirkung zwischen den Protonresten (*Underlying-Event*), werden weitere Teilchen erzeugt, die in der Simulation berücksichtigt werden müssen. Die Hadronisierung beschreibt, wie die erzeugten Partonen und Gluonen farbneutrale Hadronen formen bevor sie im Detektor beobachtet werden können. [48, 49] Alle Teilchen im Endzustand durchlaufen schließlich die Detektorsimulation [50], in der die Wechselwirkung mit den einzelnen Detektorkomponenten und Magnetfeldern simuliert wird. Die Detektorsimulation basiert auf dem Softwarepaket GEANT 4 [51]. In diesem Schritt werden auch zusätzliche pp -Streuungen (Pile-Up), die neben der harten Streuung stattfinden, hinzugefügt. Die simulierten Ereignisse liegen schließlich im selben Dateiformat wie die gemessenen Daten vor und können somit dieselben Schritte zur Objektrekonstruktion durchlaufen, die in Kapitel 6 beschrieben wird.

Für die Simulation der Signal- und Untergrundprozess werden verschiedene Ereignisgeneratoren verwendet, die in Tabelle 5.2 aufgelistet sind.

Eine Liste aller verwendeten MC-Simulationen findet sich in Tabelle A.1.

5.2.1. Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen

Die V +Jets-Untergründe werden mit SHERPA 2.2.11 [54, 55] generiert, wobei Wirkungsquerschnitte mit bis zu zwei Partonen mit NLO-Genauigkeit und bis zu fünf Partonen mit LO-Genauigkeit berechnet werden. Es wird der NNPDF3.0NNLO [40] PDF-Satz verwendet. Zusätzliche Beiträge aus der elektroschwachen t -Kanal V +Jets-Produktion [56] werden ebenfalls mit SHERPA 2.2.11 mit zwei oder drei Partonen mit LO-Genauigkeit generiert.

¹Häufig wird die Störungsreihe in führender (*leading order*, LO) oder nächst-höherer Ordnung (*next-to-leading order*, NLO) berechnet.

Tabelle 5.2.: Liste verwendeter Untergrund- und Signalsimulationen mit Generator, Ordnung der Normierung, PDF-Satz und *Underlying-Event-Tune*.

Prozess	MC-Generator	Normierung	PDF-Satz	UE-Tune
V+ Jets	SHERPA 2.2.11	NLO	NNPDF3.0NNLO	Standard*
t-Kanal	SHERPA 2.2.11	NLO	NNPDF3.0NNLO	Standard*
$t\bar{t}$	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 8	NNLO+NNLL	NNPDF3.0NLO	A14 [52]
Diboson	SHERPA 2.2.1/2	NLO	NNPDF3.0NNLO	Standard*
Single- t	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 8	NLO	NNPDF3.0NLO	A14
$VH(b\bar{b})$	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 8	NNLO(QCD)/NLO(EW)	NNPDF3.0NLO	AZNLO [53]
$t\bar{t}V$	MADGRAPH5_aMC@NLO + PYTHIA 8	NLO	NNPDF3.0NLO	A14
Triboson	SHERPA 2.2.2	NLO	NNPDF3.0NNLO	Standard*
$H(\text{uns.})$				
ggF	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 8	N3LO(QCD)/NLO(EW)	PDF4LHC15NLO	AZNLO
VH/VBF	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 8	NNLO(QCD)/NLO(EW)	PDF4LHC15NLO	AZNLO
ttH	POWHEG-BOX v2 + PYTHIA 8	NLO	PDF4LHC15NLO	A14
DM	MADGRAPH5_aMC@NLO + PYTHIA 8	NLO	NNPDF3.0NLO	A14
ALP	MADGRAPH5_aMC@NLO + PYTHIA 8	NLO	NNPDF3.0NLO	A14

*SHERPA Standard

Für den $t\bar{t}$ -Untergrund wird der POWHEG-BOX v2 [57–59] Generator mit NLO-Genauigkeit und dem NNPDF3.0NLO PDF-Satz verwendet. Partonschauer und Hadronisierung werden von PYTHIA 8 [60] simuliert. Der Wirkungsquerschnitt wurde auf NNLO-Genauigkeit inklusive Resummation der weichen Gluon-Terme mit NNLL²-Genauigkeit [61] korrigiert. Es werden voll-hadronische, semi- und dileptonische Zerfallskanäle berücksichtigt.

Diboson- und Triboson-Ereignisse werden mit SHERPA 2.2.1 oder 2.2.2 mit NLO-Genauigkeit bis zu einem Parton und LO-Genauigkeit bis zu drei Partonen und dem NNPDF3.0NNLO PDF-Satz erzeugt. Die voll-hadronischen Zerfälle werden hierbei nicht berücksichtigt.

Die Ereignisse des Single- t -Untergrunds (s-,t-, Wt -Kanal) wird ebenfalls der Generator POWHEG-BOX v2 mit NLO-Genauigkeit mit dem NNPDF3.0NLO PDF-Satz in Verbindung mit PYTHIA 8 verwendet.

Die Produktion des Untergrunds $VH(b\bar{b})$ wird mit POWHEG-BOX v2 mit der min-LO Prozedur [62] und dem NNPDF3.0NLO PDF-Satz generiert. PYTHIA 8 simuliert den Partonschauer und die Hadronisierung. Der Wirkungsquerschnitt wird mit NNLO (QCD) und NLO (EW) Genauigkeit berechnet. Andere Zerfälle des Higgs-Bosons werden nicht berücksichtigt.

Mit dem MADGRAPH5_aMC@NLO [63] Generator wird der $t\bar{t}V$ -Untergrund mit NLO-Genauigkeit und dem NNPDF3.0NLO PDF-Satz modelliert. Auch hier werden Partonschauer und Hadronisierung von PYTHIA 8 simuliert.

Im Folgenden werden die MC-Simulationen der Untergründe auch kurz als MC-Untergründe bezeichnet.

²*next-to-next-to-leading-logarithmic*

5.2.2. Signal-Monte-Carlo-Simulationen

Higgs-Portalmodell: Für das Higgs-Portalmodell werden Ereignisse mit dem Generator POWHEG-BOX v2 mit NLO-Genauigkeit mit dem PDF4LHC15NLO [64] PDF-Satz generiert, wobei Partonschauer und Hadronisierung von PYTHIA 8 simuliert werden. Die betrachteten Produktionskanäle sind die Gluon-Gluon-Fusion (ggF), die Vektorbosonenfusion (VBF) und die assoziierten Produktionen mit einem Vektorboson (VH) oder einem $t\bar{t}$ -Paar (ttH). Die ggF-Ereignisse werden mit der N3LO (QCD) Wirkungsquerschnittberechnung mit NLO (EW) Korrekturen normiert und die VBF- und VH-Ereignisse mit NNLO (QCD) und NLO (EW) Genauigkeit [45]. Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Produktionskanäle für eine Higgs-Boson-Masse von $m_H = 125$ GeV und eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

Bei allen Produktionskanälen wird das Higgs-Boson mit einer Masse von 125 GeV erzeugt. Um die Zerfälle des Higgs-Portalmodells zu simulieren, zerfällt das Higgs-Boson ausschließlich in zwei Z -Bosonen, die jeweils in zwei Neutrinos zerfallen. Das Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}$ des Higgs-Bosons in unsichtbare Teilchen ist daher $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$. Damit haben diese Ereignisse dieselbe Topologie wie in Higgs-Portalmodellen, in denen das Higgs-Boson in unbekannte unsichtbare Teilchen zerfällt.

Tabelle 5.3.: Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Higgs-Boson-Produktionskanäle für $m_H = 125$ GeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV. [45]

Prozess	Wirkungsquerschnitt [pb]
ggF	48,58
VBF	3,782
$W^+ H$	0,840
$W^- H$	0,5328
ZH	0,7612
$(gg)ZH$	0,1227
$t\bar{t}H$	0,5071

Vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle: Die Ereignisse für die vereinfachten Dunkle-Materie-Modelle werden mit MADGRAPH5_aMC@NLO mit NLO-Genauigkeit und dem NNPDF3.0NLO PDF-Satz generiert in Verbindung mit PYTHIA 8 für die Simulation von Partonschauer und Hadronisierung. Es wird außerdem ein E_T^{miss} -Filter von $E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV angewendet, um die Anzahl der Ereignisse im untersuchten Phasenraum zu erhöhen. Die Dunkle-Materie-Teilchen χ werden über einen Axial-Vektor-Mediator Z'_A in Assoziation mit einem W - oder Z -Boson produziert, das ausschließlich hadronisch zerfällt. Die Zerfallsbreite des Mediators wird als minimal³ angenommen und die Kopplungsparameter werden auf $g_q = 0,25$, $g_\chi = 1$ und $g_\ell = 0$ festgesetzt; beides entspricht damit den Empfehlungen der LHC Dark Matter Working Group [65].

³Minimale Zerfallsbreite bedeutet, dass keine weiteren Zerfälle neben χ , q und ℓ möglich sind.

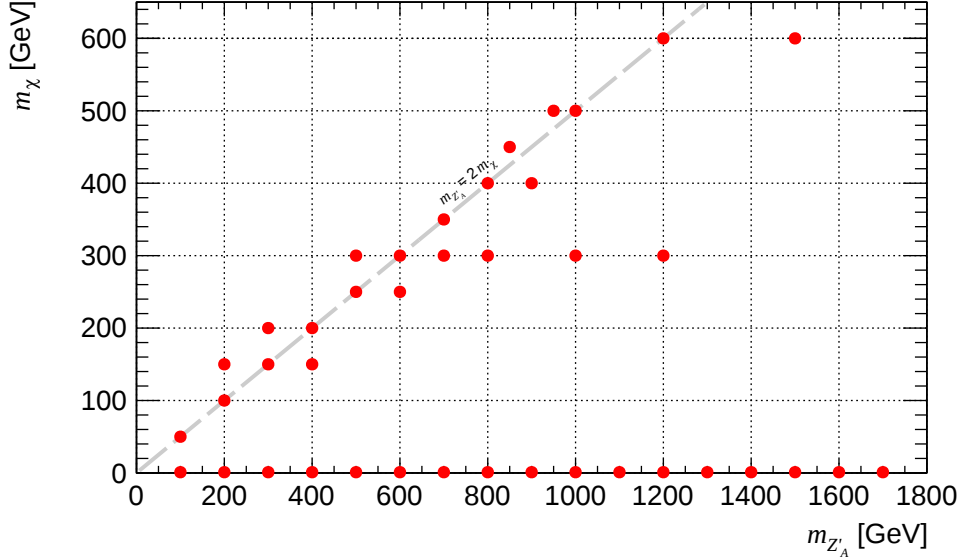


Abbildung 5.1.: Generierte MC-Simulationen für das vereinfachte DM-Signalmodell mit Axial-Vektor-Mediator in der $m_{Z'A}$ - m_χ -Ebene. Für die Punkte nahe der horizontalen Achse gilt $m_\chi = 1$ GeV.

In Abbildung 5.1 werden die 40 Punkte in der $m_{Z'A}$ - m_χ -Ebene gezeigt, für die jeweils mindestens $2 \times 120\,000$ Ereignisse (für W und Z) erzeugt werden. Für den Bereich $2m_\chi < m_{Z'A}$ hängt die Kinematik der Ereignisse nicht von m_χ ab, weshalb die Ergebnisse der Simulationen mit $m_\chi = 1$ GeV mit den Wirkungsquerschnitten für größere Werte von m_χ umgewichtet werden können. Nahe der Massendiagonalen gilt diese Näherung jedoch nicht mehr und die Produktion und Kinematik hängen stark von den konkreten Werten der Massen ab, weshalb um die Massendiagonale weitere Ereignisse generiert werden. Für $2m_\chi \gg m_{Z'A}$ ist Produktion stark unterdrückt und die Sensitivität dieser Analyse nimmt rapide ab, weshalb dort keine Ereignisse simuliert werden.

Für das Dunkle-Materie-Modell mit Vektor-Mediator müssen keine zusätzlichen Ereignisse simuliert werden, da die Ergebnisse der Simulationen mit Axial-Vektor-Mediator mit den Wirkungsquerschnitten für den Vektor-Mediator umgewichtet werden können.

Axion-artige Teilchen-Modell: Für das Signalmodell der Axion-artigen Teilchen (ALP) wird wie für das Dunkle-Materie-Modell der Generator MADGRAPH5_aMC@NLO mit NLO-Genauigkeit und dem NNPDF3.0NLO PDF-Satz und PYTHIA 8 für Partonschauer und Hadronisierung verwendet. Auch hier wird bereits bei der Generierung der Ereignisse $E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV gefordert. Das ALP a wird in Assoziation mit einem hadronisch zerfallenden W - oder Z -Boson produziert und hat eine Masse von $m_a = 1$ MeV. Die effektive Skala f_a wird auf 3 TeV festgelegt, während für den Kopplungsparameter $c_{\tilde{W}}$ verschiedene Werte (0,2; 0,4; 0,6; 0,8 und 1) für die Ereignisgeneration angewendet werden. Auch hier wurden jeweils mindestens $2 \times 120\,000$ Ereignisse generiert.

6. Objektrekonstruktion

Bei inelastischen pp -Kollisionen am LHC entstehen eine Vielzahl (unterschiedlicher) Teilchen, die selbst wiederum in weitere Teilchen zerfallen können, bevor sie schließlich durch den Detektor fliegen und mit diesem wechselwirken können. Dabei ist zunächst jedoch nicht klar, um welche Teilchen es sich konkret handelt, da lediglich Energieeinträge und Hits in den verschiedenen Detektorabschnitten beobachtet werden. Bei der Objektrekonstruktion werden diese mittels dedizierter Algorithmen zusammengefügt und letztlich physikalischen Teilchen zugeordnet.

6.1. Spuren und Vertex

Ausgangspunkt jeder pp -Kollision ist der Interaktionspunkt, Vertex genannt, an dem die Protonen wechselwirken und von dem aus die erzeugten Teilchen nach außen fliegen. Die Rekonstruktion der genauen Orte der Vertices [66, 67] geschieht mithilfe von Spuren (engl. *tracks*) aus dem ID. Diese Spuren werden aus den Hits rekonstruiert, [68] die von geladenen Teilchen im ID verursacht werden. Für jeden Vertex werden mindestens zwei Spuren mit $p_T > 500$ MeV gefordert. Diese Vertices werden als Primärvertices (*primary vertices*, PV) bezeichnet. Der PV mit der höchsten Summe quadrierter Transversalimpulse zugeordneter Spuren $\sum p_T^2$ wird als Vertex der harten Streuung (*hard scatter vertex*, PV_0) bezeichnet¹ und gilt als räumlicher Ausgangspunkt aller zugeordneten rekonstruierten Objekte. Alle weiteren PVs gelten als *pile-up vertices*.

Einige Teilchen haben eine vergleichsweise lange Lebensdauer und zerfallen erst mit einem gewissen zeitlichen und räumlichen Versatz. Die Zerfallsorte werden folglich als Sekundärvertices bezeichnet und sind insbesondere beim b -Tagging – der Identifikation von b -Quarks im Endzustand, siehe Abschnitt 6.5 – von Bedeutung.

Die transversalen und longitudinalen Stoßparameter, d_0 und z_0 , sind definiert als der geringste Abstand einer Spur zum PV in x - y - bzw. z -Richtung.

6.2. Elektronen

Elektronen werden aus Energiedepositionen (engl. *cluster*) im eCal und zusammenpassenden Spuren im ID rekonstruiert. Dazu werden topologisch zusammenhängende Cluster zu *topologischen Clustern* [69] zusammengefügt, die zu Elektronkandidaten kombiniert und mit einer Spur aus dem ID in Verbindung gebracht werden, indem die Spur in das eCal extrapoliert wird. Anschließend werden die Energieskala und -auflösung der Elektron-

¹Falls die Rede von *dem* Primärvertex ist, ist im Allgemeinen der Vertex der harten Streuung gemeint.

kandidaten mit $Z \rightarrow e\bar{e}$ -Zerfällen kalibriert und Variablen für die Elektron-Identifikation erstellt.

Die Elektron-Identifikation umfasst Qualitätskriterien, mit denen die Reinheit der Elektronenselektion verbessert werden kann. Mit einer Likelihood-Diskriminante werden Variablen aus den Spuren, der Schauerform und der Kompatibilität zwischen Spuren und Clustern kombiniert, mit der verschiedene Arbeitspunkte, *loose*, *medium* und *tight*, der Elektron-Identifikation definiert werden. Die Effizienzen der Elektron-Identifikation als Funktion von Transversalimpuls und Pseudorapidität werden in Abbildung 6.1 dargestellt und liegen je nach Arbeitspunkt durchschnittlich zwischen 93 % und 80 %. In den mittleren Diagrammen ist das Verhältnis von Daten zu Simulation zu sehen, das als Skalierungsfaktor auf die simulierten Ereignisse in Analysen angewendet wird, und darunter findet sich die Unsicherheit auf dieses Verhältnis.

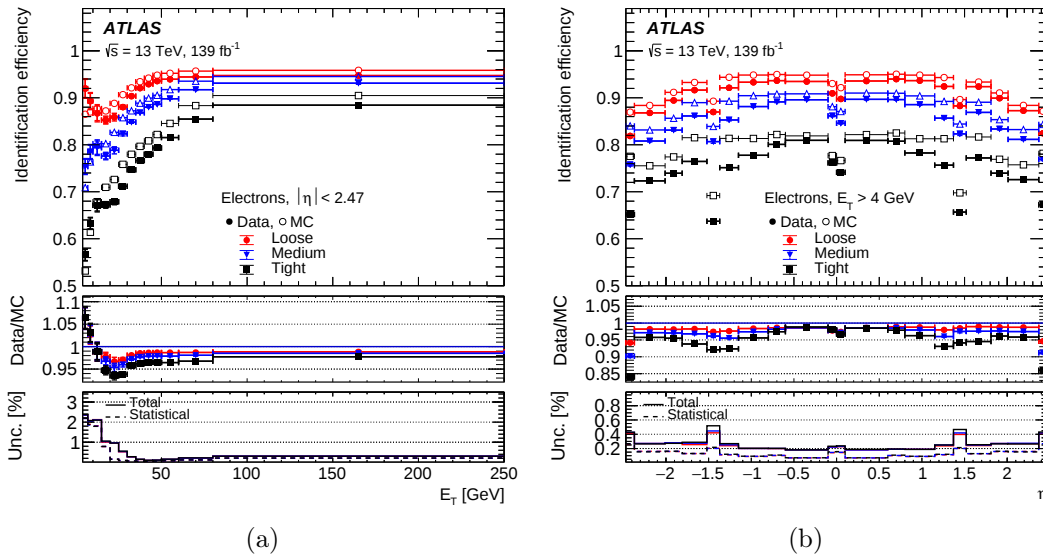


Abbildung 6.1.: Identifikationseffizienzen für Elektronen verschiedener Arbeitspunkte aus $Z \rightarrow e\bar{e}$ -Zerfällen als Funktion des (a) Transversalimpulses und der (b) Pseudorapidität in Daten und Simulation. [70]

Neben der Identifikation ist die Isolation ein weiteres Kriterium bei der Elektronrekonstruktion, das Auskunft darüber gibt, wie groß die Aktivität – Spuren im ID oder Zellen im Kalorimeter – in einem kleinen Kegel um das Elektron ist. Bei falsch identifizierten Elektronen ist die Aktivität tendenziell höher, womit sich mithilfe der Isolation die Elektron-Identifikation insgesamt verbessern lässt. Alle Details zur Rekonstruktion, Identifikation und Kalibration finden sich in den ATLAS Publikationen [70–72].

In dieser Analyse werden zwei Typen von Elektronen unterschieden, *Baseline* und *Signal*. Baseline-Elektronen erfüllen nur vergleichsweise lockere Kriterien bei der Elektronrekonstruktion und werden für das Elektron-Veto in der Ereignis Selektion in Regionen *ohne* Elektronen verwendet. Signal-Elektronen hingegen erfüllen strengere Kriterien und werden

in Regionen *mit* Elektronen verwendet. Dabei bauen die Kriterien aufeinander auf, das heißt, dass jedes Signal-Elektron auch ein Baseline-Elektron ist.

In dieser Analyse wird nicht zwischen Elektronen und Positronen unterschieden, weshalb auf die Bestimmung der Ladung und die Berücksichtigung der zugehörigen Unsicherheiten verzichtet werden kann.

In Tabelle 6.1 sind die Kriterien für die Elektronselektion aufgelistet.

Tabelle 6.1.: Selektionskriterien für die zwei Typen von Elektronen, *Baseline* und *Signal*.

	Baseline	Signal
Identifikation	LooseLLH	MediumLLH
Isolation	FCLoose	FCTight / FCHighPtCaloOnly, für $p_T > 200$ GeV
Transversalimpuls	$p_T > 7$ GeV	$p_T > 25$ GeV
Pseudorapidität	$ \eta < 2,47$	
Spur-Vertex-Assoziation	$ d_0 /\sigma_{d_0} < 5$ $ z_0 \sin(\theta) < 0,5$ mm	

6.3. Myonen

Myonen werden mit kombinierten Informationen aus dem ID und dem MS rekonstruiert. [73, 74] Dabei werden zunächst unabhängig Spuren in ID und MS rekonstruiert, die anschließend unter Berücksichtigung des Energieverlustes der Myonen in den Kalorimetern zu einer Spur kombiniert werden. Ähnlich wie bei den Elektronen gibt es auch für Myonen unterschiedliche Arbeitspunkte für die Identifikation und Isolation, die unterschiedlich strenge Qualitätsanforderungen stellen, wie zum Beispiel an die Anzahl der Treffer in den Spektrometern oder das Verhältnis der Impulse gemessen in ID und MS. Myonen aus Zerfällen von schweren Teilchen wie W -, Z - oder Higgs-Bosonen sind häufig isoliert, im Gegensatz zu Myonen, die in hadronischen Zerfällen auftreten können. Wie bei den Elektronen kann auch hier die Aktivität um die Myonen zur Untergrundunterdrückung verwendet werden.

In Abbildung 6.2a werden die Rekonstruktions- und Identifikationseffizienzen für **medium** Myonen aus $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ - oder $J/\psi \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -Zerfällen als Funktion des Transversalimpulses dargestellt. In Abbildung 6.2b werden sie für verschiedene Arbeitspunkte aus $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -Zerfällen als Funktion der Pseudorapidität gezeigt. In den unteren Diagrammen ist jeweils das Verhältnis aus Daten und Simulation zu sehen, das als Skalierungsfaktor in Analysen angewendet wird. Die Effizienzen für **loose** und **medium** liegen bei über 98 % und für **tight** bei über 95 %.

Wie bei den Elektronen werden in dieser Analyse zwei verschiedene Typen von Myonen verwendet, Baseline und Signal. Baseline-Myonen erfüllen auch hier wieder weniger strenge

Kriterien als die Signal-Myonen und werden für das Myon-Veto in Regionen *ohne* Myonen verwendet, während die Signal-Myonen für die Selektion in den Regionen *mit* Myonen eingesetzt werden. Auch bei den Myonen wird nicht zwischen positiv und negativ geladenen Myonen unterschieden.

Die Kriterien für die Myonen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

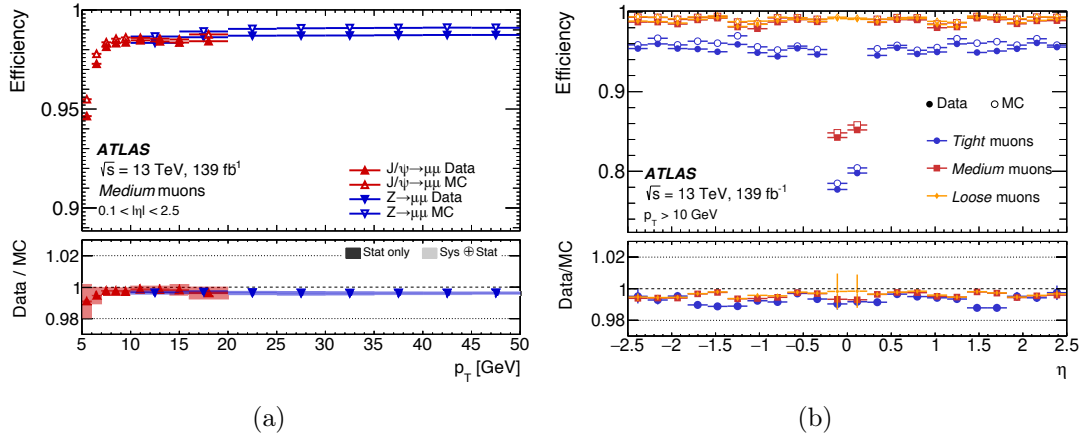


Abbildung 6.2.: Rekonstruktions- und Identifikationseffizienzen für Myonen aus $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ - oder $J/\psi \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -Zerfällen als Funktion des (a) Transversalimpulses und der (b) Pseudorapidität in Daten und Simulation. [74]

Tabelle 6.2.: Selektionskriterien für die zwei Typen von Myonen, *Baseline* und *Signal*.

	Baseline	Signal
Identifikation	Loose	Medium
Isolation	FCLoose	PflowLoose_VarRad
Transversalimpuls	$p_T > 7 \text{ GeV}$	$p_T > 25 \text{ GeV}$
Pseudorapidität	$ \eta < 2,7$	$ \eta < 2,5$
Spur-Vertex-Assoziation	$ d_0 /\sigma_{d_0} < 3$ $ z_0 \sin(\theta) < 0,5 \text{ mm}$	

6.4. Jets

Quarks und Gluonen im Endzustand einer Kollision erzeugen durch Zerfall, Gluonabstrahlungen und Hadronisierung kegelförmige Teilchenschauer im Detektor, die als *Jets* bezeichnet werden. Die Zerfalls- und Hadronisierungsprodukte hinterlassen Spuren im ID und Energiedepositionen in den Kalorimetern und gegebenenfalls Spuren im MS. Mithilfe von Jet-Algorithmen werden aus topologischen Clustern in den Kalorimetern Jets konstruiert.

Jet-Algorithmen

Für die Konstruktion von Jets werden häufig sequentielle Algorithmen verwendet, die auf den Distanzmaßen

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad d_{iB} = k_{ti}^{2p}$$

zwischen zwei Objekten i und j bzw. zwischen einem Objekt i und der Strahlachse B basieren. Darin enthalten sind der Abstand $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ in der ϕ - y -Ebene, der Transversalimpuls k_{ti} , die Rapidität y_i und der Azimutwinkel ϕ_i von Objekt i . Weiterhin wird der Radiusparameter R eingeführt, der den minimalen Abstand zwischen zwei Jets und somit die räumliche Ausdehnung der Jets definiert. Im Verlauf des Algorithmus wird in jedem Schritt die kleinste Distanz d ermittelt. Falls es eine Distanz zwischen zwei Objekten, d_{ij} , ist werden diese kombiniert, anderenfalls, d_{iB} , wird das Objekt als Jet bezeichnet und entfernt. Der Algorithmus wird solange fortgesetzt bis keine Objekte übrig sind.

Die Wahl vom Parameter p hat dabei merkbare Auswirkungen auf die Form der resultierenden Jets, da er die relative Gewichtung der energetischen und räumlichen Skalen bestimmt. Beim Anti- k_t -Algorithmus [75] gilt $p = -1$, was zur Folge hat, dass zuerst Objekte mit niedrigem k_t zu Objekten mit hohem k_t hinzugefügt werden, bevor sie untereinander kombiniert werden. Dies bewirkt, dass niederenergetische Objekte nur geringen Einfluss auf die Form der Jets haben und diese eine kegelförmige Gestalt annehmen, wenn kein weiterer Jet in der Nähe ist. Anderenfalls können komplexere Formen entstehen, wie in Abbildung 6.3 illustriert wird. Darin wurden Jets mit dem Anti- k_t -Algorithmus für ein simuliertes Ereignis zusammen mit $\sim 10^4$ zufälligen *weichen* Geistteilchen gebildet, durch die die Form der Jets sichtbar wird. In der Abbildung ist zu erkennen, dass isolierte Jets eine runde Form haben, während nahe beieinander liegende Jets abgeschnitten werden können, wie im Falle der Jets bei $y \approx 2, \phi \approx 5$.

Nennenswerte verwandte Jet-Algorithmen sind der k_t -[76, 77] und Cambridge/Aachen-Algorithmus [78, 79], mit $p = 1$ bzw. $p = 0$. Beim k_t -Algorithmus werden zuerst niederenergetische Objekte miteinander kombiniert, bevor sie zu hochenergetischen hinzugefügt werden, während beim Cambridge/Aachen-Algorithmus die nächstgelegenen Objekte unabhängig von k_t kombiniert werden.

In dieser Analyse gibt es verschiedene Arten von Jets, die sich in der Rekonstruktion leicht unterscheiden und für verschiedene Zwecke verwendet werden. Es ist dabei sehr wohl beabsichtigt, dass ein ursprüngliches Teilchen der Ursprung mehrerer Arten von Jets sein kann, was es ermöglicht dieses mit unterschiedlichen Methoden zu untersuchen. Es werden folgende Jets unterschieden: Jets mit kleinem und großem Radiusparameter (*Small-R*- bzw. *Large-R*-Jets) und Jets, die ausschließlich aus Spuren des ID rekonstruiert werden (*Track*-Jets). Die Selektionskriterien der verwendeten Jet-Arten sind am Ende des Abschnitts in Tabelle 6.3 aufgelistet.

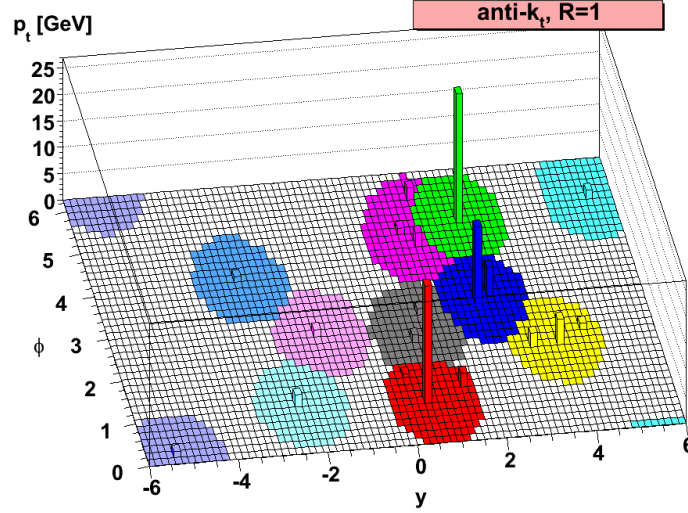


Abbildung 6.3.: Verhalten des anti- k_t -Jet-Algorithmus. Die Fläche der resultierenden Jets ist weitgehend unbeeinflusst von *weichen* Objekten und kann komplexer werden, wenn sich Jets überlagern. [75]

6.4.1. Small- R -Jets

Small- R -Jets werden aus *particle flow* ($PFlow$) Objekten [80] mit dem Anti- k_t Jet-Algorithmus [75] mit Radiusparameter $R = 0,4$ rekonstruiert. Beim *particle-flow*-Algorithmus werden Spuren aus dem ID mit Kalorimeterinformationen kombiniert, um daraus näherungsweise individuelle Teilchen zu konstruieren, die daraufhin als Eingangsmaterial für den Jet-Algorithmus dienen. Durch die Verwendung der Informationen des ID haben diese $PFlow$ -Jets eine verbesserte Energie- und Winkelauflösung, Rekonstruktionseffizienz und Pile-up-Stabilität gegenüber Kalorimeter-Jets. [81]

In dieser Analyse werden nur Small- R -Jets mit einem Transversalimpuls von mindestens 20 GeV und im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2,5$ berücksichtigt. Außerdem sollen nur Jets von der harten Streuung betrachtet werden. Andere Jets (aus Pile-Up) können mit dem *jet vertex tagger* (JVT) [82] aussortiert werden. Dazu wird unter anderem das Verhältnis der skalaren Summe der Transversalimpulse der Spuren, die dem Jet und dem PV_0 zugeordnet werden, zur skalaren Summe der Transversalimpulse, die dem Jet und einem anderen PV zugeordnet werden, verwendet.

Die Kalibration der Jet-Energieskala (JES) [81] korrigiert die Energie der rekonstruierten Jets, indem Jet- p_T , -Energie und -Masse in mehreren Schritten skaliert werden. Zunächst wird überschüssige Energie entfernt, die aus Pile-Up entsteht. Anschließend werden Energie und Richtung der simulierten rekonstruierten Jets auf die Werte vor der Detektorsimulation korrigiert. Die Jet- p_T -Auflösung und zugehörige Unsicherheiten können verbessert werden, indem Abhängigkeiten von Observablen aus der Spurrekonstruktion, den Kalorimetern und dem Myonspektrometer reduziert werden. Diese Kalibrationen werden sowohl auf

Daten als auch auf simulierte Ereignisse angewendet. Die letzte Kalibration korrigiert verbleibende Abweichungen zwischen Daten und Simulation, wobei gut messbare Objekte wie Photonen, Z -Bosonen und kalibrierte Jets verwendet werden, und wird nur auf Daten angewendet.

Die Jet-Energieauflösung (JER) wird in Dijet-Ereignissen gemessen unter Verwendung der Jet- p_T -Asymmetrie der beiden führenden Jets.

In Abbildung 6.4 werden die Unsicherheiten auf die Jet-Energieskala und die Jet-Energieauflösung für Small- R -Jets als Funktion von Jet- p_T gezeigt.

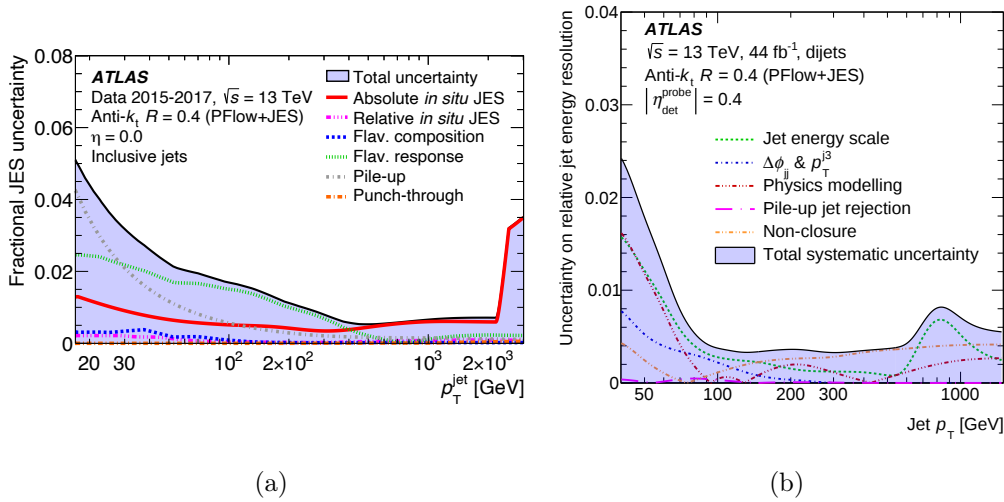


Abbildung 6.4.: Unsicherheiten auf die (a) Jet-Energieskala und die (b) Jet-Energieauflösung für Small- R -Jets als Funktion des Jet-Transversalimpulses. [81]

6.4.2. Large- R -Jets

Large- R -Jets werden mit dem Anti- k_t -Jet-Algorithmus mit Radiusparameter $R = 1$ rekonstruiert. Sie sind damit deutlich größer als die Small- R -Jets und ermöglichen eine verbesserte Rekonstruktion von hadronisch zerfallenden Objekten, wie zum Beispiel hadronisch zerfallende Vektorbosonen ($V \rightarrow \text{had.}$), t -Quarkzerfälle oder den Zerfall des Higgs-Bosons in ein $b\bar{b}$ -Paar. In diesen Fällen kommt es vor, dass sich die Teilchenschauer der Quarks und Gluonen räumlich überlagern, was eine Rekonstruktion mit kleinem Radiusparameter unmöglich macht. Weiterhin erlaubt der größere Radius die Substruktur des Jets zu untersuchen, beispielsweise werden bei $V \rightarrow \text{had.}$ -Ereignissen zwei Anhäufungen von Energiedepositionen innerhalb des Jets erwartet, wodurch sie sich zum Beispiel von voll-hadronisch zerfallenden t -Quarkzerfällen mit drei Anhäufungen unterscheiden. Ein Nachteil des größeren Radius ist hingegen die Gefahr, dass Energiedepositionen aus anderen Quellen aufgenommen werden, wie zum Beispiel Teilchen und Beiträge aus Pile-Up-Prozessen oder Elektronikrauschen. Üblicherweise sind diese anderen Einflüsse klein, können aber in der Summe die Energie des Large- R -Jets verfälschen, weshalb

Energiebeiträge unter einer gewissen Schwelle entfernt werden (*trimming* [83]), wodurch letztlich die Energie- und Massenauflösung verbessert werden kann. [84]

Der Transversalimpuls, der in dieser Analyse verwendeten Large- R -Jets, liegt zwischen 200 und 2500 GeV, bedingt durch den Kalibrationsbereich, und die Pseudorapidität ist auf $|\eta| < 2$ eingeschränkt, wodurch gewährleistet wird, dass die Large- R -Jets vollständig innerhalb des Spurdetektors liegen.

Die JES-Kalibration korrigiert auch hier die Energie der rekonstruierten Jets und wird für Large- R -Jets mit den gleichen Methoden wie für Small- R -Jets bestimmt.

Wie für die Small- R -Jets wird die Jet-Energieauflösung der Large- R -Jets aus Dijet-Ereignissen mithilfe der Jet- p_T -Asymmetrie der beiden führenden Jets bestimmt.

Weiterhin wird mit der Kalibration der Jet-Massenskala (JMS) die Jet-Masse mithilfe von Anpassungen der Jet-Massenverteilungen in $t\bar{t}$ -Ereignissen und dem Vergleich der Jet-Massen von Kalorimeter-basierten und Spurdetektor-basierten Jets korrigiert. [85]

In Abbildung 6.5 sind die Unsicherheiten auf die JES und JMS für Large- R -Jets als Funktion von Jet- p_T abgebildet.

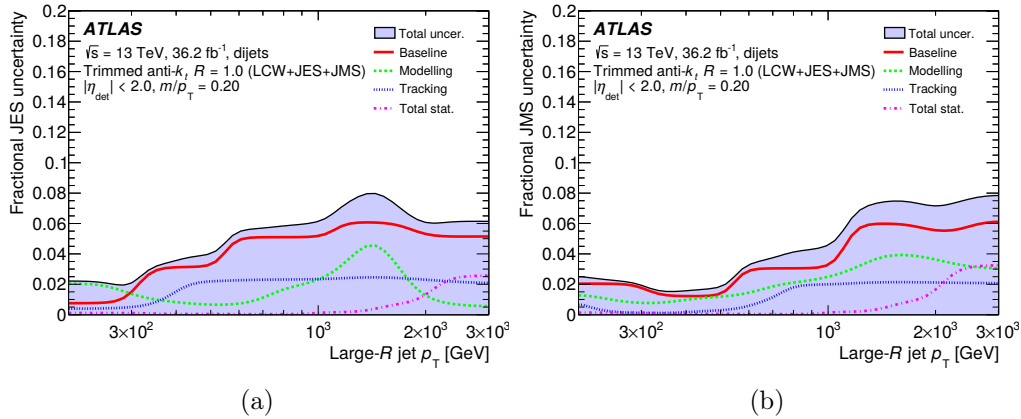


Abbildung 6.5.: Unsicherheiten auf die (a) Jet-Energieskala und die (b) Jet-Massenskala für Large- R -Jets als Funktion des Jet-Transversalimpulses. [84]

6.4.3. Trackjets mit variablem Radius

Trackjets werden ausschließlich aus den Spuren des ID mithilfe eines modifizierten Anti- k_t -Jet-Algorithmus mit variablem Radiusparameter [86] gebildet. Die präzise räumliche Auflösung der Spurdetektoren erlaubt die Rekonstruktion von Jets mit kleinerem Radiusparameter und ermöglicht die Trennung von dichter beisammen liegenden Jets, was mit Jets aus den Kalorimetern nicht möglich wäre. Da Trackjets jedoch nur aus Spuren gebildet werden, fließen nur Informationen von geladenen Zerfallsprodukten in die Rekonstruktion ein. Andererseits sind sie weniger anfällig für Pile-Up-Prozesse, die die Energieauflösung verschlechtern können. Für die Rekonstruktion von Trackjets werden nur Spuren mit

$p_T > 0,5 \text{ GeV}$ und $z_0 \sin \theta < 3 \text{ mm}$ berücksichtigt. Weiterhin werden nur Trackjets mit $p_T > 10 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,5$ berücksichtigt.

In dieser Analyse werden Trackjets lediglich verwendet, um Aussagen über den Flavour-Gehalt von Large- R -Jets zu treffen, um damit $t\bar{t}$ -Ereignisse zu unterdrücken oder gezielt zu selektieren. Siehe dazu den nachfolgenden Abschnitt 6.5.

Tabelle 6.3.: Selektionskriterien für die verschiedenen Jet-Arten.

	Small- R -Jets	Large- R -Jets	Trackjets
$p_T \text{ [GeV]}$	>20	200–2500	>10
$ \eta $	$<2,5$	<2	$<2,5$
R -Parameter	0,4	1,0	0,02–0,4

6.5. B -Tagging

Die Methodik Jets aus b -Quarkzerfällen (b -Jets) zu identifizieren wird als b -Tagging bezeichnet. Im Vergleich zu anderen Quarks, haben b -Quarks eine relativ lange Lebensdauer, wodurch b -Hadronen eine Strecke von mehreren Millimetern zurücklegen können bevor sie zerfallen. Daher haben b -Jets die Besonderheit gegenüber Jets aus leichteren Quarks, dass sie nicht aus einem PV entspringen, sondern aus einem Sekundärvertex mit einem gewissen Versatz zur Strahlachse. Dadurch ist es möglich diese voneinander zu unterscheiden.

Beim ATLAS-Experiment werden zur Identifikation von b -Jets künstliche neuronale Netze verwendet, die mithilfe einer Vielzahl Variablen, wie zum Beispiel Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex oder Energie der Spuren des Sekundärvertex, eine Klassifizierung in c -Jets, b -Jets oder Jets aus leichten Quarks ermöglichen. [87, 88]

In dieser Analyse wird b -Tagging auf Small- R -Jets und Trackjets mit dem DL1r-Tagger mit einer b -Tagging-Effizienz von 77 % angewendet. Small- R -Jets und Trackjets aus b -Quarkzerfällen werden im Folgenden auch als b -Jets bzw. b -Trackjets bezeichnet. Da t -Quarks fast ausschließlich in b -Quarks zerfallen, ist b -Tagging eine effektive Möglichkeit $t\bar{t}$ -Ereignisse zu selektieren oder zu unterdrücken.

6.6. Tau-Leptonen

Für die Rekonstruktion von hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen τ_{had} werden Informationen aus dem ID und den Kalorimetern verwendet. [89, 90] Dazu werden die Tau-Kandidaten zunächst als Jets mit Radiusparameter $R = 0,4$ rekonstruiert. Die Klassifizierung als τ_{had} geschieht mithilfe von *Boosted Decision Trees*, die eine Reihe von Variablen wie zum Beispiel die Anzahl isolierter Spuren und die räumliche Energieverteilung des Jets kombinieren.

In dieser Analyse werden Ereignisse mit Tau-Leptonen in allen Signal- und Kontrollregionen verworfen, daher gibt es für sie im Gegensatz zu Elektronen und Myonen nur einen Typ, der nur vergleichsweise lockere Kriterien erfüllen muss.

Die angewendeten Selektionskriterien der Tau-Leptonen sind in Tabelle 6.4 aufgelistet.

Tabelle 6.4.: Selektionskriterien für die Tau-Leptonen.

Identifikation	Loose
Transversalimpuls	$p_T > 20 \text{ GeV}$
Pseudorapidität	$ \eta < 2,5$

6.7. Fehlende Transversalenergie E_T^{miss}

Nicht alle Zerfallsprodukte einer Kollision können rekonstruiert werden, insbesondere Neutrinos, aber auch etwaige unbekannte Teilchen, verlassen den Detektor ohne Interaktion und sind somit für den Detektor unsichtbar. Dennoch ist es bedingt möglich diese unsichtbaren Teilchen indirekt nachzuweisen, indem die Summe aller sichtbaren Teilchen eines Ereignisses betrachtet wird. Vor der Kollision ist der Gesamtimpuls in der Transversalebene verschwindend klein, was folglich auch nach der Kollision gelten muss. Verlässt nun ein unsichtbares Teilchen den Detektor, kann es ein Ungleichgewicht im Gesamttransversalimpuls aller sichtbaren Teilchen erzeugen, sofern es einem sichtbaren Teilchen einen Rückstoß gibt. Der Vektor der fehlenden Transversalenergie $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ wird daher definiert als die negative vektorielle Summe der Transversalimpulse aller rekonstruierten, kalibrierten Objekte (*hard term*) und Spuren, die dem PV zugehören, jedoch keinem Objekt zugeordnet werden konnten – *soft term* genannt. [91–93] $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ wird nur in der Transversalebene definiert, da der initiale longitudinale Impuls der kollidierenden Partonen unbekannt ist. Häufig werden anstelle der x - und y -Komponenten der Betrag E_T^{miss} und Azimutwinkel ϕ verwendet.

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = \begin{pmatrix} E_x^{\text{miss}} \\ E_y^{\text{miss}} \end{pmatrix} = - \left(\sum_{e,\mu,\tau,\gamma,j} \vec{p}_T + \sum_{\text{soft}} \vec{p}_T \right)$$

Die Definition von $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ ist schematisch in Abbildung 6.6 zu sehen, worin die einzelnen Objekte als gefüllte Balken oder Striche und die entsprechenden E_T^{miss} -Komponenten als offene Pfeile dargestellt sind. Die Gesamt- E_T^{miss} – erkennbar als gefüllter Pfeil – ist die Summe der einzelnen E_T^{miss} -Komponenten.

Die Berechnung von E_T^{miss} kann anfällig für Prozesse sein, die zwar im gleichen Ereignis stattfinden, aber nicht zum Vertex der harten Streuung zugeordnet sind (Pile-Up), was beispielsweise in der Verschlechterung der E_T^{miss} -Auflösung mit steigender Anzahl Primärvertices in Abbildung 6.7 erkennbar ist. Eine nützliche Observable ist daher die spurbasierte fehlende Transversalenergie p_T^{miss} , die – konzeptionell wie E_T^{miss} – als negative Summe der Spuren aus dem ID definiert ist. Die Spuren können dem Vertex der harten

Streuung wesentlich besser zugeordnet werden als Energieeinträge in Kalorimeterzellen, wodurch p_T^{miss} deutlich weniger anfällig für Pile-Up ist. Allerdings können mit den Spuren nur die Impulse von geladenen Teilchen erfasst werden, weshalb p_T^{miss} wesentliche Informationen aus den Kalorimetern fehlen und in dieser Arbeit nur zur Untergrundunterdrückung verwendet wird.

Schließlich werden in dieser Arbeit zwei weitere Größen verwendet, $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ und $p_{T,\ell}^{\text{miss}}$, die wie E_T^{miss} bzw. p_T^{miss} definiert sind, mit dem Unterschied, dass Elektronen und Myonen als unsichtbare Teilchen behandelt werden. Diese werden bei der Abschätzung der Hauptuntergründe in den Kontrollregionen verwendet, siehe Kapitel 8. In Ereignissen ohne Elektronen und Myonen sind die Größen E_T^{miss} und $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ bzw. p_T^{miss} und $p_{T,\ell}^{\text{miss}}$ identisch.

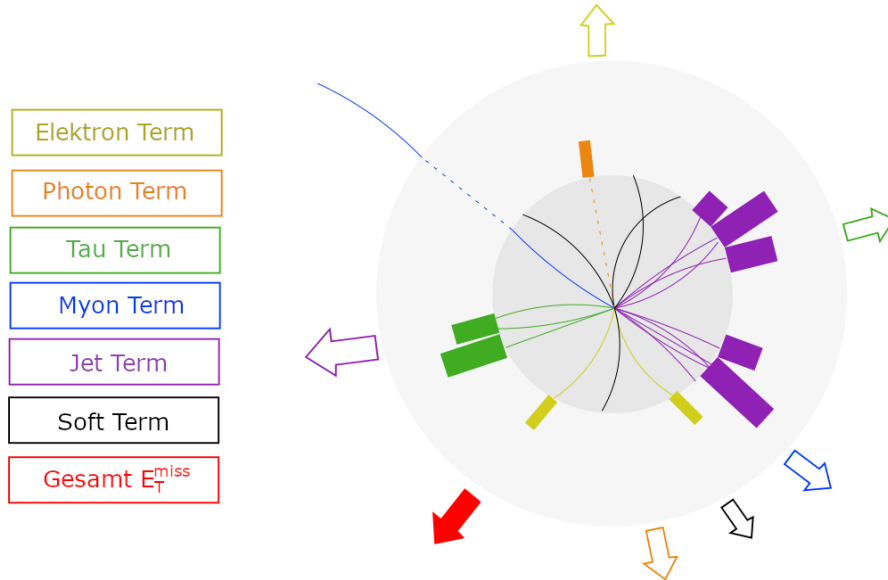


Abbildung 6.6.: Schematische Darstellung der Zusammensetzung von E_T^{miss} aus den Komponenten der rekonstruierten Objekte und des *soft term*. Die Gesamt- E_T^{miss} (gefüllter Pfeil) setzt sich auch den einzelnen E_T^{miss} -Komponenten (offene Pfeile) zusammen, die jeweils die negative Summe der einzelnen Objekte (farbige Balken und Linien) sind. Abbildung basiert auf [93].

6.8. Überlappende Objekte

Die Rekonstruktion der genannten Objekte geschieht im Allgemeinen parallel und unabhängig voneinander. Das bedeutet jedoch, dass es sehr wohl möglich ist, dass einer Spur oder einem Kalorimetereintrag mehrere Objekte zugeordnet werden. Beispielsweise wird

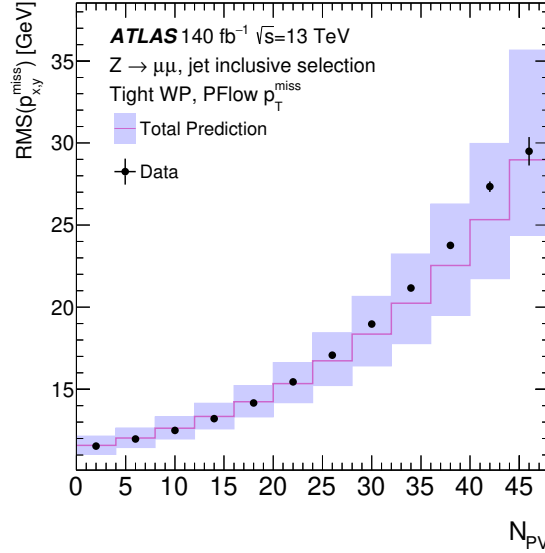


Abbildung 6.7.: Verteilung der E_T^{miss} -Auflösung als Funktion der Anzahl der Primärvertices N_{PV} für $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -Ereignisse. [92] An der vertikalen Achse wird die Bezeichnung $p_{x,y}^{\text{miss}}$ verwendet anstelle der in dieser Arbeit verwendeten $E_{x,y}^{\text{miss}}$.

ein echtes Elektron – Teilchen im Endzustand einer Kollision – sehr häufig gleichzeitig als Elektron – rekonstruiertes Objekt – und als Jet rekonstruiert. Damit Teilchen nicht mehrfach gezählt werden, was damit auch die E_T^{miss} -Berechnung verfälschen würde, müssen diese Überlappungen entfernt werden, was anhand der Kriterien in Tabelle 6.5 geschieht. Hierbei ist anzumerken, dass Überlappungen zwischen den verschiedenen Jet-Arten *nicht* beseitigt werden. Würden in einem Ereignis beispielsweise Small- R -Jets zugunsten von Large- R -Jets entfernt werden, könnte das Ereignis nicht mehr mit Small- R -Jets untersucht werden und wäre für die Analyse gegebenenfalls verloren. Vielmehr sind Large- R -Jets und Trackjets Werkzeuge, um Ereignisse mit hohem Vektorbosontransversalimpuls zu untersuchen, in denen die zwei Jets des zerfallenden Vektorbosons zu dicht beieinander liegen, um als separate Small- R -Jets rekonstruiert werden zu können. Dass dadurch ein Jet in verschiedenen Jet-Arten mehrfach auftreten kann, stellt insbesondere für die E_T^{miss} -Berechnung kein Problem dar, weil dort nur Small- R -Jets einfließen.

6.9. E_T^{miss} -Signifikanz $\mathcal{S}$

Die E_T^{miss} -Signifikanz $\mathcal{S}$ [94] ist eine Observable, die helfen kann Ereignisse mit E_T^{miss} aus unsichtbaren Teilchen von solchen Ereignissen zu unterscheiden, in denen E_T^{miss} aus Effekten der Energiefehlmessung, Auflösung und Effizienz stammt. Sie ist definiert über das Verhältnis von E_T^{miss} und die E_T^{miss} -Auflösung in longitudinaler und transversaler Richtung zu $\vec{E}_T^{\text{miss}}$. Hohe Werte von $\mathcal{S}$ deuten damit an, dass E_T^{miss} im jeweiligen Ereignis

Tabelle 6.5.: Schritte zur Entfernung von überlappenden Objekten in der Reihenfolge, in der sie angewendet werden.

entferne	gegenüber	Kriterium
Elektron i	Elektron j	gemeinsame Spur, $p_{T,i} < p_{T,j}$
Tau-Lepton	Elektron	$\Delta R < 0,2$
Tau-Lepton	Myon	$\Delta R < 0,2$
Elektron	Myon	gemeinsame Spur
Small- R -Jet	Elektron	$\Delta R < 0,2$ und nicht (b -Jet und $p_T^e < 100$ GeV)
Elektron	Small- R -Jet	$\Delta R < 0,4$
Small- R -Jet	Myon	$\Delta R < 0,2$ und NumTrack < 3 und nicht b -Jet
Myon	Small- R -Jet	$\Delta R < 0,4$
Small- R -Jet	Tau-Lepton	$\Delta R < 0,2$ und nicht b -Jet
Tau-Lepton	Small- R -Jet	$\Delta R < 0,2$
Large- R -Jet	Elektron	$\Delta R < 1$
Trackjet	Elektron	$\Delta R < \text{Trackjet-Radius}$
Trackjet	Myon	$\Delta R < \text{Trackjet-Radius}$
Trackjet	Tau-Lepton	$\Delta R < \text{Trackjet-Radius}$

nis aus unsichtbaren Teilchen entstand, und dementsprechend ist es für kleine Werte wahrscheinlicher, dass E_T^{miss} konsistent mit Auflösungseffekten ist. $\mathcal{S}$ wird nur in den Signalregionen zur Untergrundunterdrückung eingesetzt.

7. Ereignisselektion

Das Ziel bei der Ereignisselektion der Signalregionen ist es aus der riesigen Datenmenge möglichst viele Signalereignisse auszuwählen und gleichzeitig die Zahl der Untergrundereignisse niedrig zu halten. Daneben müssen auch Schnitten angewendet werden, die technischer Art sind und die Datenqualität und Trigger betreffen.

7.1. Vorselektion

Um eine bestmögliche Qualität der Daten zu gewährleisten, werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen der Detektor voll einsatzbereit war und keine technischen Probleme auftraten. Dazu werden eine Reihe von Kriterien gefordert, die den Empfehlungen der *Data Preparation Group* [95] folgen:

GRL: Die untersuchten Ereignisse müssen Teil der GRL sein, siehe Abschnitt 5.1.

Primärvertex: Ereignisse ohne Primärvertex werden verworfen.

Fehlerhafte/unvollständige Ereignisse: Durch starkes Rauschen in einzelnen Subsystemen des Detektors kann es bei einzelnen Ereignissen zu fehlerhaften Energiemessungen kommen, weshalb diese Ereignisse verworfen werden. Ebenso werden unvollständige Ereignisse ausgeschlossen, bei denen Subsysteme temporär deaktiviert waren, zum Beispiel aufgrund von deren Neustarts.

Auch bei einwandfreiem Betrieb des Detektors treten Ereignisse mit unerwünschten Effekten auf, die entfernt werden müssen. Dazu zählen die sogenannten *Non-Collision-Backgrounds* (NCB), also Untergründe die nicht aus *pp*-Kollisionen stammen, sondern zum Beispiel aus Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit Kollimatoren oder aus kosmischen Myonen, und häufig als Jets rekonstruiert werden. Diese Jets haben charakteristische Schau-erprofile, weshalb diese Untergründe mithilfe von Schnitten auf Jet-Qualitätsvariablen, wie beispielsweise Verhältnisse zwischen den Jet-Energieanteilen aus verschiedenen Detektorlagen, mit hoher Effizienz unterdrückt werden können. Damit werden für Jets die zwei Arbeitspunkte **LooseBad** und **TightBad** definiert, was in [96] detailliert beschrieben ist. Die Bereinigung der Jets in dieser Analyse folgt den Empfehlungen für Run-2. [97]

Da in den Signalregionen dieser Analyse nur Jets auftreten, wird für die NCB-Unterdrückung über die **LooseBad** Ereignisbereinigung hinaus der **TightBad** Arbeitspunkt für den führenden Small-*R*-Jet gefordert. Für diesen wird dazu

$$\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}} > 0,1$$

verlangt, mit dem Energieanteil der geladenen Teilchen f_{ch} und dem Energieanteil der Kalorimeterlage mit der höchsten Energie f_{max} jeweils an der Gesamtenergie des Jets. Da

NCB-Jets nicht aus dem Kollisionspunkt entspringen, nimmt f_{ch} typischerweise kleine Werte an, während f_{max} häufig groß ist und damit nahe an Eins liegt, wodurch das Verhältnis von f_{ch} und f_{max} sehr klein ist. In Abbildung 7.1 wird die $\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}}$ -Verteilung für den führenden Small- R -Jet j_1 in einer der Signalregionen ohne die Anwendung des Schnitts $\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}} > 0,1$ gezeigt. Darin ist ein deutlicher Datenüberschuss bei sehr kleinen Werten zu sehen.

Mit diesem Schnitt kann der NCB nahezu vollständig unterdrückt werden, sodass auf eine Abschätzung dieses Untergrunds in dieser Arbeit verzichtet wird.

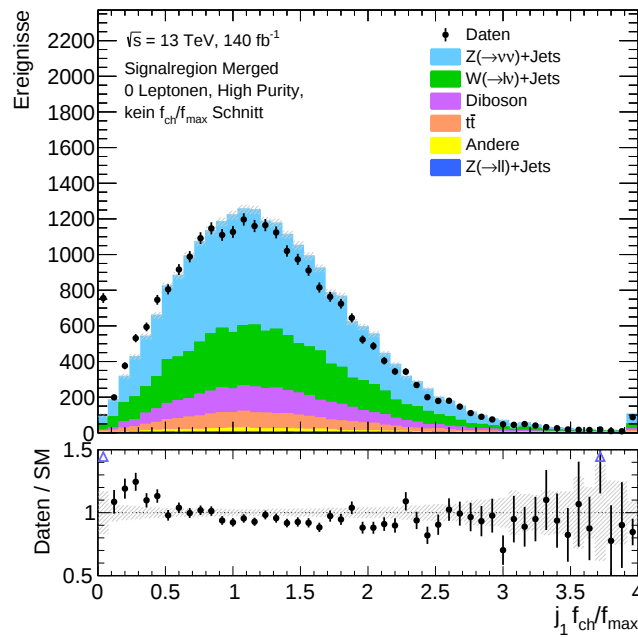


Abbildung 7.1.: $\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}}$ -Verteilung für den führenden Small- R -Jet j_1 in der Signalregion Merged High Purity ohne den Schnitt $\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}} > 0,1$. Es ist ein deutlicher Datenüberschuss bei sehr kleinen Werten zu sehen, der von NCB verursacht wird.

7.2. Trigger

Wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben, können aufgrund der hohen Datenrate nicht alle Ereignisse gespeichert werden. Mit dem ATLAS-Triggersystem werden in Echtzeit (*online*) interessante Ereignisse identifiziert, die anschließend abgespeichert werden können. In dieser Analyse werden nur Ereignisse verwendet, die je nach Region die $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ - oder Elektrontrigger mit den niedrigsten Schwellen ohne Prescale passieren.

In den Signalregionen werden die $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Trigger verwendet und in den Kontrollregionen mit Elektronen die Elektrontrigger. Da Myonen für den $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Trigger praktisch unsichtbar sind, kann dieser auch in den Kontrollregionen mit Myonen genutzt werden. Die Luminosität

hat entscheidenden Einfluss darauf welcher Trigger derjenige mit der niedrigsten Schwelle *ohne* Prescale ist. Daher werden für unterschiedliche Zeiträume unterschiedliche Trigger verwendet. Die Listen aller verwendeten E_T^{miss} - und Elektrontrigger sind in den Tabellen 7.1 und 7.2 zu sehen, entnommen aus [98].

Tabelle 7.1.: Liste aller verwendeten E_T^{miss} -Trigger in den Jahren 2015 bis 2018.

Zeitraum	E_T^{miss} -Trigger
2015	HLT_xe70_mht
2016 (A-D3)	HLT_xe90_mht_L1XE50
(D4-F1)	HLT_xe100_mht_L1XE50
(F2-)	HLT_xe110_mht_L1XE50
2017 (B-D5)	HLT_xe110_pufit_L1XE55
(D6-K)	HLT_xe110_pufit_L1XE50
2018 (B-C5)	HLT_xe110_pufit_xe70_L1XE50
(C5-)	HLT_xe110_pufit_xe65_L1XE50

Tabelle 7.2.: Liste aller verwendeten Elektron-Trigger in den Jahren 2015 bis 2018. In der Ereignisselektion ist es ausreichend, wenn das Ereignis durch mindestens einen der angegebenen Trigger im jeweiligen Zeitraum selektiert wird.

Zeitraum	Elektron-Trigger
2015	HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH HLT_e60_lhmedium HLT_e120_lhloose
2016–2018	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose HLT_e26_lhtight_nod0* HLT_e60_lhmedium_nod0 HLT_e60_medium [†] HLT_e140_lhloose_nod0 HLT_e300_etcut

* nur 2018 ab B3. [†] nur 2016.

7.2.1. Triggerskalierungsfaktoren

Im Allgemeinen sind Trigger erst ab einer gewissen Schwelle voll effizient, wobei ein *turn-on*-Effekt in den gemessenen Daten zu beobachten ist, der ebenso in den MC-Simulationen nachgebildet wird. Unterschiede in den Effizienzen zwischen Daten und Simulation können mit Skalierungsfaktoren ausgeglichen werden, die individuell für jede Analyse und jeden Trigger bestimmt werden.

In dieser Arbeit werden dazu Ereignisse mit einem Myon betrachtet, die von einem Myon-Trigger¹ selektiert wurden. Durch die Verwendung von Myon-Trigger kann ein vom E_T^{miss} -Trigger unabhängiger Datensatz definiert werden. Die Selektion für die Bestimmung der Triggerskalierungsfaktoren ist sehr ähnlich zur Kontrollregion mit einem Myon, siehe Abschnitt 8.2.2, mit Ausnahme der Schnitte auf $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ und $p_{T,\ell}^{\text{miss}}$. Die E_T^{miss} -Triggereffizienz als Funktion von $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ wird in dieser Selektion mit

$$E_T^{\text{miss}}\text{-Effizienz} = \frac{\text{Anzahl Ereignisse die } E_T^{\text{miss}}\text{- UND Myon-Trigger passieren}}{\text{Anzahl Ereignisse die Myon-Trigger passieren}}$$

bestimmt. An das Verhältnis der E_T^{miss} -Effizienzen aus Daten und Simulation wird in Bins von $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ für jedes Jahr der Datennahme die Funktion

$$f(x) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \text{erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2} \right) \right]$$

im Bereich $120 \text{ GeV} < E_{T,\ell}^{\text{miss}} < 300 \text{ GeV}$ angepasst, mit der Fehlerfunktion $\text{erf}(x)$ und den freien Parametern p_1 und p_2 . In Abbildung 7.2 werden die E_T^{miss} -Triggereffizienzen für Daten und simulierte Ereignisse in den Jahren 2015 bis 2018 dargestellt. In den jeweils unteren Diagrammen ist das Verhältnis zwischen Daten und Simulation zusammen mit der angepassten Funktion zu sehen. Darin ist zu erkennen, dass für den in dieser Analyse verwendeten Schnitt $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ das Verhältnis und damit auch der Skalierungsfaktor sehr nahe an 100 % ist. Die aus der Anpassung resultierenden Unsicherheiten fließen als Störparameter in der statistischen Auswertung der Resultate ein, siehe Kapitel 9.

Für die Elektrontrigger werden keine Skalierungsfaktoren bestimmt, da aufgrund der niedrigen Triggerschwellen angenommen wird, dass sie bei der in dieser Analyse verwendeten Selektion voll effizient sind.

7.3. Multi-Jet-Unterdrückung

Ein weiterer unerwünschter Effekt entsteht durch die Fehlvermessung von Jet-Energien in sogenannten Multi-Jet-Ereignissen, in denen einfache Proton-Proton-Streuungen ($pp \rightarrow \text{Jets}$) stattfinden. Die Jet-Impulse in diesen Ereignissen sollten gemäß der Impulserhaltung in der Transversalebene ausbalanciert sein; werden jedoch ein oder mehrere Jets fehlvermessen und ist diese Fehlvermessung groß genug, kann die E_T^{miss} -Schwelle überschritten werden und das Ereignis wird selektiert. Mithilfe der Anti-Multi-Jet-Schnitte in Tabelle 7.3 kann dieser Untergrund effektiv unterdrückt werden. Die Anti-Multi-Jet-Schnitte nutzen dabei die Tatsache, dass bei einer Fehlvermessung eines Multi-Jet-Ereignisses häufig $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ in die gleiche Richtung wie einer der Jets zeigt.

Wie der verbleibende Multi-Jet-Untergrund in dieser Analyse abgeschätzt werden kann, wird in Abschnitt 8.3 beschrieben.

¹Die Liste der verwendeten Myon-Trigger wird in Tabelle B.1 gezeigt.

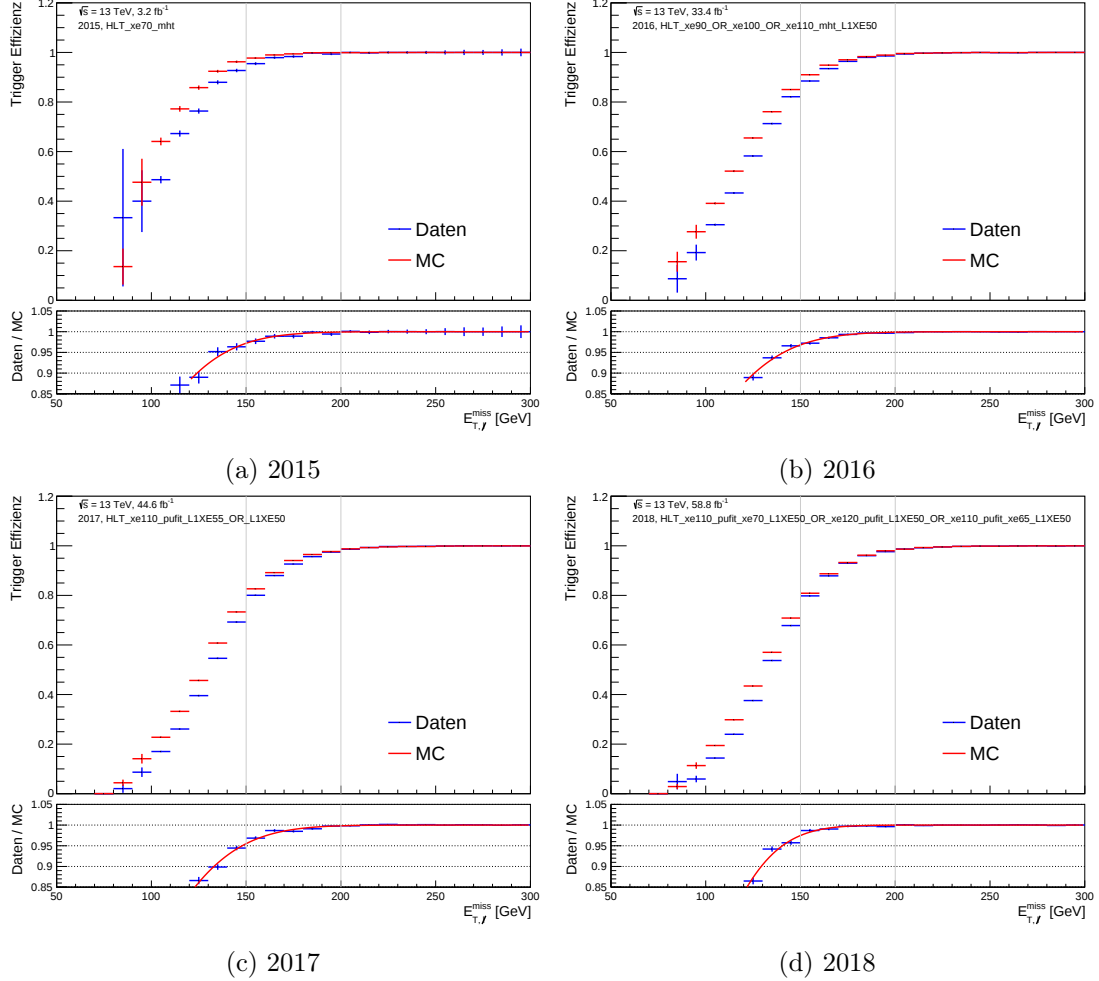


Abbildung 7.2.: E_T^{miss} -Triggereffizienzen für Daten und Simulationen (MC) und deren Verhältnisse in den Jahren 2015 bis 2018. Für $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200$ GeV ist das Verhältnis zwischen Daten und MC in allen Zeiträumen größer als 0,995.

Tabelle 7.3.: Die Schnitte zur Unterdrückung von Multi-Jet-Ereignissen nutzen die Tatsache, dass bei Multi-Jet-Ereignissen, die die E_T^{miss} -Anforderung erfüllen, $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ in die gleiche Richtung zeigt wie einer der Small- R -Jets j . Weiterhin wird gefordert, dass $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ und $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ etwa gleich ausgerichtet sind und $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ entgegengesetzt zum führenden Large- R -Jet J_1 oder Dijetsystem jj verläuft.

$$\min_i \Delta\phi(\vec{E}_{T,\ell}^{\text{miss}}, j_i) > 20^\circ \quad (1)$$

$$\Delta\phi(\vec{E}_{T,\ell}^{\text{miss}}, \vec{p}_{T,\ell}^{\text{miss}}) < 90^\circ \quad (2)$$

$$\Delta\phi(\vec{E}_{T,\ell}^{\text{miss}}, J_1/jj) > 120^\circ \quad (3)$$

$$\text{nur für Signalregionen: } \mathcal{S} > 8 \quad (4)$$

7.4. Vektorbosen-Tagging

Der Schlüsselaspekt in dieser Analyse ist die Verwendung von hadronisch zerfallenden Vektorbosonen zur gleichzeitigen Signalselektion und Untergrundunterdrückung. In den Signalereignissen wird ein Large- R -Jet oder ein Paar Small- R -Jets erwartet, das kompatibel mit einem hadronisch zerfallenden Vektorbosen ist, was für den Hauptuntergrund $V + \text{Jets}$ in einer Selektion mit E_T^{miss} und Jets nicht gilt. Daher ist es in dieser Analyse von entscheidender Bedeutung das hadronisch zerfallende Vektorbosen zu rekonstruieren. Für hohe Transversalimpulse p_T^V des Vektorbosons verschmelzen die Small- R -Jets aus dem Zerfall, was eine Rekonstruktion über einen Large- R -Jet notwendig macht. Um diese V -Jets zu identifizieren, wird der offizielle W/Z -Tagger [99], `SmoothedContainedW(Z)Tagger_AntiKt10LCTopoTrimmed`, verwendet. In diesem werden p_T -abhängige Schnitte auf die Jet-Masse m_J , die Jet-Substrukturvariable D_2 [100] und die Anzahl zugehöriger Spuren² n_{trk} angewendet, um eine konstante 50 % Effizienz der Identifizierung von hadronisch zerfallenden Vektorbosonen zu erreichen. Der Tagger erlaubt eine getrennte Identifizierung von W - und Z -Jets, da aber in dieser Analyse zur Reduktion der Komplexität keine Unterscheidung der beiden Vektorbosonen gemacht wird, gilt ein Large- R -Jet als W/Z gekennzeichnet (W/Z -tagged), wenn er von mindestens einem der beiden Tagger (W oder Z) selektiert wird.

Die Schnitte auf die Large- R -Jet-Masse und D_2 werden in Abbildung 7.3 als Funktion des Jet- p_T für den W -Tagger (oben) und den Z -Tagger (unten) gezeigt.³ Der W/Z -Tagger ist für Large- R -Jets mit Transversalimpulsen zwischen 200 GeV und 2,5 TeV kalibriert.

In Abbildung 7.4 werden die normierten Verteilungen der verwendeten Variablen für das $V(\text{had.})H(\text{uns.})$ -Signalmodell und den $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Untergrundprozess in einer Selektion mit $E_T^{\text{miss}} > 250$ GeV und Lepton-Veto gezeigt. In Abbildung 7.4a ist deutlich die Resonanz um $m_{W/Z}$ in der Verteilung von $V(\text{had.})H(\text{uns.})$ zu erkennen, während die Verteilung für $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ steil abfällt. D_2 tendiert zu niedrigen Werten, wenn der Jet eine Substruktur mit zwei Energieanhäufungen aufweist, was in Abbildung 7.4b gut zu sehen ist: Die Verteilung des Signals neigt zu niedrigen Werten, im Gegensatz zum $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Untergrund, für den höhere Werte von D_2 beobachtet werden, da hier eine Large- R -Jet-Substruktur mit nur einer Energieanhäufung zu erwarten ist. Die n_{trk} -Variable in Abbildung 7.4c wird für die Selektion im W/Z -Massenfenster gezeigt und auch hier ist zu erkennen, dass $V(\text{had.})$ -Large- R -Jets zu niedrigeren Werten neigen und sich von Jets des $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Untergrunds unterscheiden.

In Abbildung 7.5 werden die Verteilungen der Variablen im Vergleich zwischen Daten und MC-Simulationen für eine mit W -Bosonen angereicherte Selektion semi-leptonischer $t\bar{t}$ -Ereignisse gezeigt. In den jeweils unteren Diagrammen ist das Verhältnis zwischen Daten und MC-Simulation zusammen mit den statistischen und systematischen MC-Unsicherheiten zu sehen. [99] Die Verteilungen von m_J und D_2 zeigen eine überwiegend gute Übereinstimmung von Daten und MC-Simulation, während für die n_{trk} -Verteilung

²Die Spuren werden mittels *ghost-association* [101] den Jets zugeordnet.

³Der p_T -abhängige Schnitt auf n_{trk} ist verträglich mit einem konstanten Schnitt auf $n_{\text{trk}} < 26$ und wird deshalb nicht gezeigt. [99]

eine deutliche Verschiebung zu erkennen ist. Diese trägt signifikant zu den systematischen Unsicherheiten des W/Z -Taggers (grüne Bänder) bei.

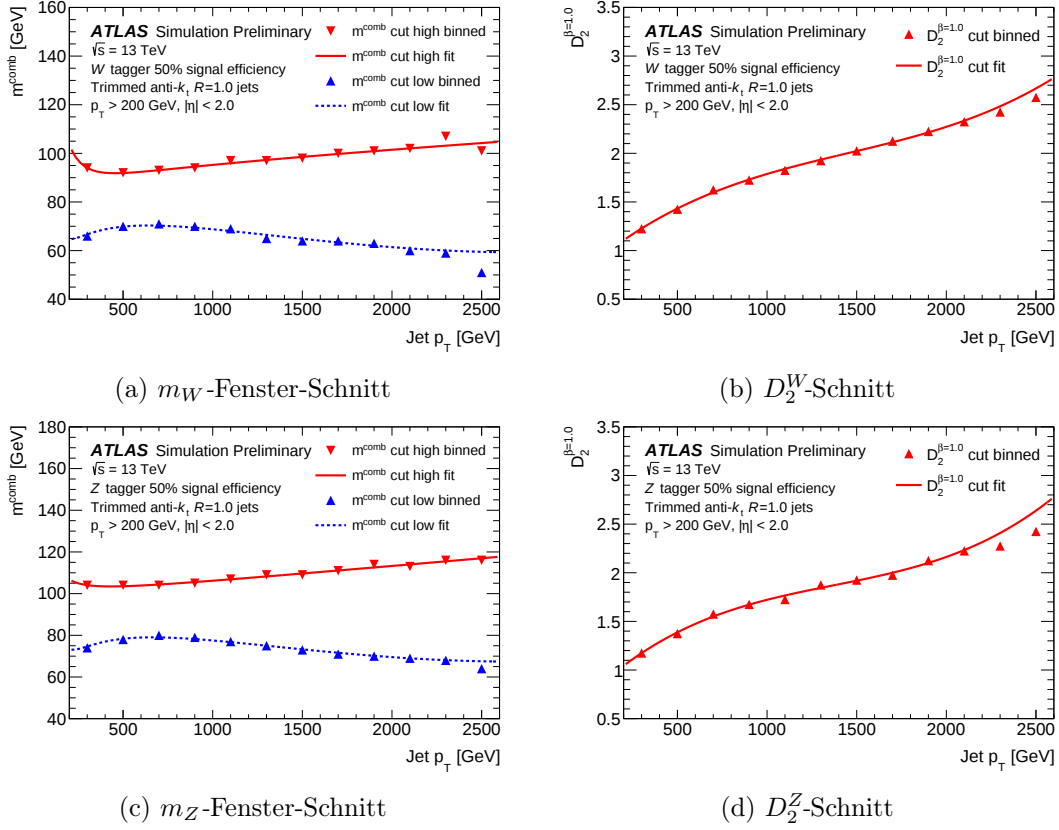


Abbildung 7.3.: Die Schnitte auf (a,c) Large- R -Jet-Masse und (b,d) D_2 in Abhängigkeit von Large- R -Jet- p_T für den W -Tagger (oben) und Z -Tagger (unten) mit 50 % Signaleffizienz. Es werden glatte Funktionen an die Schnittwerte in p_T -Bins angepasst, um einen glatten Tagger mit konstanter Signaleffizienz zu erhalten. [99]

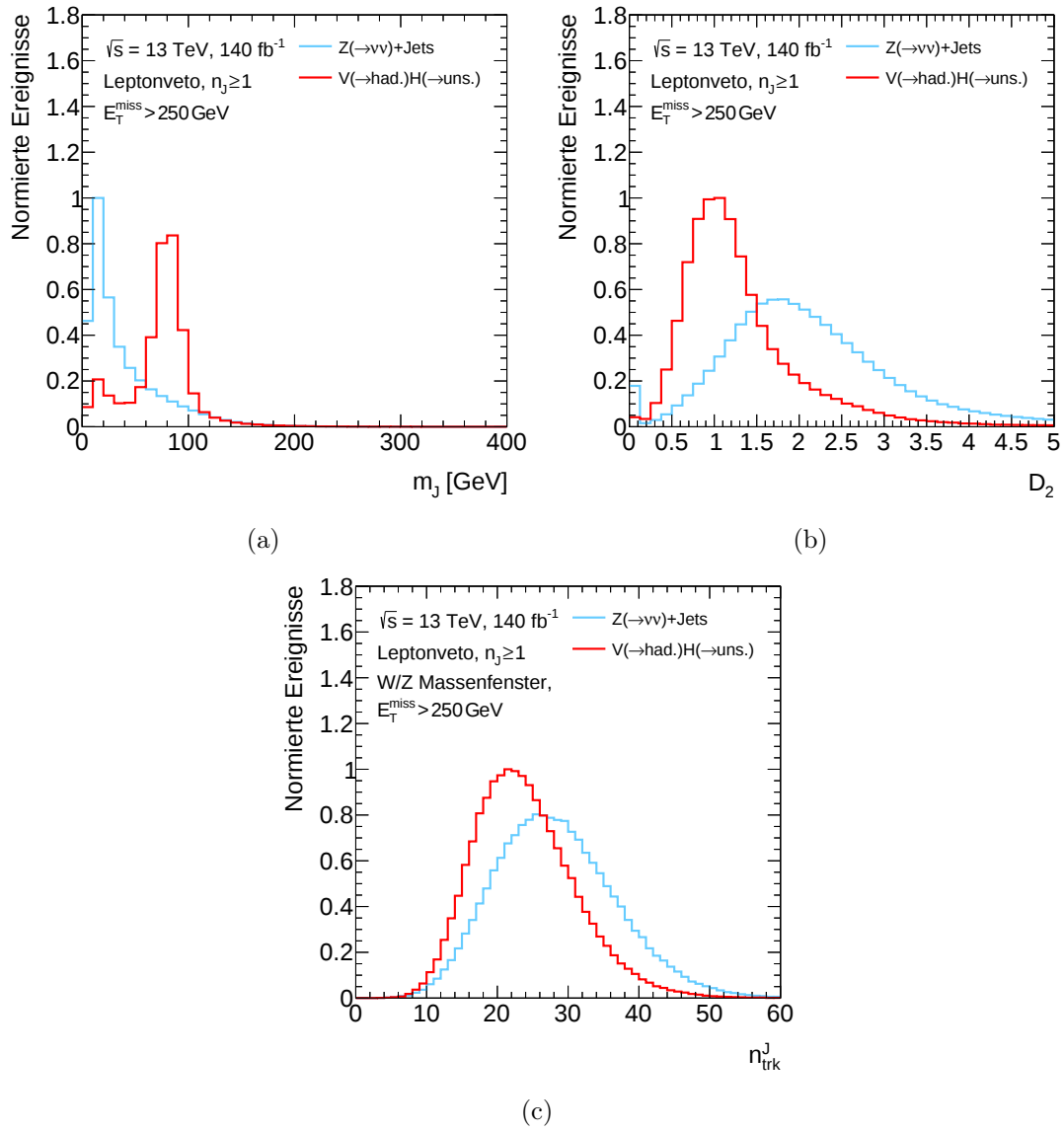


Abbildung 7.4.: Vergleich der beim W/Z -Tagging verwendeten Variablen (a) m_J , (b) D_2 und (c) n_{trk}^J zwischen dem Signalprozess $V(\text{had.})H(\text{uns.})$ und dem Hauptuntergrund $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$.

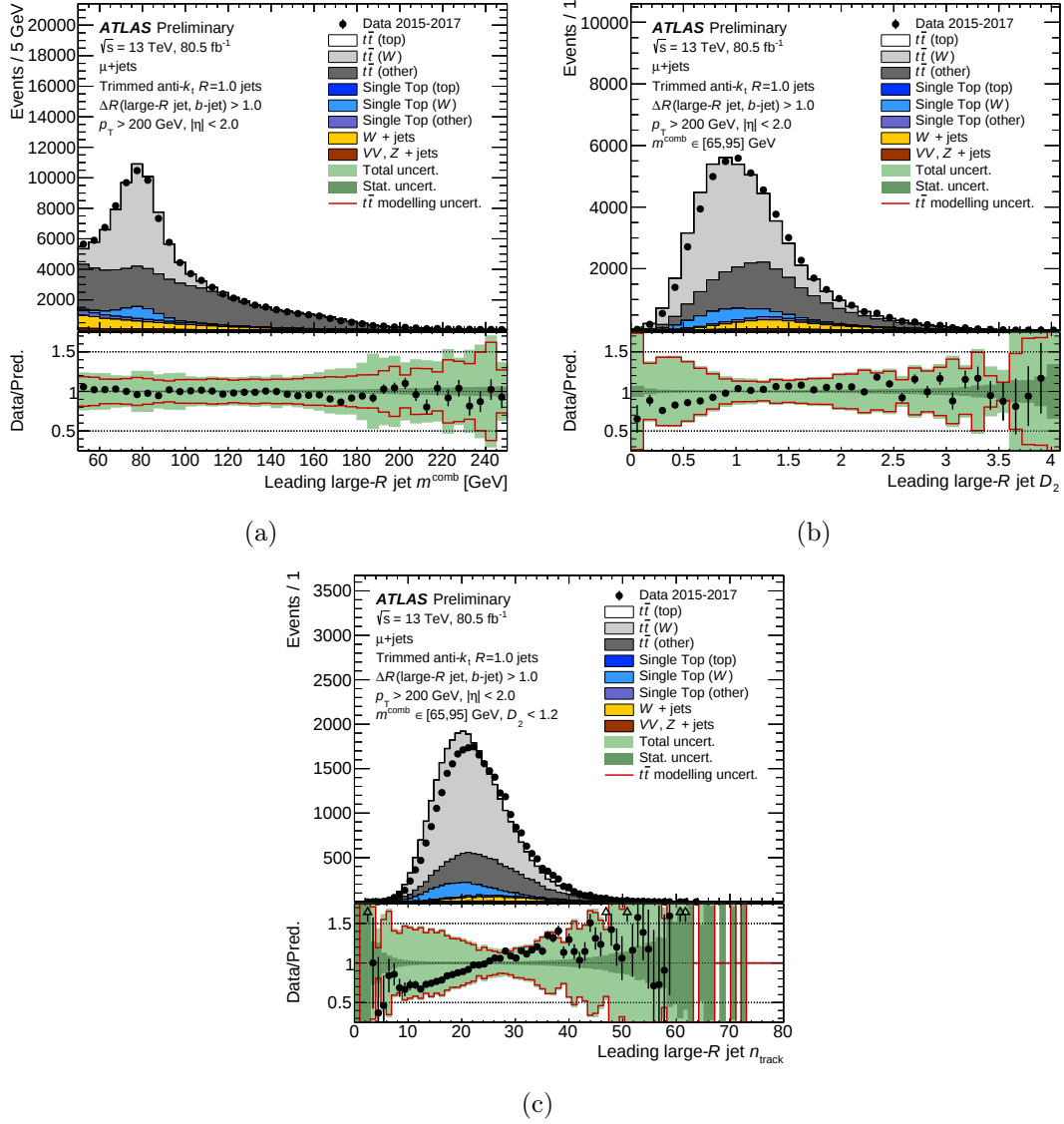


Abbildung 7.5.: Verteilungen der W/Z -Tagging-Variablen (a) Large- R -Jet-Masse, (b) D_2 und (c) n_{trk} in einer Selektion semi-leptonischer $t\bar{t}$ -Ereignisse, die bei der Definition des W/Z -Taggers verwendet werden. Deutliche Abweichungen zwischen Daten und Simulation sind in der Verteilung von n_{trk} (c) zu erkennen, die signifikant zu den systematischen Unsicherheiten des W/Z -Taggers (grüne Bänder) beitragen. [99]

7.5. Ereignistopologien

In dieser Analyse wird der im vorigen Abschnitt erwähnte W/Z -Tagger verwendet, um die verschiedenen Topologien, Merged und Resolved, zu unterscheiden. Bei der Merged-Topologie liegen die Quark-Jets des hadronischen Vektorbosonzerfalls dicht beieinander und können mit einem Large- R -Jet rekonstruiert werden, der mit dem W/Z -Tagger identifiziert werden kann. Dabei wird zwischen einer Selektion mit hoher Reinheit (engl. *high purity*, HP), bei der alle Kriterien des W/Z -Taggers erfüllt sein müssen, und niedriger Reinheit (engl. *low purity*, LP), wobei das m_J -Kriterium erfüllt wird, jedoch nicht die D_2 - und n_{trk} -Kriterien, unterschieden. Die Resolved-Topologie zeichnet sich dadurch aus, dass die Zerfallsprodukte weit genug auseinander liegen, um noch als zwei Small- R -Jets rekonstruiert werden zu können. Daher kommt hier der W/Z -Tagger nicht zum Einsatz. In einem Übergangsbereich wäre es denkbar, dass Ereignisse als Merged und Resolved klassifiziert werden. Um diese doppelte Selektion zu verhindern, wird in diesen Fällen Merged Vorrang gewährt, indem bei der Resolved-Selektion explizit eine fehlgeschlagene Merged-Selektion gefordert wird.⁴ In den verschiedenen Topologien werden jeweils immer nur der führende Large- R -Jet bzw. die zwei führenden Small- R -Jets betrachtet. Daher werden in der Merged-Selektion nur Ereignisse untersucht, in denen der führende Large- R -Jet die Selektion erfüllt. Ebenso werden für die Resolved-Selektion jene Ereignisse nicht betrachtet, in denen ein anderes Paar Small- R -Jets (Dijetsystem jj) als das führende die Bedingungen erfüllt, während das führende jj diese nicht erfüllt.

Die Topologien werden in Tabelle 7.4 vereinfacht zusammengefasst.

Tabelle 7.4.: Zusammenfassung der Ereignistopologien.

Merged	High Purity: m_J im Massenfenster Substrukturkriterien erfüllt	Low Purity: m_J im Massenfenster Substrukturkriterien <i>nicht</i> erfüllt
Resolved	<i>nicht</i> Merged m_{jj} im Massenfenster $\Delta\phi_{jj}$ und ΔR_{jj} klein	

7.6. Signalregionsselektion

Die Selektion in der Signalregion zielt darauf ab möglichst viele Signalereignisse auszuwählen bei gleichzeitiger Unterdrückung von Untergrundereignissen. Die angewendeten

⁴Ein Ereignis wird für Resolved verworfen, falls es alle Schnitte der Merged High Purity- oder Merged Low Purity-Selektion erfüllt ausgenommen der Trackjet b -Tag Anforderung. Letzteres hat einen rein technischen Grund, da es sonst in einigen Kontrollregionen möglich wäre, das gleichzeitig b -Tagging auf Trackjets (aus dem Merged-Veto) und auf Small- R -Jets (aus der Kontrollregionsselektion) angewendet wird, was von der *Flavour-tagging*-Arbeitsgruppe nicht unterstützt wird und daher nicht empfohlen ist. Die Anzahl Ereignisse, die dadurch für diese Analyse verloren gehen, ist vernachlässigbar.

Schnitte orientieren sich in wesentlichen Aspekten an der ATLAS $E_T^{\text{miss}} + V(\text{had.})$ -Analyse mit dem $36,1 \text{ fb}^{-1}$ Datensatz (2015/16) von 2018 [102].⁵ Nach der Vorselektion, der Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte und der E_T^{miss} -Triggeranforderung werden Ereignisse mit hoher E_T^{miss} selektiert, da bei den untersuchten Signalprozessen die unsichtbaren Teilchen erwartungsgemäß einen hohen Transversalimpuls haben und das E_T^{miss} -Spektrum flacher ist als das des Hauptuntergrunds $V + \text{Jets}$. Außerdem sind erst ab einer Schwelle von etwa 200 GeV die verwendeten E_T^{miss} -Trigger voll effizient.⁶ Darüber hinaus werden Ereignisse verworfen in denen Elektronen, Myonen oder Tau-Leptonen auftreten, da diese in den Signalmodellen nicht erwartet werden, oder in denen mehr als vier Small- R -Jets vorkommen, da in den Signalmodellen nur eine niedrige Anzahl Jets erwartet wird. Die Signalregionsselektion wird, wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, in Merged und Resolved unterteilt. Im Falle der Merged-Selektion wird $E_T^{\text{miss}} > 250 \text{ GeV}$ und mindestens ein Large- R -Jet (J) mit $p_T > 200 \text{ GeV}$ gefordert und es dürfen sich keine Trackjets mit b -Tag außerhalb von J_1 befinden. Die Aufteilung in High Purity und Low Purity erfolgt wie im vorherigen Abschnitt beschrieben mithilfe des W/Z -Taggers. Nur wenn Ereignisse weder als Merged High Purity noch als Merged Low Purity klassifiziert werden, durchlaufen sie die Resolved-Selektion. Dort werden $E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ und mindestens zwei Small- R -Jets gefordert, wobei nur das Dijetsystem jj aus den zwei führenden Jets (j_1, j_2) betrachtet wird. Um Ereignisse mit Dijetsystemen zu selektieren, die verträglich mit einem hadronisch zerfallenden Vektorboson sind, werden schließlich folgende Anforderungen an Azimutwinkel $\Delta\phi_{jj}$ und räumlichen Abstand ΔR_{jj} jeweils zwischen j_1 und j_2 und die Dijetmasse m_{jj} gestellt: $\Delta\phi_{jj} < 140^\circ$, $\Delta R_{jj} < 1,4$ und $65 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 105 \text{ GeV}$.

Die Selektion der Signalregionen ist in Tabelle 7.5 zusammengefasst.

In Abbildung 7.6 werden die E_T^{miss} -Verteilungen für Daten und Untergrunderwartung, vor der Anpassung an die Daten (*pre-fit*), in den drei Signalregionen Merged High Purity (SRMHP), Merged Low Purity (SRMLP) und Resolved (SRR) gezeigt. Die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund ist blau schraffiert dargestellt. In den Diagrammen werden zur Veranschaulichung drei Signalmodelle überlagert gezeigt: Higgs-Portalmodell mit $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$, vereinfachtes Dunkle-Materie-Modell mit Axial-Vektor-Mediator, $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ und $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$ und ALP-Modell mit $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$ und $f_a = 1 \text{ TeV}$.

Weitere Verteilungen in den Signalregionen werden in Abbildungen 7.7 bis 7.9 aufgeführt. Diese zeigen Variablen des führenden Large- R -Jets oder des Dijetsystems für Daten und MC-Untergründe mit statistischen Unsicherheiten.

Die Vergleiche zwischen Daten und Simulationen zeigen überwiegend eine gute Übereinstimmung. Die größten Abweichungen sind in den Substrukturvariablen des Large- R -Jets

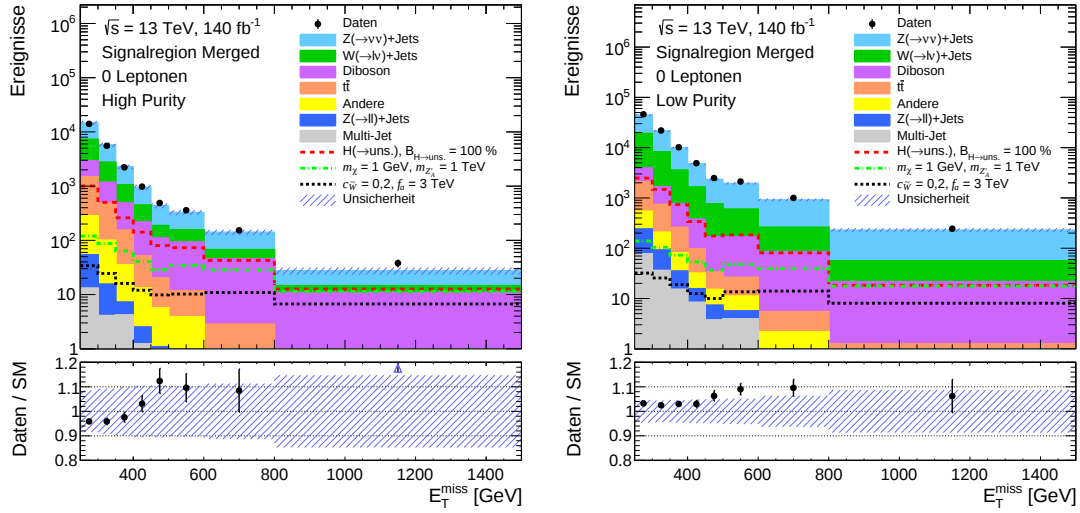
⁵Die wichtigsten Unterschiede zur vorherigen Analyse werden in Anhang C zusammengefasst.

⁶Grundsätzlich wären auch Ereignisse mit weniger E_T^{miss} interessant, im Falle niedriger Transversalimpulse der unsichtbaren Teilchen. Unterhalb dieser Schwelle müssten jedoch aufgrund hoher Ereignisraten E_T^{miss} -Trigger mit Prescale verwendet werden, was eine verringerte statistische Aussagekraft dieser Ereignisse bedeuten würde. Außerdem würde sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis massiv verschlechtern, da zum niedrigeren E_T^{miss} -Bereich hin Multi-Jet-Ereignisse immer stärker auftreten, was darüber hinaus mit erhöhten Unsicherheiten einher ginge.

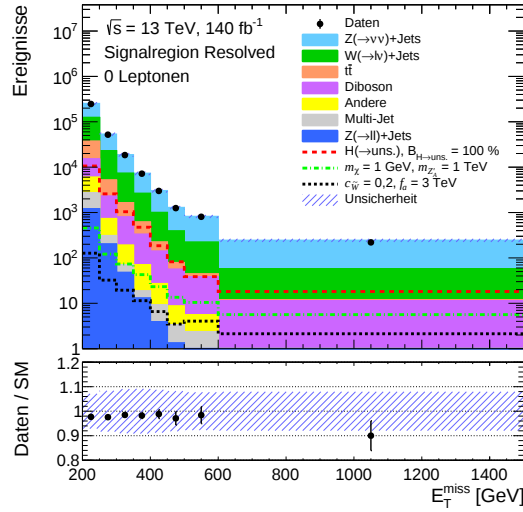
Tabelle 7.5.: Zusammenfassung der SignalregionsSelektion.

Merged-Topologie	Resolved-Topologie
Vorselektion Anti-Multi-Jet-Schnitte E_T^{miss} -Trigger Lepton-Veto (e, μ, τ)	
$n_J \geq 1$ und $n_j \leq 4$	fehlgeschlagene Merged-Selektion $2 \leq n_j \leq 4$
$p_T^{J_1} > 200 \text{ GeV}$	$p_T^{j_1} > 45 \text{ GeV}$
$E_T^{\text{miss}} > 250 \text{ GeV}$	$E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$
b -Trackjet-Veto außerhalb J_1	$\Delta\phi_{jj} < 140^\circ$
W/Z -Tagging:	$\Delta R_{jj} < 1,4$
High/Low Purity	$65 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 105 \text{ GeV}$

festzustellen, was auch beim W/Z -Tagger beobachtet wurde, siehe Abbildungen 7.5b und 7.5c, und dessen systematischen Unsicherheiten diese Abweichung einschließen.



(a) Signalregion Merged High Purity (SRMHP) (b) Signalregion Merged Low Purity (SRMLP)



(c) Signalregion Resolved (SRR)

Abbildung 7.6.: E_T^{miss} -Verteilungen in den Signalregionen für Daten und Untergrunderwartung. Das schraffierte Band gibt die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund an und die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar. Zur Veranschaulichung werden drei Signalmodelle gezeigt: Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$ (---), Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$ (-.-.-) und ALP-Modell $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$, $f_a = 1 \text{ TeV}$ (.....).

7. Ereignisselektion

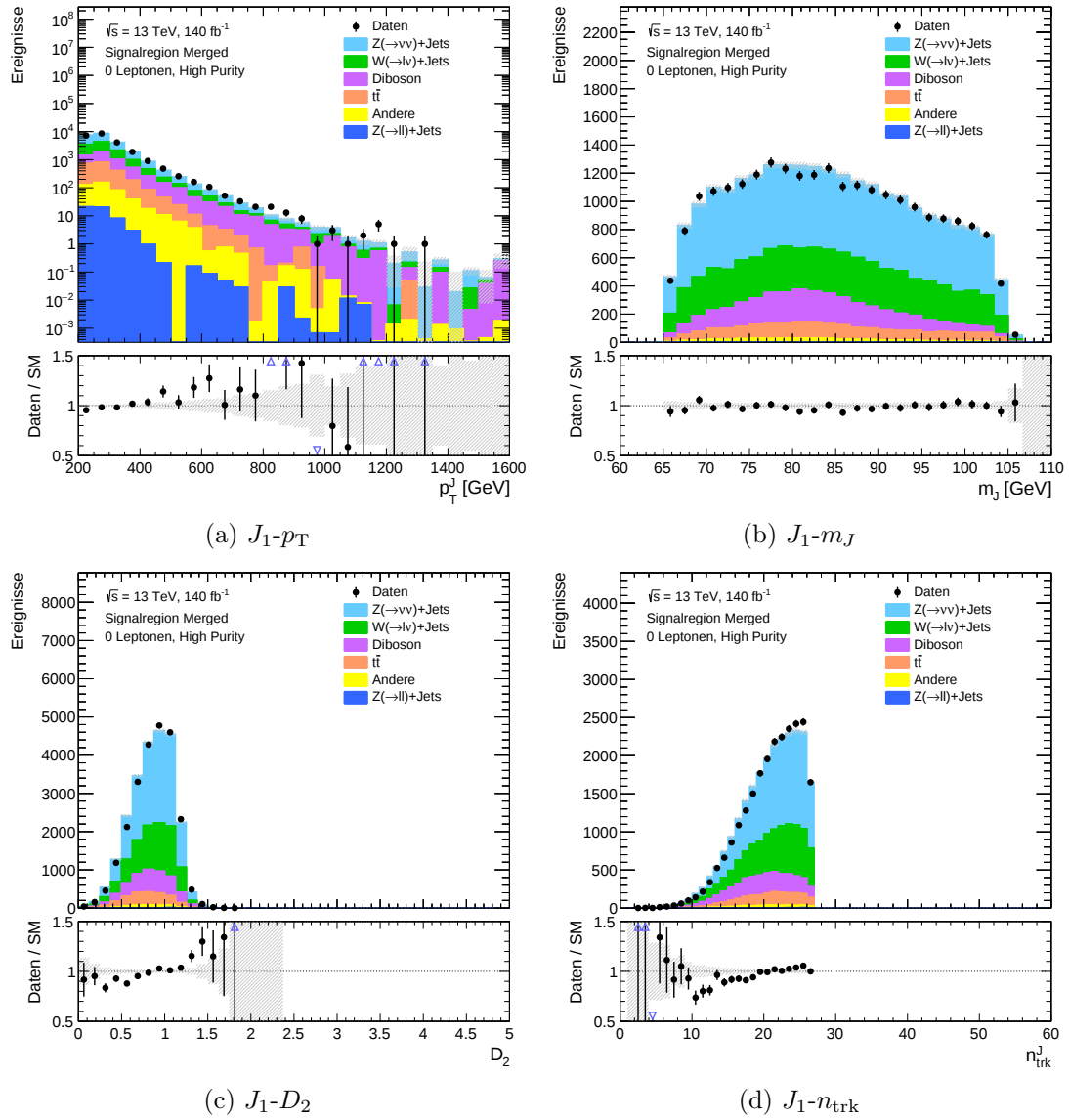


Abbildung 7.7.: Verteilungen von Variablen des führenden Large- R -Jets (J_1) in der Signalregion Merged High Purity (SRMHP). Im jeweils unteren Diagramm wird das Verhältnis von Daten und Gesamtuntergrunderwartung (SM) abgebildet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.

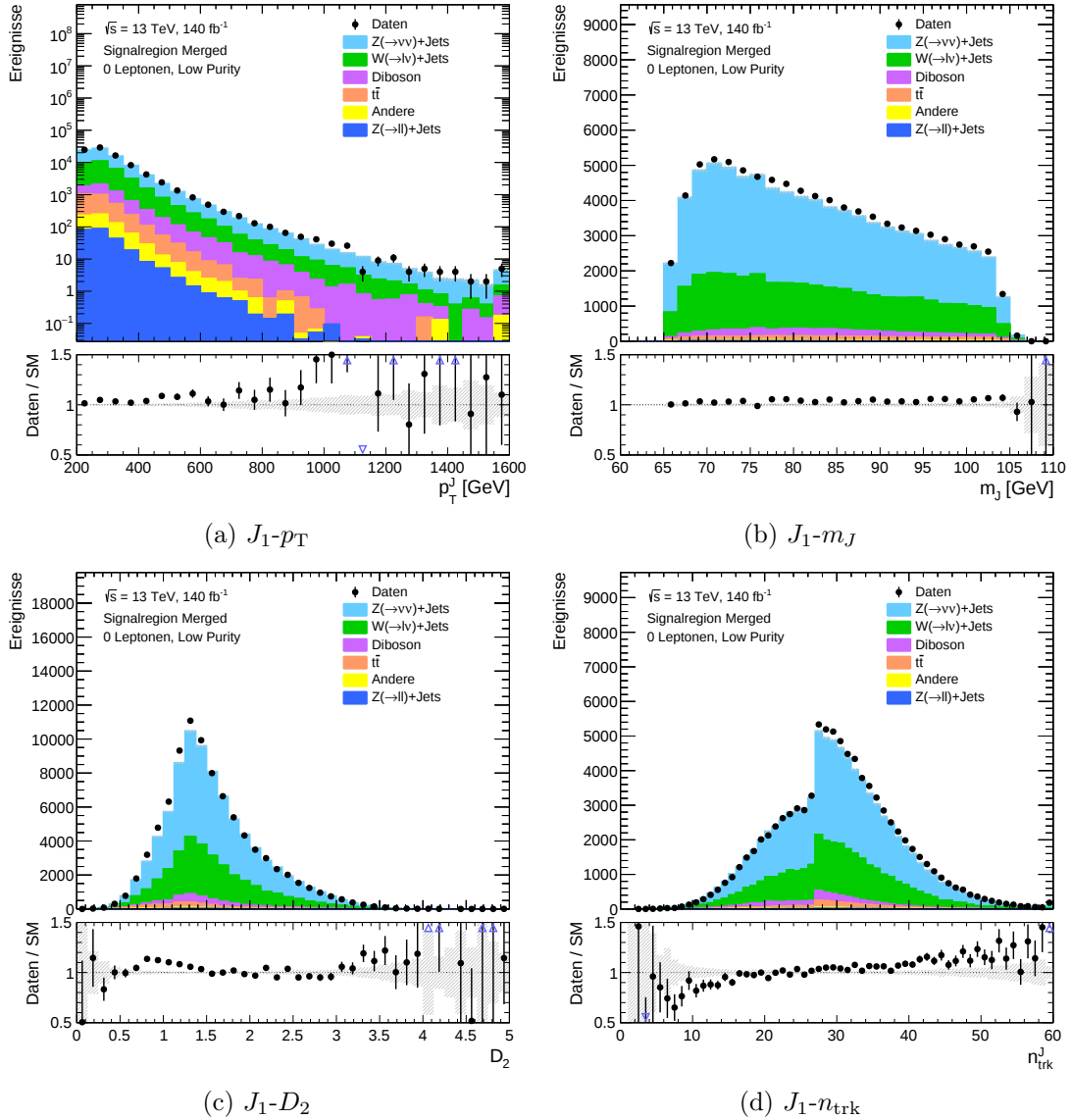


Abbildung 7.8.: Verteilungen von Variablen des führenden Large- R -Jets (J_1) in der Signalregion Merged Low Purity (SRMLP). Im jeweils unteren Diagramm wird das Verhältnis von Daten und Gesamtuntergrunderwartung (SM) abgebildet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben. Die Kante in der J_1-n_{trk} -Verteilung (d) bei $n_{\text{trk}} = 26$ stellt den Übergang zwischen High und Low Purity dar. Ereignisse mit $n_{\text{trk}} < 26$ können dennoch in die Low Purity Selektion fallen, da für die High Purity Selektion beide Anforderungen an D_2 und n_{trk} erfüllt sein müssen.

7. Ereignisselektion

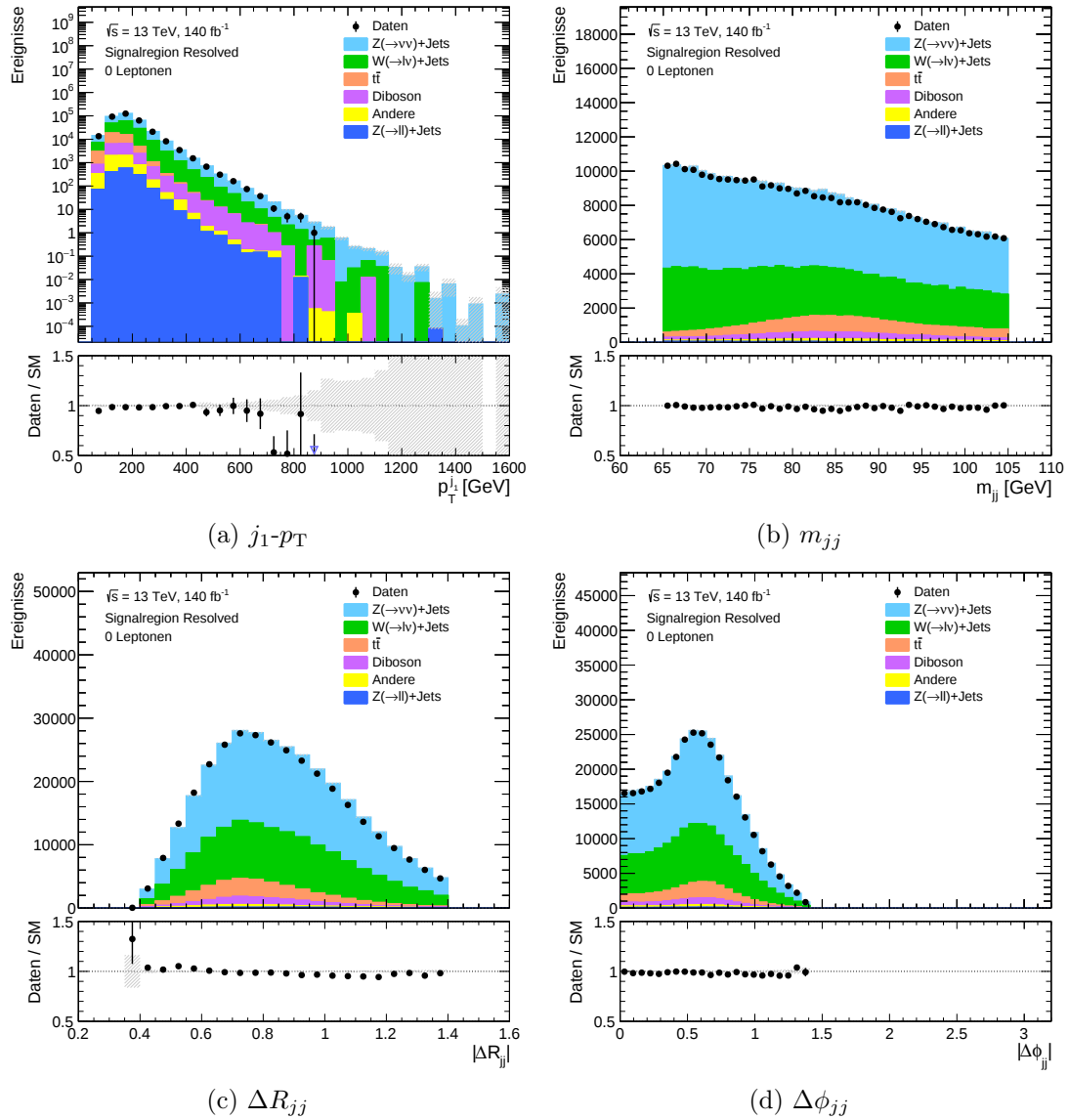


Abbildung 7.9.: Verteilungen von Variablen des führenden Small- R -Jets bzw. Dijetsystems in der Signalregion Resolved (SRR). Im jeweils unteren Diagramm wird das Verhältnis von Daten und Gesamtuntergrunderwartung (SM) abgebildet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.

8. Untergrundabschätzung

Die Untergründe in den Signalregionen werden je nach Untergrund entweder semi-datenbasiert über Kontrollregionen, rein über MC-Simulationen oder im Falle vom Multi-Jet-Untergrund datenbasiert abgeschätzt.

8.1. Untergrundprozesse

Die dominanten Untergrundprozesse in den Signalregionen sind die Produktion eines Vektorbosons ($V + \text{Jets}$), die t -Quark-Paarproduktion ($t\bar{t}$) und die Produktion von zwei Vektorbosonen (Diboson), für die jeweils ein Beispiel eines Feynman-Diagramms in Abbildung 8.1 gezeigt werden.

Die in dieser Arbeit berücksichtigten Untergrundprozesse sind:

$Z + \text{Jets}$: Der Hauptuntergrund in den Signalregionen ist $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$, wobei die Jets aus Abstrahlungen aus dem Anfangszustand (engl. *initial state radiation*, ISR) stammen und zufällig durch den W/Z -Tagger bzw. den m_{jj} -Massenfensterschnitt selektiert werden.

$W + \text{Jets}$: Dieser Untergrund kann in den Signalregionen auftreten, falls das Elektron oder Myon nicht rekonstruiert wird, was dann der Fall ist, wenn es entweder außerhalb des Akzeptanzbereichs des Detektors liegt oder der Impuls des W -Bosons fast ausschließlich an das Neutrino übertragen wird, wodurch das Lepton unterhalb der p_T -Schwelle liegt. Wie beim $Z + \text{Jets}$ -Untergrund stammen die Jets aus ISR.

$t\bar{t}$: Die t -Quarks zerfallen jeweils über ein W -Boson, wovon eines hadronisch zerfällt und vom W/Z -Tagger selektiert wird und das andere leptonisch zerfällt, wobei das Lepton wie beim $W + \text{Jets}$ -Untergrund nicht rekonstruiert wird.

Diboson: Der Prozess $Z(\nu\bar{\nu})V(\text{had.})$ ist ununterscheidbar von den untersuchten Signalprozessen. Aufgrund der Produktion von zwei Vektorbosonen ist dieser Prozess jedoch im Vergleich zu $V + \text{Jets}$ deutlich unterdrückt und ist nicht der Hauptuntergrund.

Multi-Jet: Für die Abschätzung des Multi-Jet-Untergrunds mit MC-Simulationen wäre aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts eine unverhältnismäßig hohe Anzahl simulierter Ereignisse notwendig. Daher wird für diesen Untergrund ein datenbasierter Ansatz gewählt, der in Abschnitt 8.3 beschrieben wird.

Andere: Weitere Untergründe sind: Die Produktion eines einzelnen t -Quarks (Single- t), die assoziierte Produktion eines Higgs-Bosons mit einem V -Boson, wobei das H in ein $b\bar{b}$ -Paar zerfällt ($VH(b\bar{b})$), die Produktion eines V -Bosons in Assoziation mit einem $t\bar{t}$ -Paar ($t\bar{t}V$) und die Produktion von drei Vektorbosonen (Triboson).

Der NCB wird durch die angewendeten Schnitte zur Ereignissäuberung als vernachlässigbar angesehen.

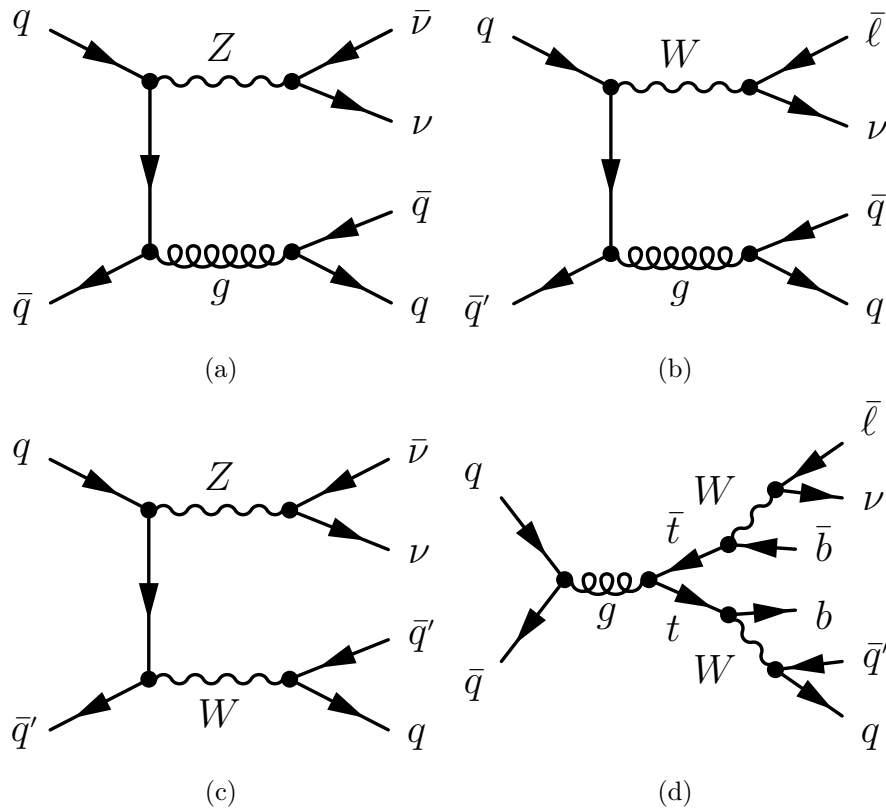


Abbildung 8.1.: Beispiele für Feynman-Diagramme der Untergrundprozesse (a) $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$, (b) $W(\ell\nu) + \text{Jets}$, (c) Diboson und (d) $t\bar{t}$.

8.2. Kontrollregionen

Die $V + \text{Jets}$ - und $t\bar{t}$ -Untergründe werden mit einem semi-datenbasierten Ansatz abgeschätzt. Dazu werden sogenannte Kontrollregionen (engl. *control region*, CR) definiert, deren Selektionen nahe an denen der Signalregionen (SR) liegt, jedoch mit einem der jeweiligen Untergründe angereichert sind. In diesen CRs können dann die Normierungen der Untergründe und der Unsicherheiten bestimmt werden.

Für den wichtigsten Untergrund in den Signalregionen, $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$, ist es jedoch nicht möglich eine CR ohne signifikante Signalkontamination zu definieren. Es ist aber möglich den $Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$ -Untergrund für dessen Abschätzung zu verwenden. Dazu werden CRs mit zwei Elektronen oder zwei Myonen definiert und die geladenen Leptonen des Z -Zerfalls als unsichtbare Teilchen behandelt, wodurch der $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ -Prozess kinematisch identisch zum $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ -Prozess ist und ein Vergleich der beiden ermöglicht wird. Wie in Abschnitt 6.7 angedeutet, wird dazu $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ anstelle von E_T^{miss} verwendet. Die gleiche Methode wird für den $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ - und den $t\bar{t}$ -Untergrund angewendet. Dazu wird für $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ je eine CR mit einem Myon definiert, die sich nur durch die Anzahl b -Jets unterscheiden. Für den Diboson-Untergrund (WW , WZ , ZZ) ist es nicht ohne Weiteres möglich eine geeignete CR zu finden, da jede Kombination von leptonischen und hadronischen Diboson-Zerfällen entweder in führender Ordnung keinen Jet enthält (voll-leptonisch), bereits durch andere CRs oder SRs abgedeckt ist (semi-leptonisch) oder durch Multi-Jet-Ereignisse überschwemmt wird (voll-hadronisch). Daher werden für diesen Untergrund und auch alle weiteren Untergründe keine CRs definiert.

In dieser Analyse werden CRs mit zwei Leptonen ($ee, \mu\mu$) und mit einem Myon definiert. Durch die Selektion von Leptonen ist zum einen sichergestellt, dass keine Überlappung zwischen den CRs und SRs besteht, und zum anderen, dass die Signalkontamination in den CRs vernachlässigbar ist.

Alle CRs werden auf die gleiche Weise wie die SRs, wie in Abschnitt 7.5 beschrieben, in die Topologien Merged High Purity, Merged Low Purity und Resolved unterteilt.

8.2.1. Kontrollregionen mit zwei Leptonen

Die Kontrollregionen mit zwei geladenen Leptonen ($ee, \mu\mu$) dienen zur Abschätzung des $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Untergrunds der Signalregionen. Wie zu Beginn des Kapitels erwähnt, werden hierzu Ereignisse mit zwei Leptonen aus einem Z -Zerfall selektiert, die als unsichtbare Teilchen betrachtet werden, um damit den $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ -Untergrund abzuschätzen. Bei der Selektion wird darauf geachtet, dass sie kinematisch nahe an der Signalregion liegt, was durch die Verwendung von $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ anstelle von E_T^{miss} erreicht wird. Insbesondere bei den Anti-Multi-Jet-Schnitten, die in den CRs durch die Präsenz der Leptonen nicht notwendig wären, wird die Version mit $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ verwendet. Um die Selektion mit $Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$ -Ereignissen anzureichern, wird ein Schnitt auf die invariante Masse des Leptonpaares $m_{\ell\ell}$ von $66 \text{ GeV} \leq m_{\ell\ell} \leq 116 \text{ GeV}$ angewendet. Abbildung 8.2 zeigt die $m_{\ell\ell}$ -Verteilungen

in Ereignisselektionen mit $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ und zwei Myonen bzw. zwei Elektronen,¹ worin deutlich erkennbar ist, dass mit einem Schnitt um die Z -Boson-Masse $Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$ -Ereignisse effektiv selektiert werden können.

Alle Schnitte für die CRs mit zwei Leptonen sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst.

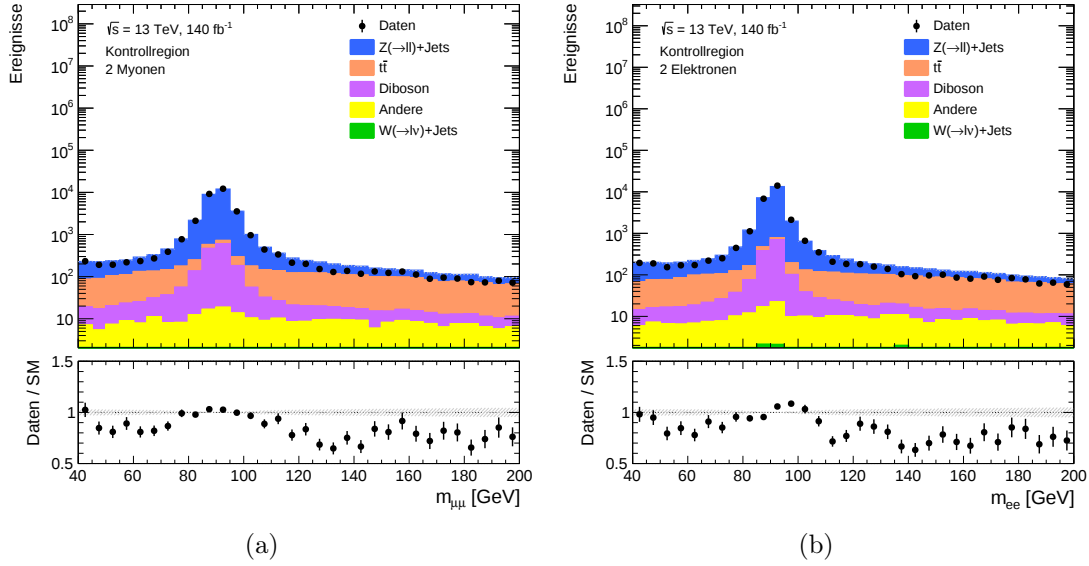


Abbildung 8.2.: Verteilungen der invarianten Dilepton-Masse $m_{\ell\ell}$ in einer Ereignisselektion mit $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ und (a) zwei Myonen und (b) zwei Elektronen. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.

$Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -CR

Die $Z(\mu\bar{\mu}) + \text{Jets}$ -CRs werden mit genau zwei Myonen definiert und tragen die Bezeichnungen CRMHP2mu, CRMLP2mu und CRR2mu für die Topologien Merged High Purity, Merged Low Purity bzw. Resolved.

Die $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen der Daten und MC-Simulationen, vor der Anpassung an die Daten (*pre-fit*), in den $Z(\mu\bar{\mu}) + \text{Jets}$ -CRs werden in Abbildung 8.3 dargestellt.

$Z \rightarrow e\bar{e}$ -CR

Die $Z(e\bar{e}) + \text{Jets}$ -CRs werden mit genau zwei Elektronen definiert und tragen die Bezeichnungen CRMHP2el, CRMLP2el und CRR2el für die Topologien Merged High Purity, Merged Low Purity bzw. Resolved.

Die $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen der Daten und MC-Simulationen, vor der Anpassung an die Daten (*pre-fit*), in den $Z(e\bar{e}) + \text{Jets}$ -CRs werden in Abbildung 8.4 dargestellt.

Die Verteilungen der MC-Untergründe in den Abbildungen 8.3 und 8.4 zeigen bereits vor der Anpassung im Rahmen der Unsicherheiten überwiegend eine gute Übereinstimmung

¹Hier wird zu Illustrationszwecken keine Unterscheidung zwischen Merged und Resolved gemacht. Die Selektion ist in Anhang D zusammengefasst.

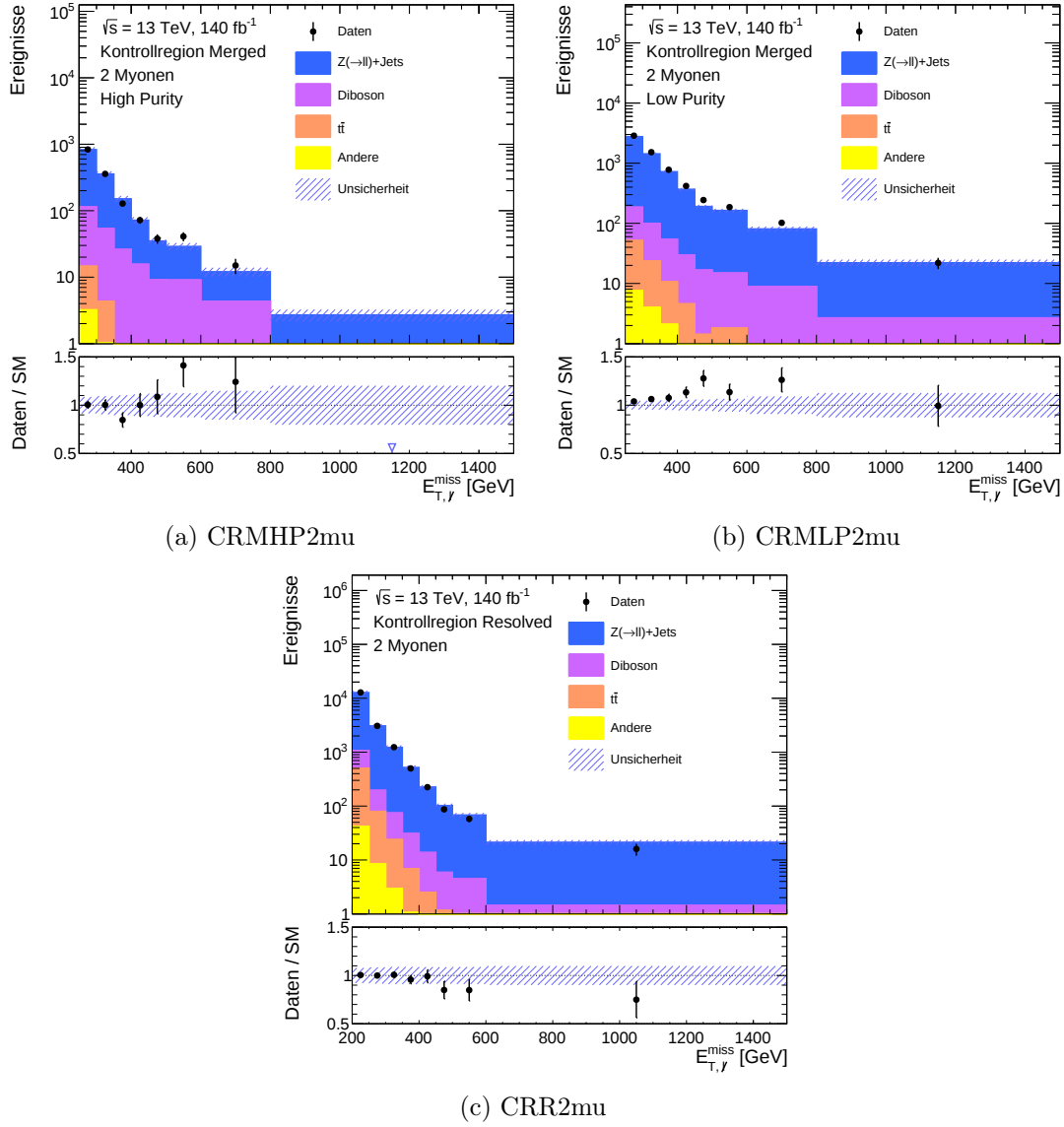


Abbildung 8.3.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit zwei Myonen Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).

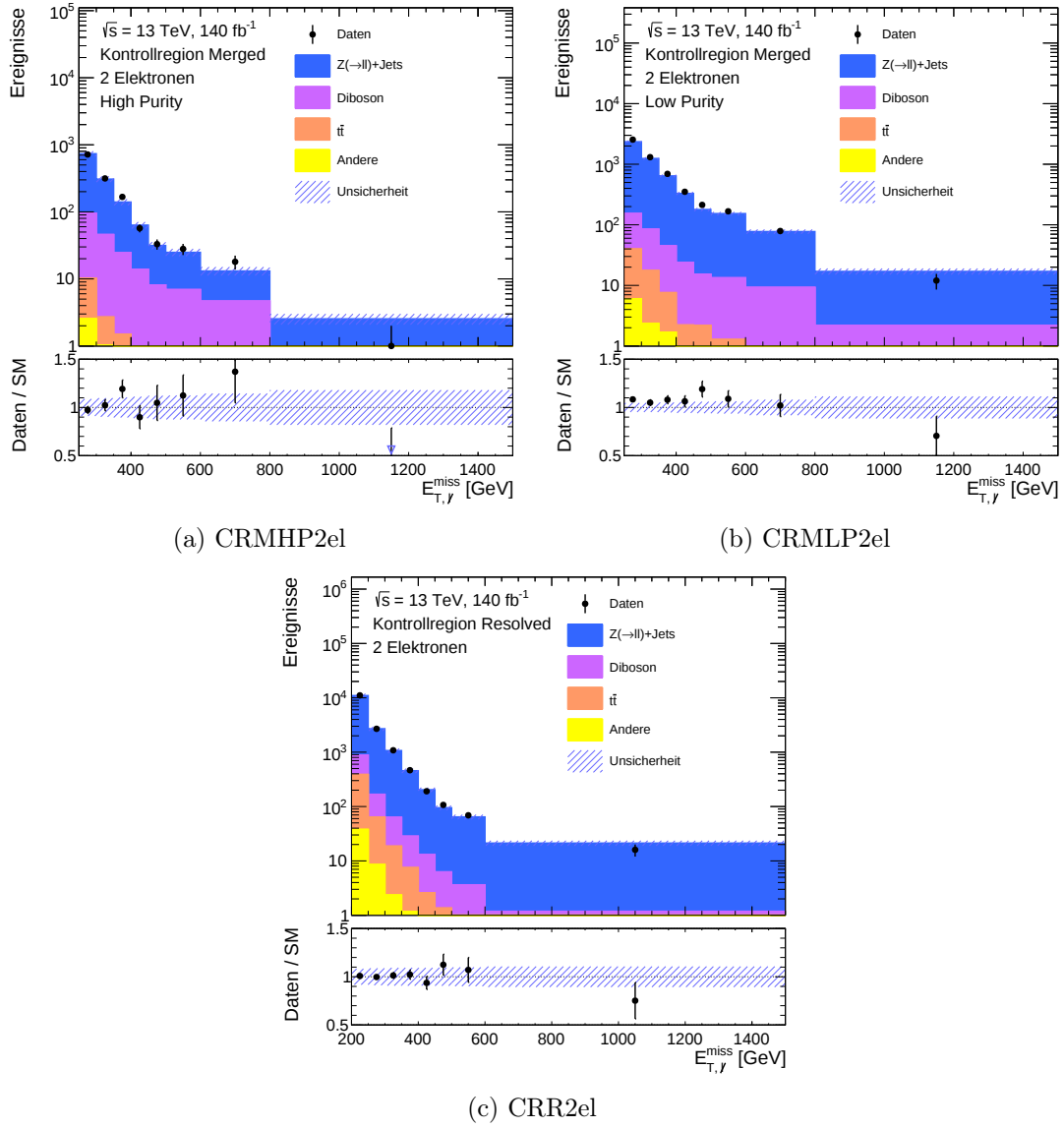


Abbildung 8.4.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit zwei Elektronen Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).

Tabelle 8.1.: Zusammenfassung der Kontrollregionsselektion mit zwei Myonen (Elektronen).

Merged-Topologie	Resolved-Topologie
Vorselektion	
E_T^{miss} -Trigger (Elektron-Trigger)	
$n_{\mu(e)}^{\text{base}} = n_{\mu(e)}^{\text{sig}} = 2$	
Lepton Veto ($e(\mu), \tau$)	
$66 \text{ GeV} \leq m_{\mu\mu}(m_{ee}) \leq 116 \text{ GeV}$	
Anti-Multi-Jet-Schnitte	
$n_J \geq 1$ und $n_j \leq 4$	fehlgeschlagene Merged-Selektion
$p_T^{J_1} > 200 \text{ GeV}$	$2 \leq n_j \leq 4$
$E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 250 \text{ GeV}$	$p_T^{j_1} > 45 \text{ GeV}$
b -Trackjet-Veto außerhalb J_1	$E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$
W/Z -Tagging:	$\Delta\phi_{jj} < 140^\circ$
High/Low Purity	$\Delta R_{jj} < 1,4$
	$65 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 105 \text{ GeV}$

mit den Daten. In einigen Fällen ist eine konstante Abweichung zu beobachten, die mit den Normierungsfaktoren ausgeglichen werden kann. Nur in CRMLP2mu (8.3b) und CRR2mu (8.3c) ist eine leichte Abweichung in der Form der Verteilungen zu sehen.

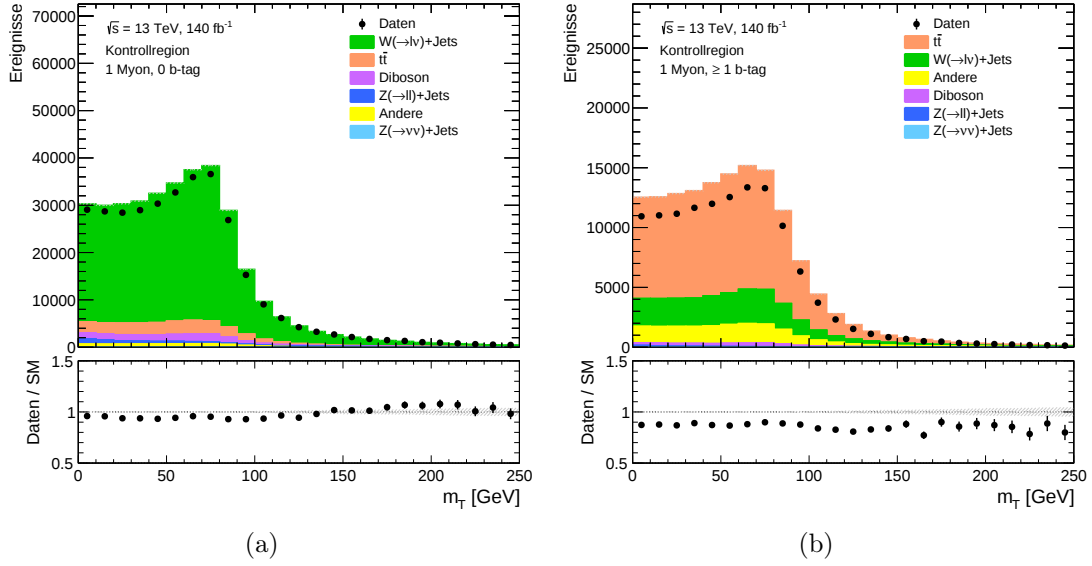
8.2.2. Kontrollregionen mit einem Myon

Um die $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ - und $t\bar{t}$ -Untergründe der Signalregionen abzuschätzen, werden Kontrollregionen mit einem Myon definiert. Wie auch bei den CRs mit zwei Leptonen, wird E_T^{miss} durch $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ ersetzt, um die Selektion kinematisch möglichst nahe an der Signalregionsselektion zu halten. Weiterhin wird auf die transversale Masse m_T geschnitten, um die Kontrollregionen mit Ereignissen mit einem leptonisch zerfallenden W -Boson anzureichern. Die transversale Masse m_T eines W -Bosons, das in ein geladenes Lepton ℓ und ein Neutrino ν zerfällt, ist definiert als $m_T = \sqrt{2p_T^\ell \cdot E_T^{\text{miss}} \cdot (1 - \cos(\Delta\phi(\vec{p}_T^\ell, \vec{E}_T^{\text{miss}})))}$ mit der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} , dem Transversalimpuls des geladenen Leptons p_T^ℓ und dem dazwischen liegenden Winkel $\Delta\phi(\vec{p}_T^\ell, \vec{E}_T^{\text{miss}})$. Abbildung 8.5 zeigt die m_T -Verteilungen in Ereignisselektionen mit $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ und einem Myon ohne bzw. mit einem b -Jet.² Darin ist zum einen erkennbar, dass sich mit m_T Ereignisse mit einem leptonisch zerfallenden W -Boson selektieren lassen, was für $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ gilt, und zum anderen, dass diese beiden Untergründe durch die Anzahl der b -Jets getrennt werden können, da t -Quarks fast ausschließlich in b -Quarks zerfallen. In Abbildung 8.5b ist eine konstante Abweichung der Daten von den simulierten Ereignissen zu sehen, was die

²Auch hier wird zu Illustrationszwecken keine Unterscheidung zwischen Merged und Resolved gemacht. Die Selektion ist in Anhang D zusammengefasst.

Notwendigkeit der semi-datenbasierte Bestimmung der Normierung der Hauptuntergründe verdeutlicht.

Alle Schnitte für die CRs mit einem Myon sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst. Die $W \rightarrow \ell\nu$ - und $t\bar{t}$ -CRs unterscheiden sich lediglich in der Anzahl der Jets mit b -Tag.



Abbildungung 8.5.: Verteilungen der transversalen Masse m_T in einer Ereignisselektion mit $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200$ GeV, einem Myon und (a) keinem b -Jet und (b) mindestens einem b -Jet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben. Es ist deutlich erkennbar, dass mit der m_T -Variable Ereignisse mit W -Bosonen selektiert werden können und mit der Anzahl der b -Jets zwischen $W + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ unterschieden werden kann. Weiterhin ist eine Diskrepanz in der Normierung der $t\bar{t}$ -Simulation zu erkennen, die die Notwendigkeit von Normierungsfaktoren verdeutlicht.

$W \rightarrow \mu\nu$ -CR

Die $W \rightarrow \mu\nu$ -CRs werden mit einem Myon und b -Jet-Veto definiert. In den Merged High/Low Purity CRs (CRMHP1mu0b/CRMLP1mu0b) wird dazu gefordert, dass sich keine b -Trackjets innerhalb des führenden Large- R -Jets befinden ($n_{b \in J_1} = 0$). Für die Resolved CR (CRR1mu0b) hingegen darf kein Small- R -Jet mit b -Tag vorhanden sein ($n_b = 0$).

Die $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen der Daten und MC-Simulationen, vor der Anpassung an die Daten (*pre-fit*), in den $W \rightarrow \mu\nu$ -CRs werden in Abbildung 8.6 dargestellt.

$t\bar{t}$ -CR

Die $t\bar{t}$ -CRs werden mit einem Myon und b -Jets definiert. In den Merged High/Low Purity CRs (CRMHP1mu1b/CRMLP1mu1b) wird dazu gefordert, dass sich mindestens ein b -

Tabelle 8.2.: Zusammenfassung der Kontrollregionsselektion mit einem Myon mit der Anzahl b -Trackjets innerhalb des führenden Large- R -Jets $n_{b \in J_1}$ und der Anzahl b -Jets n_b .

Merged-Topologie	Resolved-Topologie
Vorselektion E_T^{miss} -Trigger $n_\mu^{\text{base}} = n_\mu^{\text{sig}} = 1$ Lepton (e, τ) Veto $30 \text{ GeV} \leq m_T \leq 100 \text{ GeV}$ Anti-Multi-Jet-Schnitte	
$n_J \geq 1$ und $n_j \leq 4$ $p_T^{J_1} > 200 \text{ GeV}$ $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 250 \text{ GeV}$ b -Trackjet-Veto außerhalb J_1 W/Z -Tagging: High/Low Purity	fehlgeschlagene Merged-Selektion $2 \leq n_j \leq 4$ $p_T^{J_1} > 45 \text{ GeV}$ $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ $\Delta\phi_{jj} < 140^\circ$ $\Delta R_{jj} < 1,4$ $65 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 105 \text{ GeV}$
$W \rightarrow \mu\nu$-CR:	
$n_{b \in J_1} = 0$	$n_b = 0$
$t\bar{t}$-CR:	
$n_{b \in J_1} \geq 1$	$n_b \geq 1$

Trackjet innerhalb des führenden Large- R -Jets befindet ($n_{b \in J} \geq 1$). Für die Resolved CR (CRR1mu1b) hingegen muss mindestens ein b -Jet rekonstruiert werden ($n_b \geq 1$).

Die $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen der Daten und MC-Simulationen, vor der Anpassung an die Daten (*pre-fit*), in den $t\bar{t}$ -CRs werden in Abbildung 8.7 dargestellt.

Auch in den Kontrollregionen mit einem Myon zeigen die Verteilungen der MC-Untergründe in den Abbildungen 8.6 und 8.7 bereits vor der Anpassung an die Daten eine gute Übereinstimmung; die konstanten Abweichungen, besonders ausgeprägt in CRMHP1mu1b (8.7a) und CRR1mu1b (8.7c), können auch hier mit Normierungsfaktoren ausgeglichen werden.

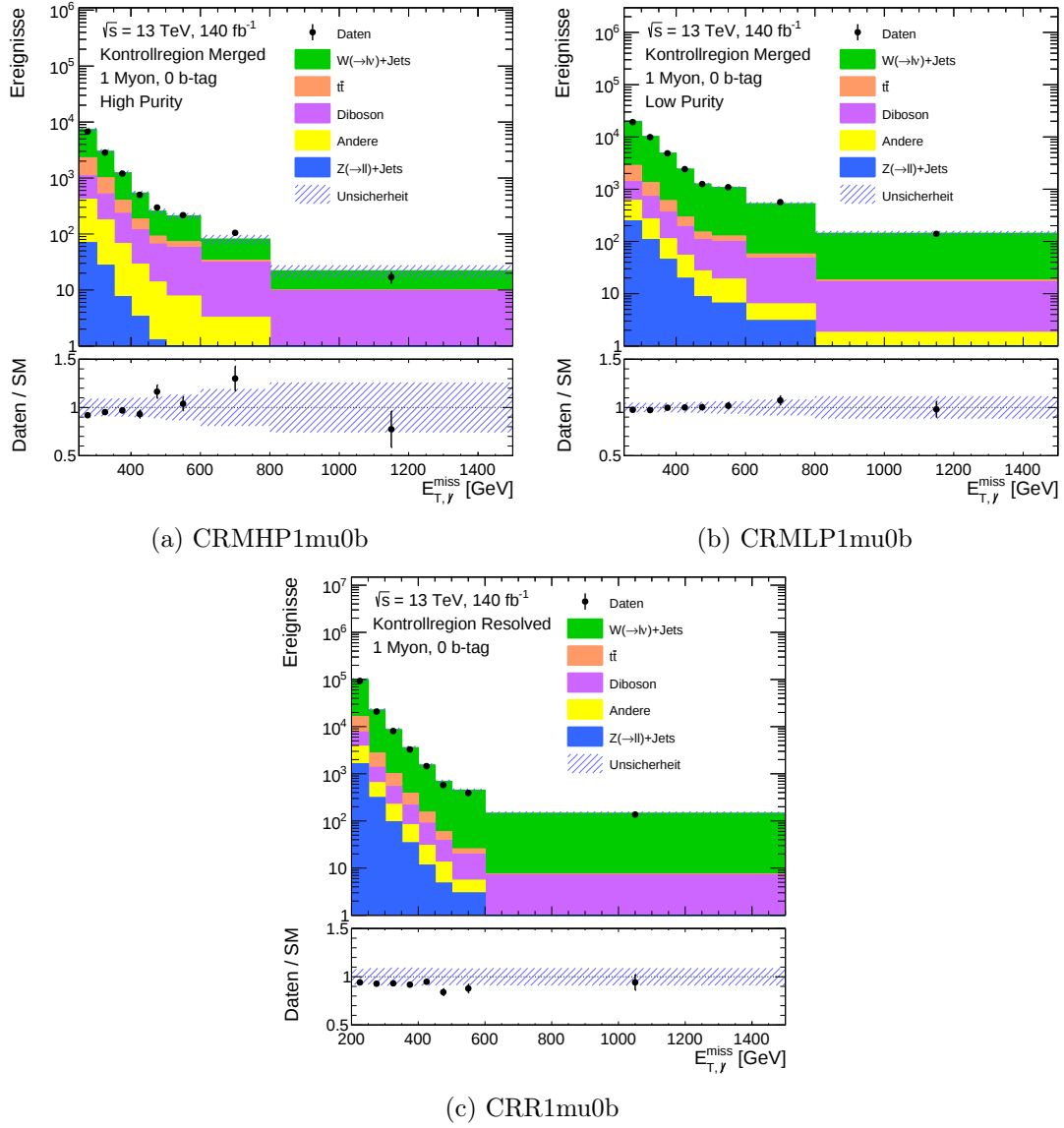


Abbildung 8.6.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit einem Myon ohne b -Jet Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).

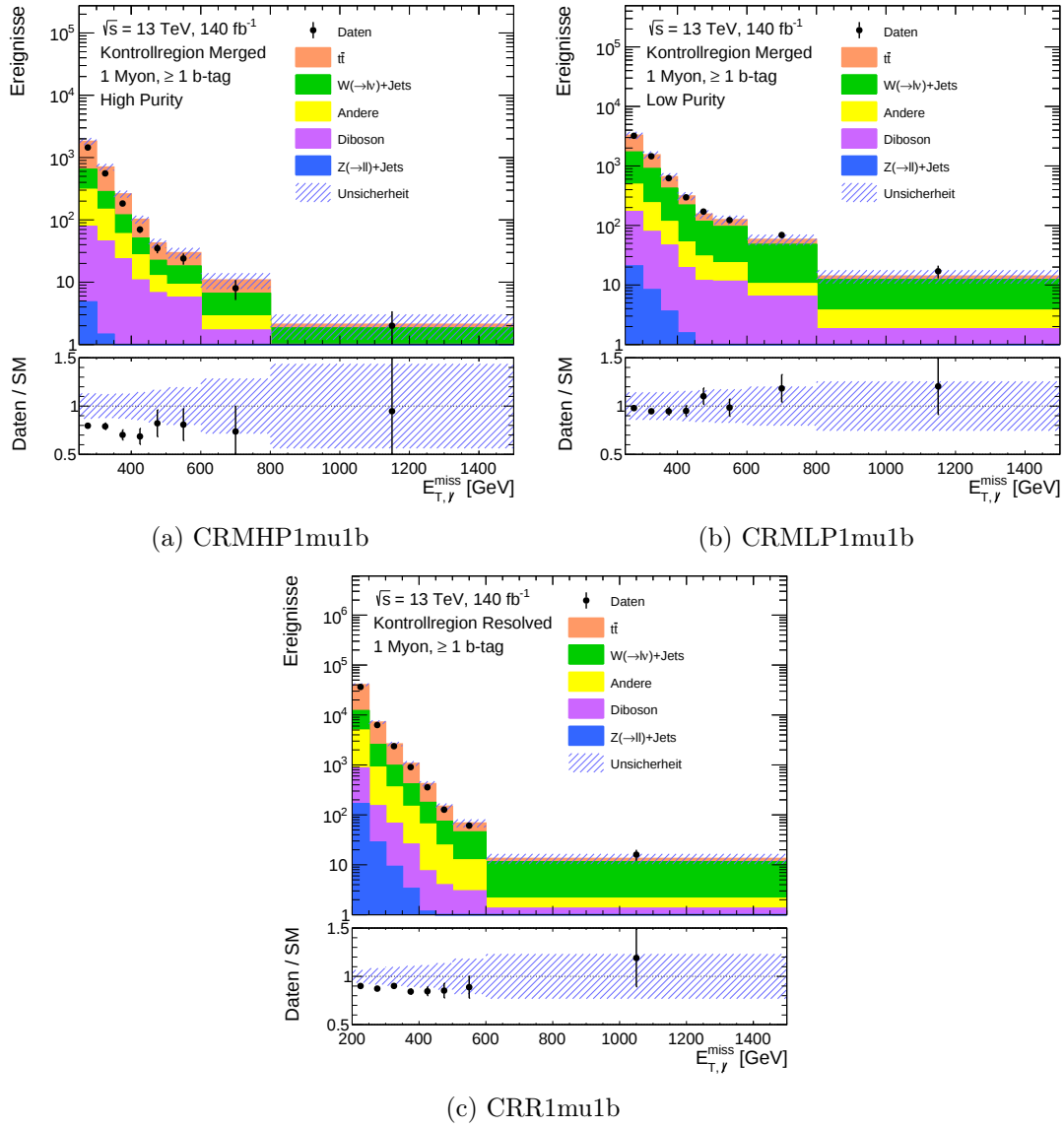


Abbildung 8.7.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit einem Myon und mindestens einem b -Jet Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).

8.3. Multi-Jet-Untergrund

Multi-Jet-Ereignisse (MJ) bilden in den Signalregionen einen subdominanten Untergrund, da sie durch die Anti-Multi-Jet-Schnitte aus Abschnitt 7.3 und hohe E_T^{miss} -Anforderungen stark unterdrückt werden können, und einen vernachlässigbaren Untergrund in den Kontrollregionen aufgrund der dort geforderten Leptonen. Der MJ-Untergrund wird nicht mithilfe von MC-Simulationen, sondern über eine datenbasierte Methode abgeschätzt, da sonst zum einen eine unverhältnismäßig hohe Menge an simulierten Ereignissen nötig wäre, die zum anderen mit hohen theoretischen Unsicherheiten aus der QCD behaftet wären. Bei MJ-Ereignissen handelt es sich um eine einfache Streuung von Protonen, bei der typischerweise zwei oder mehr Jets und keine weiteren Objekte auftreten. Diese Jets sollten in der Transversalebene ausbalanciert sein, durch Energiefehlvermessungen können jedoch hohe Werte von E_T^{miss} erreicht werden. Mithilfe der Schnitte aus Tabelle 7.3 können diese Ereignisse wirksam reduziert werden. In Abbildung 8.8 werden die Variablen der Anti-Multi-Jet-Schnitte vor deren Anwendung in der oberen Massenseitenbandregion (Merged High Purity) gezeigt, in denen ein deutlicher Überschuss aus MJ-Ereignissen zu sehen ist. Die Verteilungen aus den Regionen der Merged Low Purity- und Resolved-Topologien werden in Abbildungen E.1 und E.2 gezeigt. Um die nach den Anti-MJ-Schnitten verbleibenden MJ-Ereignisse abzuschätzen wird eine ABCD-Methode angewendet, die in Abbildung 8.9 veranschaulicht ist und im Folgenden aufgeführt ist.

Die MJ-Untergrundabschätzung erfolgt in zwei Schritten:

Im ersten Schritt wird ausgehend von der SR – in der letztlich der MJ-Untergrund in Bins von E_T^{miss} bestimmt werden soll – eine MJ-Templateregion definiert, die mit MJ-Ereignissen angereichert wird. Dazu wird Schnitt (1) aus Tabelle 7.3 invertiert. In dieser Region (B) wird ein MJ-Template aus der Differenz von Daten und MC-Untergründen erstellt, welches die Grundlage für den MJ-Untergrund in der SR darstellt.

Im zweiten Schritt soll die Normierung des in B erstellten Templates bestimmt werden. Dazu wird wieder ausgehend von der SR eine Region (C) mit gelockerten Anti-MJ-Schnitten nahe der SR definiert. Um die SR jedoch blind zu halten, wird statt dem Massenfensterbereich um die W/Z -Masse ein oberes Massenseitenband von $110 \text{ GeV} \leq m_{jj}(m_J) \leq 250 \text{ GeV}$ selektiert. Um eine genügend hohe Anzahl MJ-Ereignisse zu selektieren wird der Anteil von MJ-Ereignissen erhöht, indem der Anti-MJ-Schnitt (2) nicht angewendet und (4) auf $S > 7$ gelockert wird. Wie zuvor in den Regionen A und B wird nun basierend auf Region C eine zweite MJ-Templateregion (D) durch Invertieren von (1) definiert und darin wieder ein MJ-Template aus der Differenz von Daten und MC-Untergründen gebildet. Dieses zweite MJ-Template wird in Region C zusammen mit den MC-Untergründen an die dortigen gemessenen Daten angepasst, um einen Normierungsfaktor für das MJ-Template zu bestimmen. Dabei werden die in Tabelle 8.3 abgegebenen Unsicherheiten für die MC-Untergründe zusammen mit der Unsicherheit auf die Luminosität von 0,83 % berücksichtigt. Dieser Normierungsfaktor wird schließlich auf das erste MJ-Template angewendet, was letztlich die finale MJ-Untergrundabschätzung in der SR darstellt.

Diese Methode wird für alle drei SRs separat durchgeführt und der daraus abgeschätzte MJ-Untergrund ist in Tabelle 8.4 im Vergleich mit den MC-Untergründen aufgelistet.

Darin ist zu erkennen, dass der MJ-Untergrund mit weniger als 1 % einen vergleichsweise geringfügigen Untergrund darstellt.

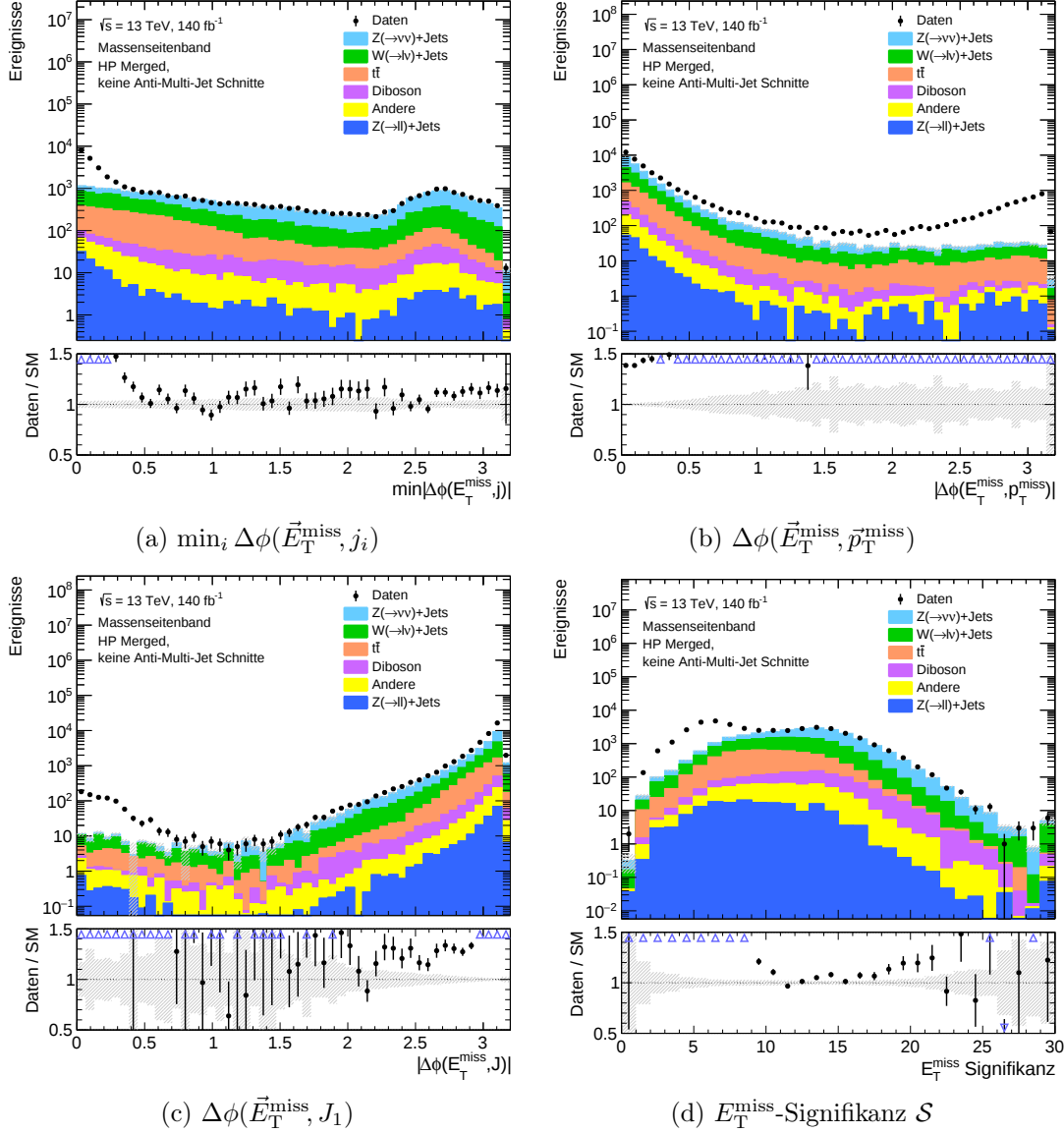


Abbildung 8.8.: Verteilungen der Variablen zur Multi-Jet-Unterdrückung in der Merged High Purity Region des oberen Nebenmassenbereichs ($110 \text{ GeV} \leq m_J \leq 250 \text{ GeV}$ anstelle des W/Z -Massenfensters) ohne die Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte. Deutlich erkennbar ist der durch Multi-Jet-Ereignisse verursachte Überschuss in den Daten.

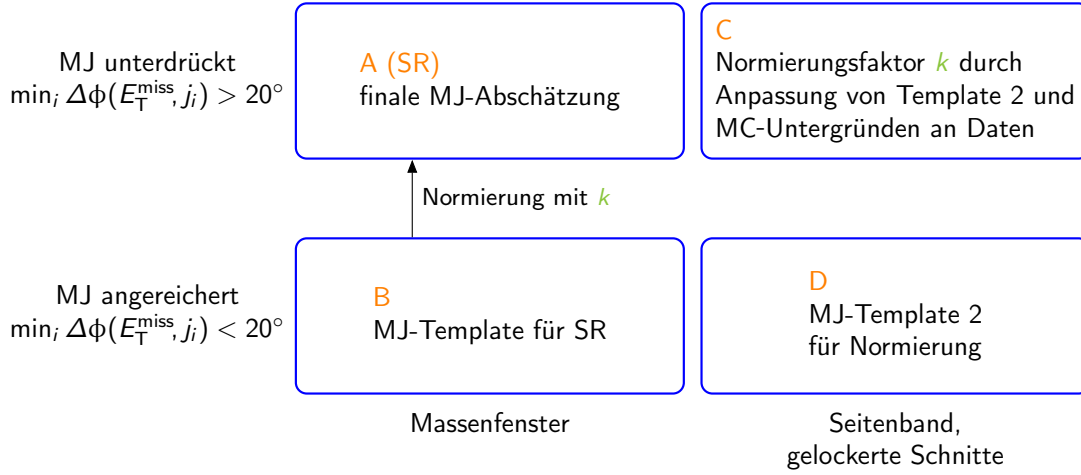


Abbildung 8.9.: Veranschaulichung der ABCD-Methode zur Abschätzung des Multi-Jet-Untergrunds (MJ) in den Signalregionen. In den mit MJ angereicherten Regionen B und D werden MJ-Templates aus der Differenz von Daten und MC-Untergründen bestimmt. In der Massenseitenbandregion mit gelockerten Anti-MJ-Schnitten (Region C) wird ein Normierungsfaktor k in einer Anpassung vom zweiten Template (aus Region D) und den MC-Untergründen an die gemessenen Daten bestimmt. Dieser Faktor wird ebenso für die finale MJ-Abschätzung der SR auf das erste MJ-Template (aus Region B) angewendet.

Tabelle 8.3.: Relative Unsicherheiten auf die MC-Untergründe, die für die Anpassung im Rahmen der Abschätzung des Multi-Jet-Untergrunds angenommen werden. Sie richten sich nach der Größe der theoretischen Unsicherheiten auf die MC-Untergründe.

Untergrundprozess	$V + \text{Jets}$	Diboson	$t\bar{t}$	Andere
Relative Unsicherheit	20 %	25 %	10 %	25 %

8.3.1. Unsicherheiten des Multi-Jet-Untergrunds

Der Beitrag des Multi-Jet-Untergrunds zum Gesamtuntergrund ist mit etwa 0,1–0,5 % erwartungsgemäß klein und es kann eine konservative 100 % Normierungsunsicherheit angewendet werden ohne die Sensitivität der Analyse zu stark zu beeinträchtigen. Weiterhin wird für die Abschätzung der Unsicherheit auf die Form des MJ-Untergrunds die gleiche Methode wie in der vorherigen Analyse [102] angewendet und für jede SR folgendermaßen bestimmt: Jedes Bin der MJ-Verteilung wird zunächst mit $(1 \pm 0,2)$ potenziert. Anschließend werden die beiden resultierenden Verteilungen auf die nomi-

Tabelle 8.4.: Vergleich der Multi-Jet-Untergrunderwartung (MJ) mit der Erwartung der simulierten Untergründe (MC) in den Signalregionen. Der Anteil des MJ-Untergrunds am Gesamtuntergrund liegt je nach Signalregion zwischen 0,1–0,5 %.

Signal-region	Untergrund	Erwartete Untergrundereigniszahlen im E_T^{miss} -Bin [GeV]						
		200–250	250–300	300–350	350–400	400–450	450–500	500–600
R	MJ	1500	110	23	5,7	5,3	2,0	1,5
	MC	250 000	53 000	19 000	7300	3000	1300	820
MHP	MJ		13	4,1	4,2	1,2	0,79	0,72
	MC		15 000	5800	2300	950	430	330
MLP	MJ		77	36	15	8,3	3,7	3,9
	MC		44 000	21 000	9900	4800	2300	1900

nelle Multi-Jet-Untergrunderwartung normiert. Die Differenzen dieser Verteilungen zur nominellen Verteilung stellt die $\pm 1\sigma$ Formunsicherheiten dar.

Für jede Signalregion fließen jeweils beide Unsicherheiten als Störparameter in die statistische Auswertung ein, die in Kapitel 10 beschrieben wird.

9. Systematische Unsicherheiten

Unsicherheiten, die nicht von rein statistischer Natur sind, werden üblicherweise als systematische Unsicherheiten bezeichnet. Sie können verschiedenste Ursachen haben und können in zwei Kategorien unterteilt werden. Die theoretischen Unsicherheiten umfassen hauptsächlich Variationen von Parametern in der Generierung von simulierten Ereignissen, wie Kopplungskonstanten oder Renormierungs- und Faktorisierungsskalen, aber auch die Normierung, die Wahl der Partonverteilungsfunktionen und des MC-Generators selbst. Experimentelle Unsicherheiten hingegen stammen häufig aus der Rekonstruktion und Kalibration der verwendeten Objekte, wie Energieauflösung und -skala oder Tagging, schließen aber auch Unsicherheiten auf die integrierte Luminosität und Pile-Up ein.

Die Unsicherheiten wirken sich im Allgemeinen auf die absolute Normierung oder auf die Form der betrachteten Verteilungen oder beides aus.

Jede systematische Unsicherheit hat damit einen Effekt auf die erwartete Ereigniszahl in jedem Bin der untersuchten Verteilungen. Dieser Effekt wird mit einem Parameter α ¹ parametrisiert, sodass $\alpha = \pm 1$ einer Variation der Unsicherheit von ± 1 Standardabweichung entspricht. α kann beliebige Werte annehmen, ist jedoch kein freier Parameter, sondern wird mit einer Standardnormalverteilung $\mathcal{G}$ eingeschränkt, siehe dazu das nachfolgende Kapitel 10. Mittelwert und Varianz der α -Parameter werden zusammen mit allen anderen Parametern in einer simultanen Anpassung an die Daten bestimmt, was auch als *profiling* bezeichnet wird. Dabei ist es sehr wohl möglich – und auch erwünscht –, dass Unsicherheiten kleiner werden als ursprünglich angenommen. Dies kann zum Beispiel dann der Fall sein, wenn die ursprünglichen Unsicherheiten für breite Anwendungsgebiete ausgelegt sind und daher im speziellen Fall kleiner sein können.

In dieser Arbeit sind die systematischen Unsicherheiten im Allgemeinen über die Bins der betrachteten Verteilung hinweg korreliert und in den meisten Fällen auch über Regionen und Prozesse.

Die Liste aller verwendeten systematischen Unsicherheiten findet sich in Tabelle F.1.

9.1. Experimentelle Unsicherheiten

Die berücksichtigten experimentellen Unsicherheiten folgen den Empfehlungen der jeweiligen zuständigen Arbeitsgruppen innerhalb der ATLAS-Kollaboration.

¹Jede Unsicherheit erhält einen eigenen α -Parameter. Wenn die Unsicherheit aus mehreren Komponenten besteht, erhält jede einzelne einen eigenen α -Parameter.

9.1.1. Small- R -Jets

Eine der wichtigsten Unsicherheiten stammt aus der Kalibration der Jet-Energieskala (JES) und -auflösung (JER) der Small- R -Jets. [81] Diese Unsicherheiten umfassen insgesamt 134 Parameter, die in dieser Arbeit auf Sätze von 30 Parametern für JES und 13 für JER reduziert werden können. Die reduzierten Sätze enthalten weniger Informationen über Korrelationen der Parameter, sind jedoch gemäß den Empfehlungen der zuständigen Jet/ETmiss-Gruppe für diese Analyse ausreichend.

9.1.2. Large- R -Jets

Für Large- R -Jets werden ebenso Unsicherheiten die JES und JER betreffend angewendet, sowie auch die Unsicherheiten aus der Kalibration der Jet-Massenskala (JMS). [84, 85] Wie bei den Small- R -Jets werden auch hier reduzierte Parametersätze von 24 (JES), 12 (JER) und 18 (JMS) verwendet, von den insgesamt 216 im vollständigen Satz.

9.1.3. Jet-Tagging

Eine wichtige Quelle von Unsicherheiten stammt aus dem Tagging der Small- R - und Large- R -Jets. Diese umfassen b -Tagging [103–105] und W/Z -Tagging [99, 106]. Bei letzterem stammen die Unsicherheiten maßgeblich aus der Kalibration der verwendeten Jet-Substrukturvariablen.

Die b -Tagging-Unsicherheiten umfassen jeweils fünf Komponenten für Small- R -Jet- und Trackjet- b -Tagging, während die W/Z -Tagging-Unsicherheiten aus 24 Komponenten bestehen.

9.1.4. Leptonen

Die Unsicherheiten aus der Kalibration der Elektronen, Myonen und Tau-Leptonen umfassen deren Energieskala, -auflösung, Identifikation und Isolation. [70, 74, 90, 107–109] Aufgrund des Lepton-Vetos in den Signalregionen sind dort die Lepton-Unsicherheiten nur sehr klein. Da jedoch die Untergründe über leptonische Kontrollregionen abgeschätzt werden, wirken sich die Unsicherheiten indirekt – und dennoch signifikant – auf die Untergrunderwartung in den Signalregionen und damit auf die Sensitivität der Analyse aus.

9.1.5. E_T^{miss}

Die E_T^{miss} -Unsicherheiten beinhalten die Unsicherheiten des *hard term*, für die die Unsicherheiten der rekonstruierten Objekte zur Berechnung des *hard term* propagiert werden, und Unsicherheiten aus der Energieskala und -auflösung des *soft term*. [92, 110] Eine weitere Komponente stammt aus der Bestimmung der E_T^{miss} -Triggerskalierungsfaktoren, siehe Abschnitt 7.2.1, die jedoch sehr klein ausfällt, da der Skalierungsfaktor im untersuchten E_T^{miss} -Bereich ($E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$) sehr nahe an 100 % liegt.

9.1.6. Multi-Jet

Wie in Abschnitt 8.3.1 beschrieben besteht die Multi-Jet-Unsicherheit aus einem Normierungs- und einem Formteil. Durch die angewendeten Anti-Multi-Jet-Schnitte kann der Multi-Jet-Untergrund stark unterdrückt werden, weshalb die entsprechenden Unsicherheiten ebenfalls klein ausfallen.

9.1.7. Pile-Up

Die Pile-Up-Bedingungen in den simulierten Ereignissen werden durch Ungewichtung an die der Daten angepasst mit dazugehörigen Unsicherheiten. [111] Eine weitere Komponente stammt aus der Pile-Up-Unterdrückung mithilfe des *Jet-Vertex-Tagging* (JVT) [82].

9.1.8. Luminosität

Die abschließende Bestimmung der Unsicherheit auf die integrierte Luminosität für den Run-2-Datensatz von 2015 bis 2018 beläuft sich auf 0,83 % [22] und stammt aus Messungen mit dem LUCID-2 Detektor [37] und aus dem ID und den Kalorimetern.

9.2. Theoretische Unsicherheiten

Die theoretischen Unsicherheiten werden individuell für den jeweiligen Prozess bestimmt und sind von den verwendeten MC-Generatoren abhängig. Sie folgen den Empfehlungen der *Physics Modelling Group* (PMG) [112] der ATLAS-Kollaboration.

9.2.1. $V + \text{Jets}$

PDF $\oplus\alpha_s$: Die PDF und α_s Unsicherheiten werden durch den NNPDF30_nnlo [40] PDF-Satz und die Variation von α_s um $\pm 0,001$ bestimmt. Nach den Empfehlungen von PDF4LHC [64] werden beide Unsicherheiten mittels quadrierter Summe² zu einer einzigen kombiniert.

Skalenvariation: Die Resummations-, Faktorisierungs- und Renormierungsskalen werden jeweils um den Faktor 2 bzw. $1/2$ variiert. Die CKKW [113] *Matching*-Skalenvariation beträgt 20_{-5}^{+10} GeV.

Generator-Tune: Eine weitere PDF-Unsicherheit stammt aus der Wahl des PDF-Satzes, wozu die größte Differenz von NNPDF30_nnlo (nominell) zu CT18nnlo [114] und MSHT20nnlo [43] als Unsicherheit verwendet wird.

Elektroschwache Korrektur: Die aktuelle Version des Sherpa MC-Generators (2.2.11+) beinhalten elektroschwache Korrekturen [56] mit der zugehörigen Unsicherheit.

²Quadrierte Summe hier bedeutet: $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$

9.2.2. $t\bar{t}$

PDF $\oplus\alpha_s$: Die PDF und α_s Unsicherheiten werden durch den NNPDF30_nlo [40] PDF-Satz und die Variation von α_s um $\pm 0,001$ bestimmt. Wie bei den $V + \text{Jets}$ -Unsicherheiten werden beide Unsicherheiten kombiniert.

Skalenvariation: Die Faktorisierungs- und Renormierungsskalen werden jeweils um den Faktor 2 bzw. $1/2$ variiert.

Generator-Tune: Eine weitere PDF-Unsicherheit stammt aus der Wahl des PDF-Satzes, wozu die größte Differenz von NNPDF30_nlo (nominell) zu CT14nlo [41] und MMHT2014nlo68cl [42] als Unsicherheit verwendet wird.

ISR/FSR: Die Unsicherheiten durch zusätzliche Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand (engl. *initial/final state radiation*, ISR/FSR) werden durch Ereignisgewichte realisiert, gemäß den Empfehlungen der PMG [115].

Harte Streuung: Die Unsicherheit den harten Streuprozess betreffend wird mit einem Generatorvergleich zwischen POWHEG + PYTHIA 8 und aMC@NLO + PYTHIA 8 abgeschätzt.

9.2.3. Diboson

PDF $\oplus\alpha_s$: Die PDF und α_s Unsicherheiten werden durch den NNPDF30_nnlo PDF-Satz und die Variation von α_s um $\pm 0,001$ bestimmt. Wie bei den $V + \text{Jets}$ - und $t\bar{t}$ -Unsicherheiten werden beide Unsicherheiten kombiniert.

Skalenvariation: Die Faktorisierungs- und Renormierungsskalen werden jeweils um den Faktor 2 bzw. $1/2$ variiert.

Generator-Tune: Eine weitere PDF-Unsicherheit stammt aus der Wahl des PDF-Satzes, wozu die größte Differenz von NNPDF30_nnlo (nominell) zu CT14nnlo [41] und MMHT2014nnlo68cl [42] als Unsicherheit verwendet wird.

9.2.4. Single- t

Bei der Single- t -Produktion im Wt -Kanal kommt es zu Überlappungen mit der $t\bar{t}$ -Produktion und es gibt gegenwärtig zwei Methoden um diese Überlappungen zu beseitigen, *Diagram Removal* (DR) und *Diagram Subtraction* (DS) [116]. Die Differenz beider Methoden mit DR als Zentralwert wird als symmetrisierte Unsicherheit berücksichtigt.

9.2.5. Higgs-Portalmodell

PDF $\oplus\alpha_s$: Die PDF und α_s Unsicherheiten werden durch den PDF4LHC15_nlo [64] PDF-Satz und die Variation von α_s um $\pm 0,001$ bestimmt. Wie bei den Untergrundunsicherheiten werden beide Unsicherheiten kombiniert.

Skalenvariation: Die Faktorisierungs- und Renormierungsskalen werden jeweils um den Faktor 2 bzw. $1/2$ variiert.

Generator-Tune: Eine weitere PDF-Unsicherheit stammt aus der Wahl des PDF-Satzes, wozu die größte Differenz von PDF4LHC15_nlo (nominell) zu CT14nlo und MM-HT2014nlo68cl als Unsicherheit verwendet wird.

ISR/FSR: Die Unsicherheiten durch zusätzliche Abstrahlungen im Anfangs- und Endzustand werden durch Ereignisgewichte realisiert.

9.2.6. Vereinfachtes DM-Modell und ALP-Modell

Für die Ereignisgenerierung der DM- und ALP-Modelle wird der gleiche Generator (MADGRAPH + PYTHIA 8) verwendet. Daher werden für beide Modelle die theoretischen Unsicherheiten auf die gleiche Weise bestimmt.

PDF $\oplus\alpha_s$: Die PDF und α_s Unsicherheiten werden durch den NNPDF30_nlo PDF-Satz und die Variation von α_s um $\pm 0,001$ bestimmt. Wie bei den Untergrundunsicherheiten werden beide Unsicherheiten kombiniert.

Skalenvariation: Die Faktorisierungs- und Renormierungsskalen werden jeweils um den Faktor 2 bzw. $1/2$ variiert.

Generator-Tune: Eine weitere PDF-Unsicherheit stammt aus der Wahl des PDF-Satzes, wozu die größte Differenz von NNPDF30_nlo (nominell) zu CT14nlo und MM-HT2014nlo68cl als Unsicherheit verwendet wird.

9.2.7. Normierungsunsicherheiten

MC-Untergründe ohne Normierungsfaktor: MC-Untergründe, deren Normierung nicht durch einen Normierungsfaktor bestimmt wird, erhalten stattdessen eine flache Normierungsunsicherheit, deren Werte von der vorherigen ATLAS $E_T^{\text{miss}} + V(\text{had.})$ Analyse [117] übernommen wurden und in Tabelle 9.1 aufgelistet sind.

$W + \text{Jets}$ -Flavour: Für den $W + \text{Jets}$ -Untergrund wird in den CRs mit einem Myon und einem b -Tag (CR1mu1b) eine flache Unsicherheit von 25 % hinzugefügt, um etwaige Diskrepanzen in der Modellierung von $W + b/c$ -Ereignissen abzudecken, die in der SM $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ -Analyse [118] beobachtet wurden.

Relative Normierungsunsicherheit: Für die relative Normierungsunsicherheit zwischen den Kontroll- und Signalregionen werden die nominellen $V + \text{Jets}$ ³-Ereigniszahlen ($N_{\text{CR}}, N_{\text{SR}}$) mit den Ereigniszahlen der i -ten Variationen der theoretischen Unsicherheiten ($N_{\text{CR}}^{\text{syst},i}, N_{\text{SR}}^{\text{syst},i}$) verglichen, um mögliche Verzerrungen in der Normierung zwischen den Kontroll- und Signalregionen abzudecken. Dazu wird das Doppelverhältnis (DV)

$$DV_i = 1 - \frac{N_{\text{SR}}/N_{\text{CR}}}{N_{\text{SR}}^{\text{syst},i}/N_{\text{CR}}^{\text{syst},i}}$$

betrachtet. Für die finale Unsicherheit werden die DV_i quadratisch addiert und als flache Unsicherheiten in den Signalregionen berücksichtigt. Dies wird separat für

³Diese Unsicherheit wird nur für die $V + \text{Jets}$ -Untergründe bestimmt, da dieser der dominante Untergrund in den Signalregionen ist.

alle Signalregionen und für $Z + \text{Jets}$ und $W + \text{Jets}$ durchgeführt. Die resultierenden Werte für diese Unsicherheit sind in Tabelle 9.2 aufgelistet.

Tabelle 9.1.: MC-Untergründe ohne Normierungsfaktor erhalten die hier aufgeführten flachen Normierungsunsicherheiten.

Prozess	Unsicherheit [%]
Diboson	25
Triboson	50
$t\bar{t}V$	50
VH	50
Single- t , s-Kanal	4,6
Single- t , t-Kanal	4,4
Single- t , Wt -Kanal	6,2
$W + \text{Jets}$ (nur CR1mu1b)	25

Tabelle 9.2.: Die wichtigsten Untergründe $Z + \text{Jets}$ und $W + \text{Jets}$ erhalten eine zusätzliche flache Normierungsunsicherheit nur in den Signalregionen, die aus dem Doppelverhältnis zwischen den theoretischen Unsicherheiten in den Signal- und Kontrollregionen bestimmt wird.

	Merged HP	Merged LP	Resolved
$Z + \text{Jets}$	1,53 %	0,40 %	0,69 %
$W + \text{Jets}$	1,72 %	1,60 %	1,42 %

10. Statistische Auswertung

Die Untergründe und Signalmodelle werden unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten mithilfe der *Maximum-Likelihood-Methode* an die gemessenen Daten angepasst. Die Maximum-Likelihood-Methode wird im Detail in [119] beschrieben. Für die konkrete Implementierung der Methode wird das Softwarepaket **TRExFitter** [120], Version **TRExFitter-00-04-21**, verwendet, das auf **HistFactory** [121] und **RooStats** [122] basiert. Damit können schließlich Aussagen getroffen werden, ob die Daten allein durch die Untergründe beschrieben werden können, ein Signalmodell entdeckt wurde oder inwieweit ein Signalmodell ausgeschlossen werden kann.

10.1. Maximum-Likelihood-Methode und obere Ausschlussgrenzen

Für die statistische Auswertung wird ein *Maximum-Likelihood-Fit*¹ der simulierten Ereignisse an die gemessenen Daten simultan in allen betrachteten Regionen durchgeführt.

Die relevanten Parameter im Fit sind die Signalstärke μ , die den globalen Normierungsfaktor der Signalereigniszahlen darstellt, und die Störparameter² θ , die sowohl die Normierungsfaktoren κ der Hauptuntergründe als auch die systematischen Unsicherheiten enthalten. Die Parameter μ und κ sind freie Parameter, während die systematischen Unsicherheiten je mit einer Standardgaußverteilung $\mathcal{G}$ parametrisiert werden.

Die erwartete Ereigniszahl λ_i in Bin i aller betrachteter Regionen ist die Summe aus den Untergründen b_i und dem Signal s_i ,

$$\lambda_i(\mu, \theta) = \mu s_i(\theta) + b_i(\theta).$$

Die Parameter werden durch Maximierung der Likelihood-Funktion $\mathcal{L}$ bestimmt, die folgende Form hat:

$$\mathcal{L}(N^{\text{beob}}|\mu, \theta) = \prod_i \mathcal{P}(N_i^{\text{beob}}|\lambda_i(\mu, \theta)) \times \prod_k \mathcal{G}(\theta).$$

$\mathcal{L}$ ist das Produkt von Poissonwahrscheinlichkeiten $\mathcal{P}$ mit der beobachteten Ereigniszahl N^{beob} und der erwarteten Ereigniszahl λ_i , und Gausswahrscheinlichkeiten $\mathcal{G}$ für die parametrisierten systematischen Unsicherheiten.

¹engl. Fit: (Parameter-)Anpassung

²Störparameter sind Parameter der Likelihood-Funktion, die zwar im Fit bestimmt werden, aber nicht primär von Interesse sind.

Für die Hypothesentests wird nun das Likelihood-Verhältnis

$$q_\mu(\mu) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(N^{\text{beob}}|\mu, \hat{\hat{\theta}})}{\mathcal{L}(N^{\text{beob}}|\hat{\mu}, \hat{\hat{\theta}})}, \text{ mit } 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu$$

betrachtet. Der Zähler ist die maximierte $\mathcal{L}$ für ein bestimmtes μ und dem zugehörigen $\hat{\hat{\theta}}$. Im Nenner wird $\mathcal{L}$ ohne Einschränkung maximiert mit den zugehörigen Werten $\hat{\mu}$ und $\hat{\hat{\theta}}$, was dem globalen Maximum der Likelihood-Funktion entspricht.

Mit $q_\mu(\mu)$ lässt sich die Übereinstimmung der gemessenen Daten und der Erwartung mit einem hypothetischem μ quantifizieren, indem der p -Wert berechnet wird:

$$p_\mu = \int_{q_{\mu, \text{beob}}}^{\infty} f(q_\mu|\mu) dq_\mu.$$

Darin enthalten sind der beobachtete Wert $q_{\mu, \text{beob}}$ und die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $f(q|\mu)$ von q_μ für ein bestimmtes μ . Für f werden die asymptotischen Formeln aus [119] verwendet.

Falls keine signifikante Abweichung der Daten von der SM-Erwartung beobachtet wird, können obere Ausschlussgrenzen (engl. *Limits*) auf μ bestimmt werden, wofür die CL_s -Methode [123] angewendet wird. $CL_s(\mu)$ ist definiert als

$$CL_s(\mu) = \frac{p_\mu}{1 - p_b}$$

mit dem p -Wert p_b für die Nur-Untergrund-Hypothese ($\mu = 0$)

$$p_b = \int_{-\infty}^{q_{\mu, \text{beob}}} f(q_\mu|\mu = 0) dq_\mu.$$

Um eine obere Ausschlussgrenze auf dem 95 % Konfidenzniveau (engl. *confidence level*, CL) zu bestimmen, wird μ so lange variiert bis der Wert $CL_s = 0,05$ erreicht wird.

10.2. Fit-Setup

Der Fit der MC-Simulationen inklusive Unsicherheiten an die Daten wird wie im vorherigen Abschnitt 10.1 beschrieben simultan in entweder allen Signal- und Kontrollregionen oder allen Kontrollregionen durchgeführt. Es werden drei verschiedene Setups unterschieden:

Nur-Untergrund: Ein Fit in allen Regionen, jedoch ohne Berücksichtigung eines Signals ($\mu = 0$), um die Übereinstimmung von Daten und Untergrunderwartung in der Nur-Untergrund-Hypothese zu bestimmen.

Ausschluss: Für die modellabhängigen Ausschlussgrenzen wird der Fit in allen Signal- und Kontrollregionen mit einem konkreten Signal durchgeführt.

Entdeckung: Modellunabhängige Ausschlussgrenzen auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt werden mit einem Fit in allen Regionen mit einem Pseudo-Signal³ bestimmt. Die betrachtete Verteilung wird zu einem einzigen Bin zusammengefügt und der Fit nach den Ereignistopologien getrennt durchgeführt. So werden mögliche Formunterschiede zwischen den Verteilungen von Signalmodell und Untergrunderwartung nicht ausgenutzt und die Ausschlussgrenzen bleiben modellunabhängig. Schließlich werden die Fits für ansteigende $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Schwellenwerte wiederholt.

In den Fits wird eine Vielzahl an MC-Untergründen berücksichtigt, von denen einige in bestimmten Regionen sehr niedrige Ereigniszahlen haben können. Um leere Bins zu vermeiden und die Komplexität des Fits zu reduzieren, werden die meisten MC-Untergründe daher in Gruppen zusammengefasst. Außerdem wurden die Bin-Grenzen der $E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen derart gewählt, dass zumindest in den Signalregionen keine leeren Bins in den Verteilungen der gemessenen Daten auftreten. In Tabelle 10.1 werden die Bin-Grenzen gezeigt, die auf die $E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in allen Regionen angewendet werden. Die Normierung der wichtigen MC-Untergründe $W + \text{Jets}$, $Z + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ wird mit Normierungsfaktoren κ bestimmt, die freie Parameter im Fit sind. Für jede der Topologien (Merged High Purity, Merged Low Purity und Resolved) wird dabei ein eigener Satz Normierungsfaktoren eingeführt, was in insgesamt neun Normierungsfaktoren für die Untergründe resultiert. Die Signalstärke μ stellt den Normierungsfaktor des untersuchten Signals dar. In Tabelle 10.2 werden die MC-Untergründe mit ihren zugeordneten Gruppen und Normierungsfaktoren aufgelistet.

Die systematischen Unsicherheiten aus Kapitel 9 werden in den Fits als Störparameter berücksichtigt. Die statistischen Unsicherheiten auf die MC-Simulationen werden für jene Bins berücksichtigt, in denen diese größer als 0,5 % der gesamten MC-Erwartung im jeweiligen Bin ist. Die Histogramme der systematischen Unsicherheiten werden geglättet, um große Fluktuationen, ausgelöst durch niedrige Ereigniszahlen, zu vermeiden, die die Stabilität des Fits beeinträchtigen können. Weiterhin werden extrem kleine Unsicherheiten abhängig von Region und Prozess ausgeschlossen, was keinen Einfluss auf die Resultate hat, jedoch die Rechenzeit erheblich reduziert.

Tabelle 10.1.: Bin-Grenzen der $E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen die im Fit verwendet werden.

Topologie	Bin-Grenzen [GeV]
Merged High/Low Purity	250, 300, 350, 400, 450, 500, 600, 800, ∞
Resolved	200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 600, ∞

³Ein Signal, das nur aus einem einzigen Ereignis besteht, dessen obere Ausschlussgrenze gleichzeitig die Grenze auf die Signalereigniszahl ist. Diese Grenze geteilt durch die integrierte Luminosität ergibt die obere Ausschlussgrenze auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt.

Tabelle 10.2.: Liste der MC-Untergrundgruppen und zugehöriger Normierungsfaktoren.

Gruppe	Prozess(e)	Normierungsfaktor
$Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$	$Z \rightarrow e\bar{e}, Z \rightarrow \mu\bar{\mu}, Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$	κ^Z
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	$Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	
$W \rightarrow \ell\nu$	$W \rightarrow e\nu, W \rightarrow \mu\nu, W \rightarrow \tau\nu$	κ^W
$t\bar{t}$	$t\bar{t}$	$\kappa^{t\bar{t}}$
Diboson	Diboson	—
Andere	$t\bar{t}V, VH(b\bar{b}),$ Triboson, Single- t (s-, t-, Wt -Kanal)	—

11. Ergebnisse

Die Ergebnisse aus der statistischen Auswertung, wie in Kapitel 10 beschrieben, werden präsentiert. Zuerst werden die Ergebnisse der *Nur-Untergrund*-Fits in den Kontrollregionen und in allen Signal- und Kontrollregionen gezeigt, gefolgt von den *Ausschluss*-Fits für die Bestimmung von Ausschlussgrenzen auf die betrachteten Signalmodelle und abschließend dem *Entdeckungs*-Fit für die modellunabhängigen Ausschlussgrenzen.

Einige der in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurden – teilweise in abgeänderter Form¹ – in [1] veröffentlicht.

11.1. Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen

Zunächst wird ein *Nur-Untergrund*-Fit mit allen simulierten Untergründen in den Kontrollregionen durchgeführt. Damit sollen die Modellierung der simulierten Untergründe und die Konsistenz der Fit-Methodik überprüft werden. Die Signalregionen sind im Fit nicht inbegriffen, die Normierungen der Untergründe und Parameter der systematischen Unsicherheiten werden jedoch zu den Signalregionen propagiert, um damit eine etwaige Abweichung der SM-Untergrunderwartung von den Daten zu erkennen.

Dieser Vergleich zwischen den Daten und Simulationen in der Signalregion erfolgte erst *nachdem* in umfangreichen Studien eine gute Übereinstimmung in den Kontrollregionen festgestellt werden konnte. Insbesondere wurde anschließend die Selektion der Signalregionen nicht mehr verändert.

In den Abbildungen 11.1 bis 11.4 werden die $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen nach dem Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen gezeigt. Darin werden die gesamte Unsicherheit auf die Untergrunderwartung mit schraffierten Bereichen und die statistische Unsicherheit der Daten mit den schwarzen Fehlerbalken gekennzeichnet. In der überwiegenden Mehrheit stimmen die Simulationen im Rahmen der Unsicherheit mit den Datenpunkten überein. In vereinzelten Fällen liegen die Abweichungen innerhalb der zweifachen Standardabweichung, beispielsweise in den Abbildungen 11.1a, 11.1b und 11.3a. Resultate der Störparameter werden in Anhang G gezeigt.

Die Validierung der E_T^{miss} -Verteilungen in den Signalregionen wird in Abbildung 11.5 gezeigt. Die darin erkennbaren Abweichungen der Untergrunderwartung von den Daten sind überwiegend mit den Unsicherheiten verträglich. Die konstante Abweichung von etwa 1–2 % in SRR ist kompatibel mit der relativen Normierungsunsicherheit aus Abschnitt 9.2.7. Insbesondere finden sich keine Hinweise auf eine fehlerhafte Fit-Methodik

¹Einige Diagramme und Tabellen wurden an diese Dissertation angepasst: Sie wurden vom Englischen ins Deutsche übersetzt und es wurde ein Signalmodell ausgelassen, das in dieser Arbeit nicht behandelt wird.

11.1. Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen

oder eine Signatur eines unbekannten Prozesses. Daher kann der Fit in allen Signal- und Kontrollregionen durchgeführt werden, der nachfolgend in Abschnitt 11.2 beschrieben wird.

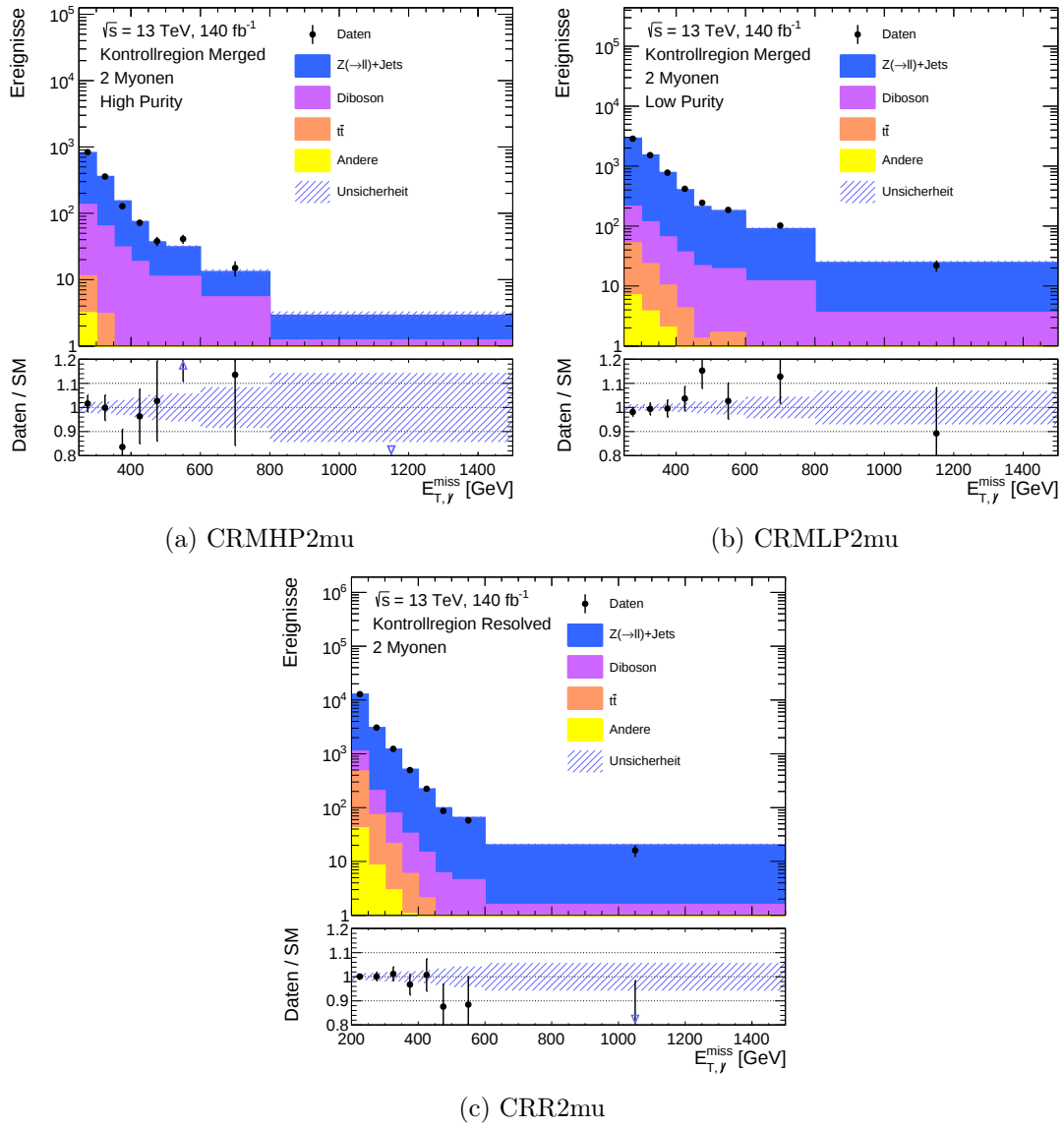


Abbildung 11.1.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Myonen nach dem Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen.

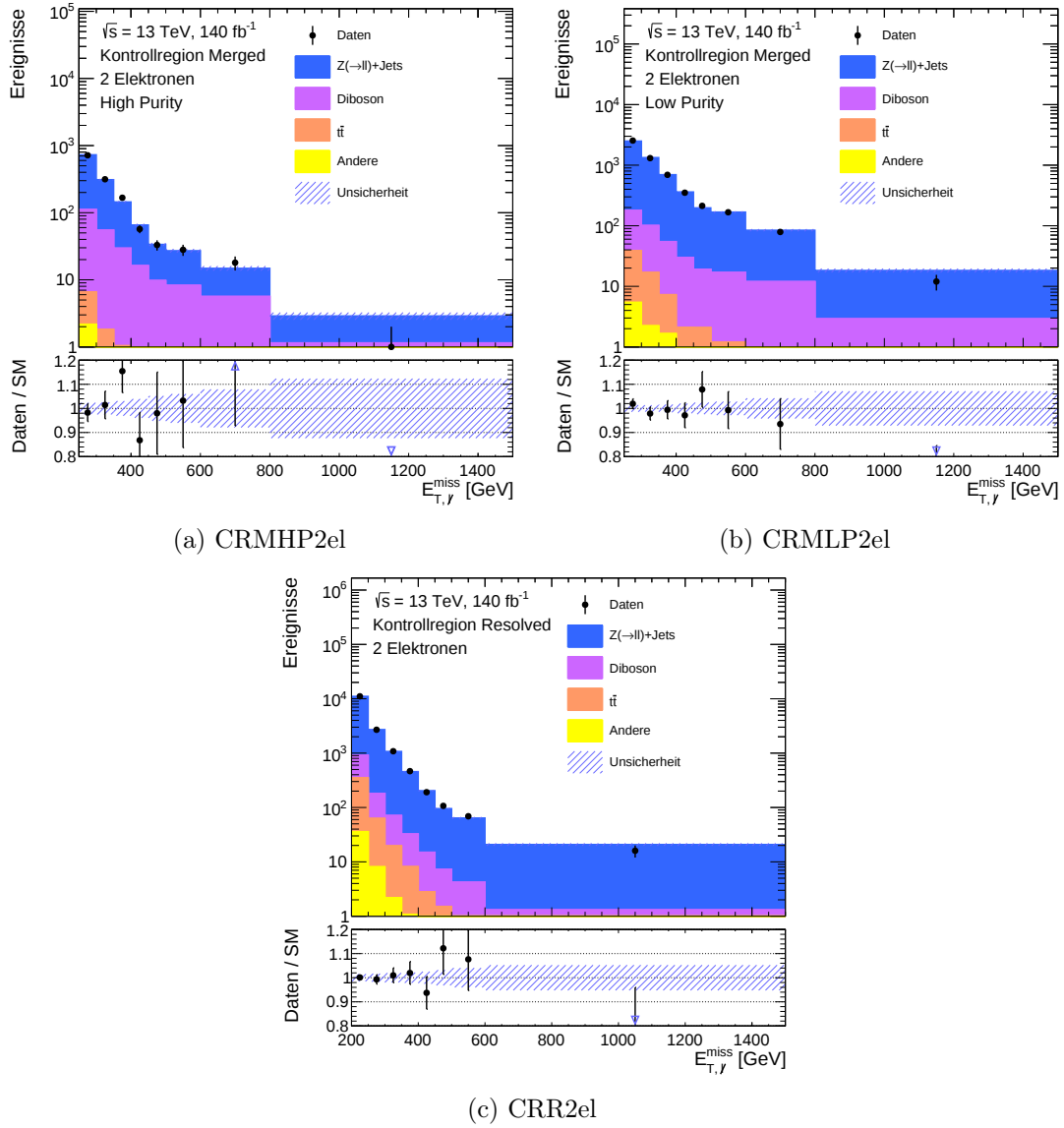
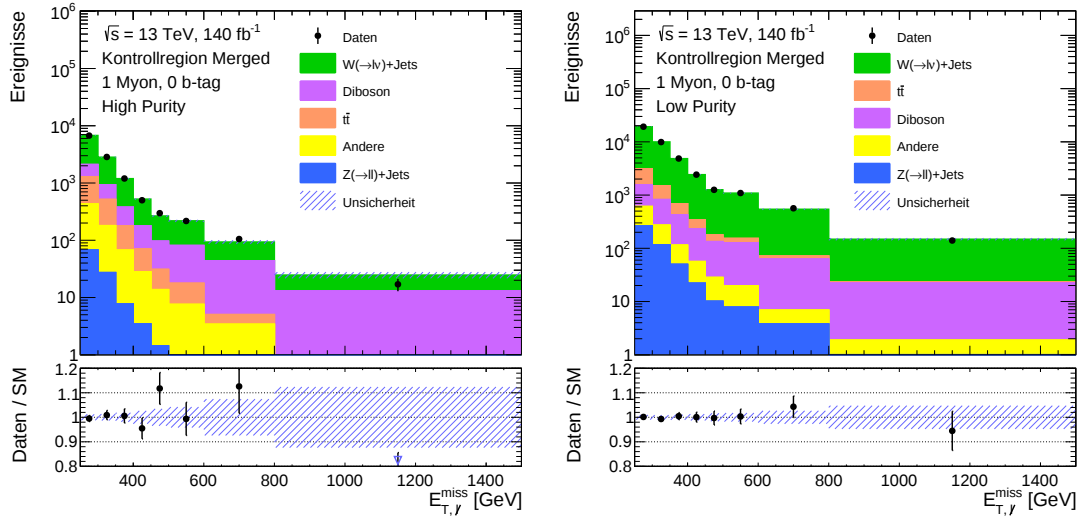
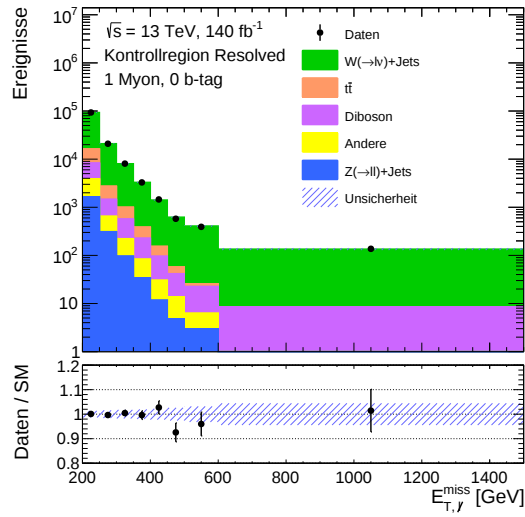


Abbildung 11.2.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Elektronen nach dem *Nur-Untergrund*-Fit in den Kontrollregionen.



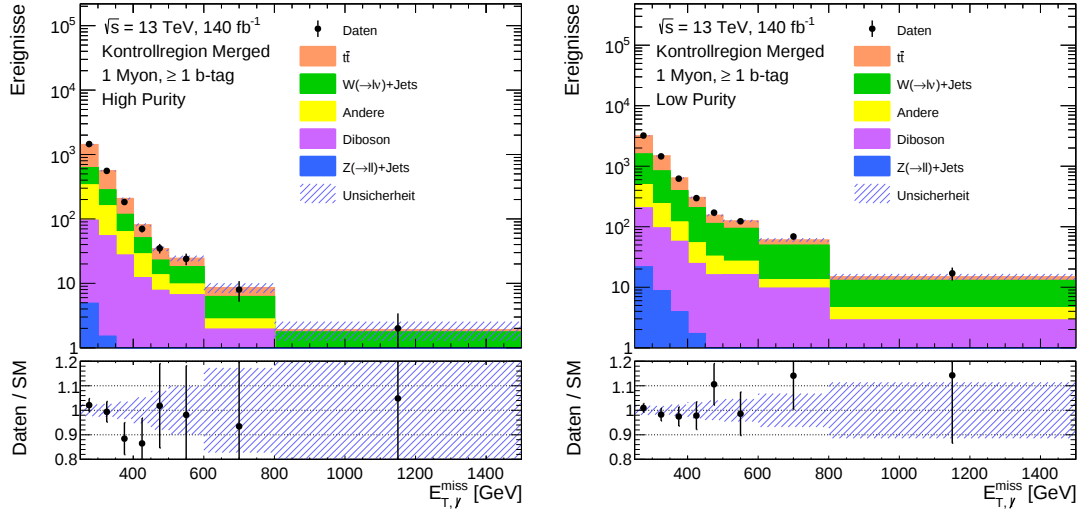
(a) CRMHP1mu0b

(b) CRMLP1mu0b



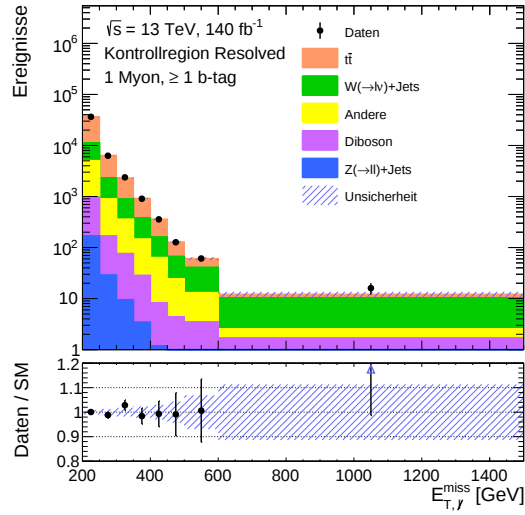
(c) CRR1mu0b

Abbildung 11.3.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und ohne b -Jets nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in den Kontrollregionen.



(a) CRMHP1mu1b

(b) CRMLP1mu1b



(c) CRR1mu1b

Abbildung 11.4.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und b -Jets nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in den Kontrollregionen.

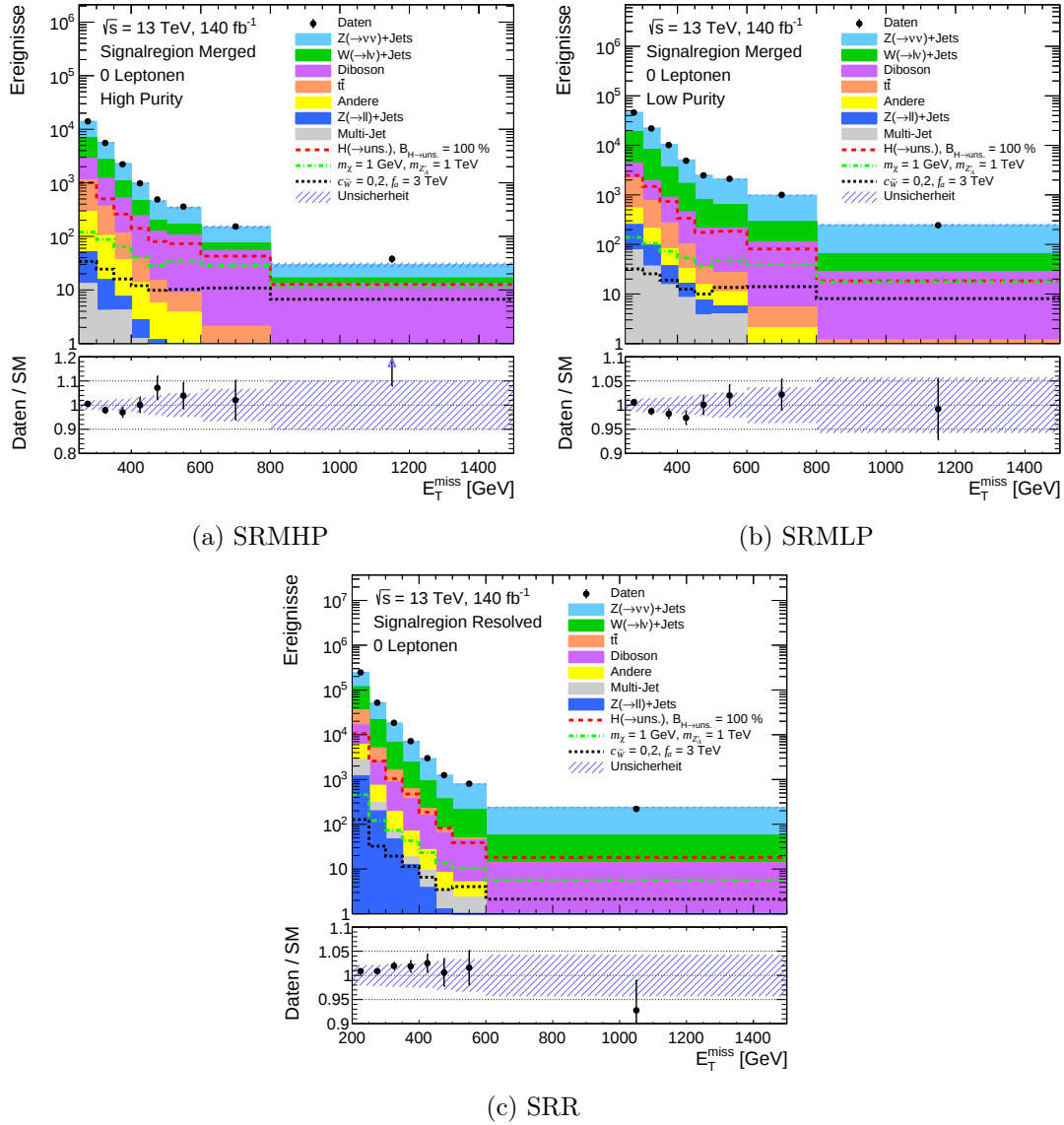


Abbildung 11.5.: Validierung der E_T^{miss} -Verteilungen in den Signalregionen nach dem *Nur-Untergrund-Fit* ausschließlich in den Kontrollregionen. Das schraffierte Band gibt die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund an und die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar. Zur Veranschaulichung werden drei Signalmodelle gezeigt: Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$ (---), Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell $m_\chi = 1 \text{ GeV}, m_{Z'} = 1 \text{ TeV}$ (-.-.-) und ALP-Modell $m_a = 1 \text{ MeV}, c_{\tilde{W}} = 0,2, f_a = 1 \text{ TeV}$ (.....).

11.1.1. Effekt des Profiling

Ein Schlüsselaspekt in dieser Analyse ist die Reduktion der systematischen Unsicherheiten durch die Verwendung von Kontrollregionen. Durch die zusätzlichen Ereignisse der Kontrollregionen ist es nicht nur möglich die Normierung der simulierten Untergrundereignisse in Regionen ohne Signalkontamination zu bestimmen, es ist auch möglich die Größe der systematischen Unsicherheiten einzuschränken (*profiling*), was in einer geringeren Gesamtunsicherheit auf die simulierten Ereignisse resultiert. In Abbildung 11.6 wird dieser Effekt exemplarisch für die Signalregion Merged High Purity dargestellt, worin die Gesamtunsicherheiten (links) vor und (rechts) nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in den Kontrollregionen aus Abschnitt 11.1 gegenübergestellt werden. Die α -Parameter der systematischen Unsicherheiten wurden dabei im Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen bestimmt und in die Signalregionen übertragen, wodurch die Gesamtunsicherheit auf die Untergrunderwartung deutlich reduziert wird.

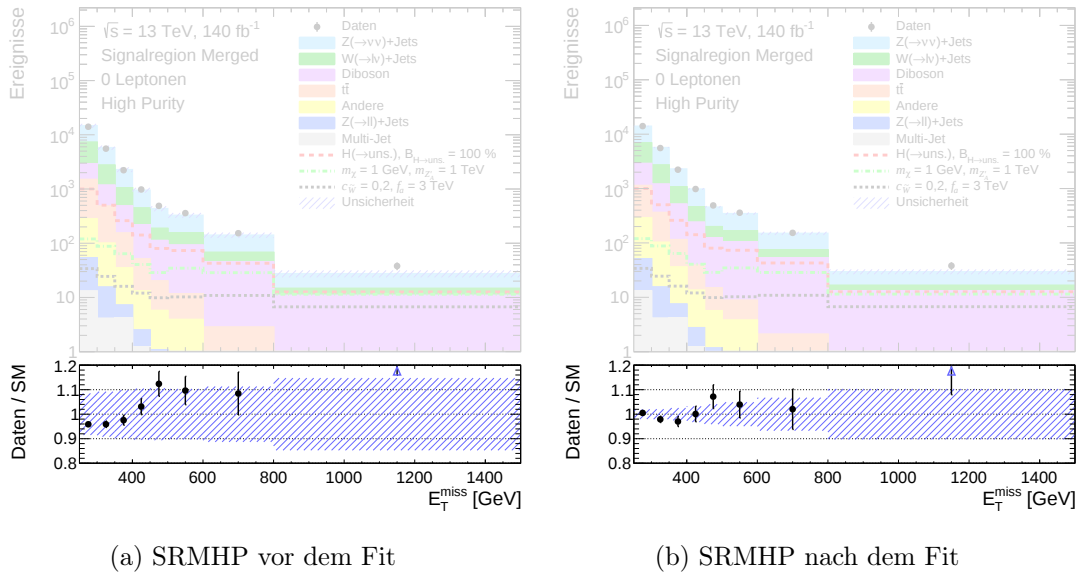


Abbildung 11.6.: Gegenüberstellung der E_T^{miss} -Verteilungen in der Signalregion SRMHP (a) vor und (b) nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in den Kontrollregionen. Es ist deutlich erkennbar, dass die systematischen Unsicherheiten (schraffiertes Band) insbesondere bei niedriger E_T^{miss} durch den Fit stark reduziert werden können.

11.2. Nur-Untergrund-Fit in den Signal- und Kontrollregionen

In Abbildung 11.7 werden die E_T^{miss} -Verteilungen in den drei Signalregionen aus dem *Nur-Untergrund-Fit* in allen Signal- und Kontrollregionen mit der Untergrunderwartung und Daten gezeigt. Die schraffierten Bereiche stellen die Gesamtunsicherheit auf die

Untergrunderwartung dar, während die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten die statistische Unsicherheit der Daten zeigen. Der jeweils untere Teil der Abbildungen zeigt das Verhältnis von Daten zu Untergrunderwartung. Signalsimulationen nehmen nicht am Fit teil, es werden jedoch exemplarisch die E_T^{miss} -Verteilungen für das Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$, ein Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell mit $m_\chi = 1$ GeV und $m_{Z'_A} = 1$ TeV, und ein ALP-Modell mit $m_a = 1$ MeV, $f_a = 3$ TeV und $c_{\tilde{W}} = 0,2$ gezeigt. Die $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen desselben Fits werden in Abbildungen 11.8 bis 11.11 aufgeführt. Die gesamte Unsicherheit auf die Untergrunderwartung wird mit schraffierten Bereichen gekennzeichnet und die statistische Unsicherheit der Daten mit den schwarzen Fehlerbalken. Die Resultate der Störparameter werden in Anhang H gezeigt.

Die inklusiven Ereigniszahlen der Daten und Simulationen für die Prozessgruppen in den Signal- und Kontrollregionen nach dem *Nur-Untergrund-Fit* mit der gesamten Unsicherheit auf die Gesamtuntergrunderwartung sind in Tabelle 11.1 bzw. 11.2 aufgelistet. Die Gesamtunsicherheit kann aufgrund von Korrelationen von der quadratischen Summe der Unsicherheiten der einzelnen Prozessgruppen abweichen. Die zugehörigen Normierungsfaktoren für die Untergründe $Z + \text{Jets}$, $W + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ sind in Tabelle 11.3 aufgelistet. Der Normierungsfaktor $\kappa^{t\bar{t}}$ für Merged High Purity ist mit 0,68 vergleichsweise klein, was auf eine mangelhafte Modellierung der n_{trk} -Variable in der $t\bar{t}$ -MC-Simulation zurückzuführen ist.² In Abbildung 11.12 ist die Verteilung der n_{trk} -Variable des führenden Large- R -Jets in einer semi-myonischen $t\bar{t}$ -Selektion³ dargestellt. Es ist eine deutliche Verschiebung der Simulation zu niedrigeren Werten gegenüber den gemessenen Daten zu sehen, die durch die W/Z -Taggerselektion einen Überschuss simulierter Ereignisse in CRMHP1mu1b und ein leichtes Defizit in CRMLP1mu1b verursacht und führt damit zu den sehr unterschiedlichen $t\bar{t}$ -Normierungsfaktoren. Darüber hinaus sind die Unsicherheiten auf $\kappa^{t\bar{t}}$ für die beiden Merged-Topologien größer als bei κ^Z und κ^W , was an der relativ niedrigen Reinheit von etwa 45–68 % an $t\bar{t}$ -Ereignissen in den CR1mu1b Regionen liegt.⁴

In den gezeigten Verteilungen und Ereigniszahlen sind keine statistisch signifikanten Abweichungen der Daten von der Untergrunderwartung des Standardmodells zu erkennen. Der *Nur-Untergrund-Fit* in den Signal- und Kontrollregionen ist daher mit der *Nur-Untergrund-Hypothese* verträglich, weshalb in Abschnitt 11.4 Ausschlussgrenzen auf Parameter der betrachteten Signalmodelle, die Anzahl von Signalereignissen und die sichtbaren Wirkungsquerschnitte gesetzt werden.

²Ein bekanntes Problem, das durch entsprechend hohe systematische Unsicherheiten beim W/Z -Tagging abgedeckt wird.

³Die Selektion ist nahe den CRs mit einem Myon und b -Jets, jedoch ohne Unterscheidung zwischen den Ereignistopologien.

⁴Die Reinheit ließe sich durchaus erhöhen, wodurch sich aber die CR1mu1b-Selektion weiter von der SR-Selektion entfernen würde, was unerwünscht ist.

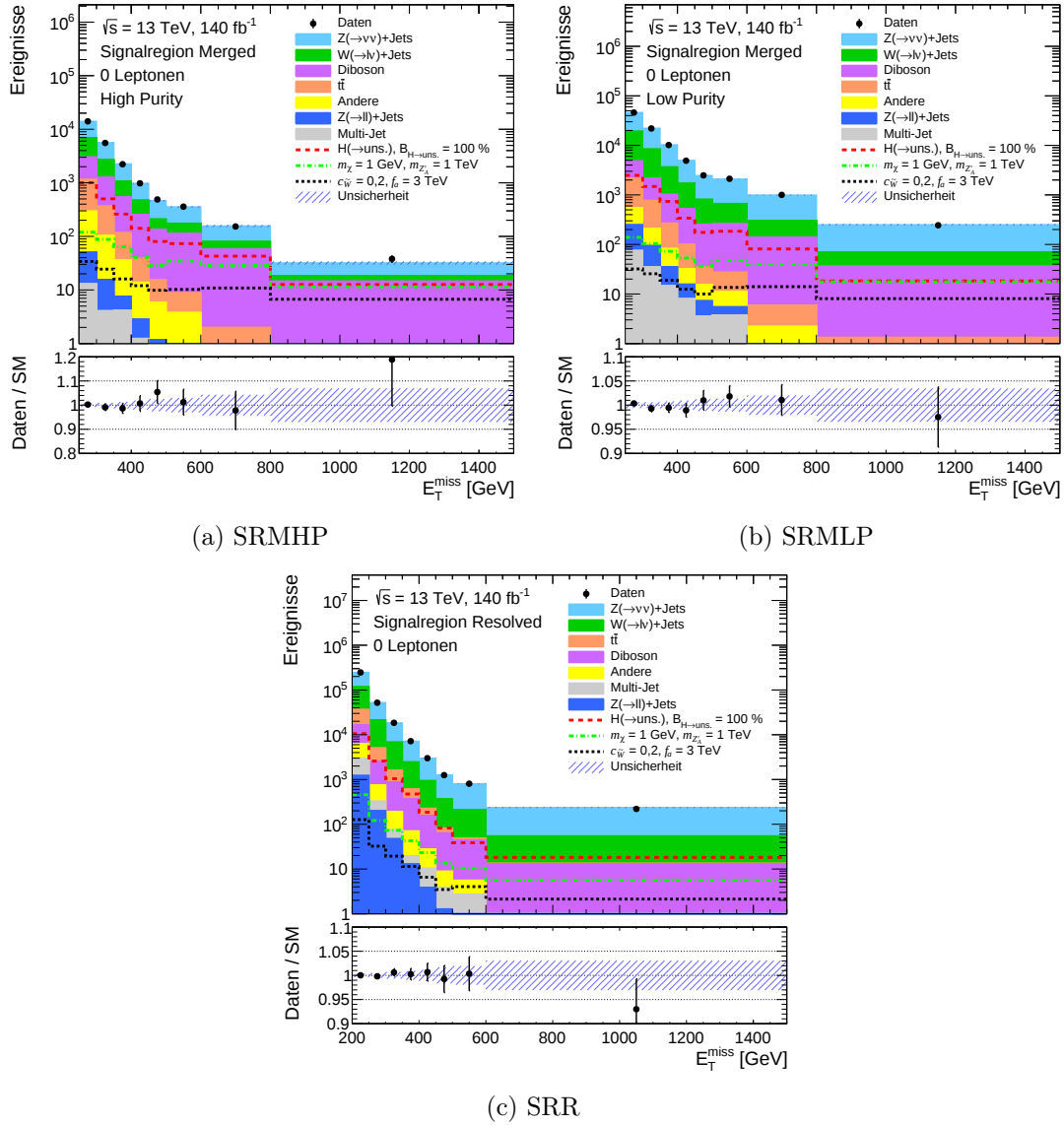


Abbildung 11.7.: E_T^{miss} -Verteilungen in den Signalregionen nach dem *Nur-Untergrund*-Fit in allen Regionen. Das schraffierte Band gibt die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund an und die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar. Zur Veranschaulichung werden drei Signalmodelle gezeigt: Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$ (---), Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, $m_{Z_A} = 1 \text{ TeV}$ (-.-.-) und ALP-Modell $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$, $f_a = 1 \text{ TeV}$ (.....). In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

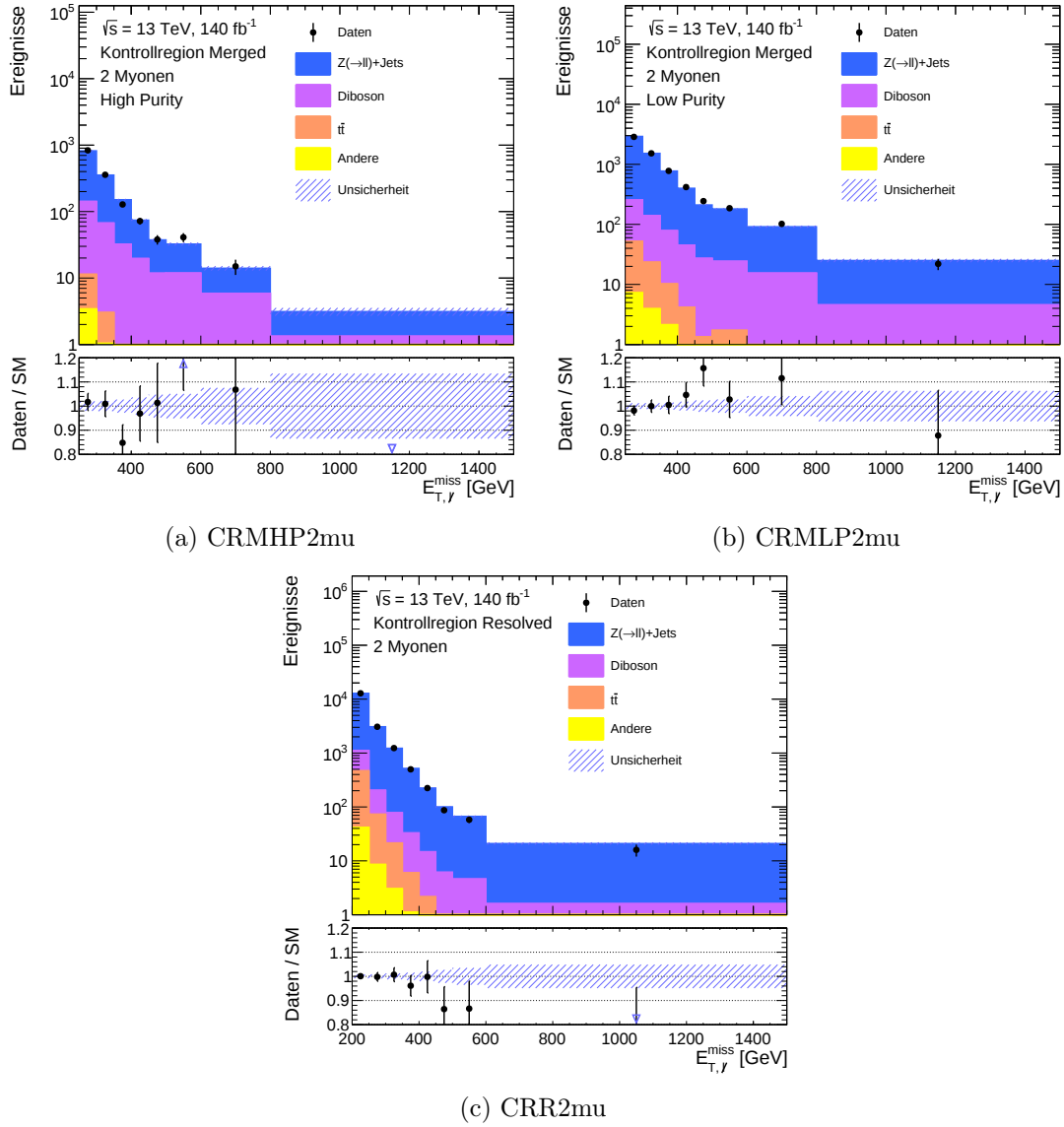


Abbildung 11.8.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Myonen nach dem Nur-Untergrund-Fit in allen Regionen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

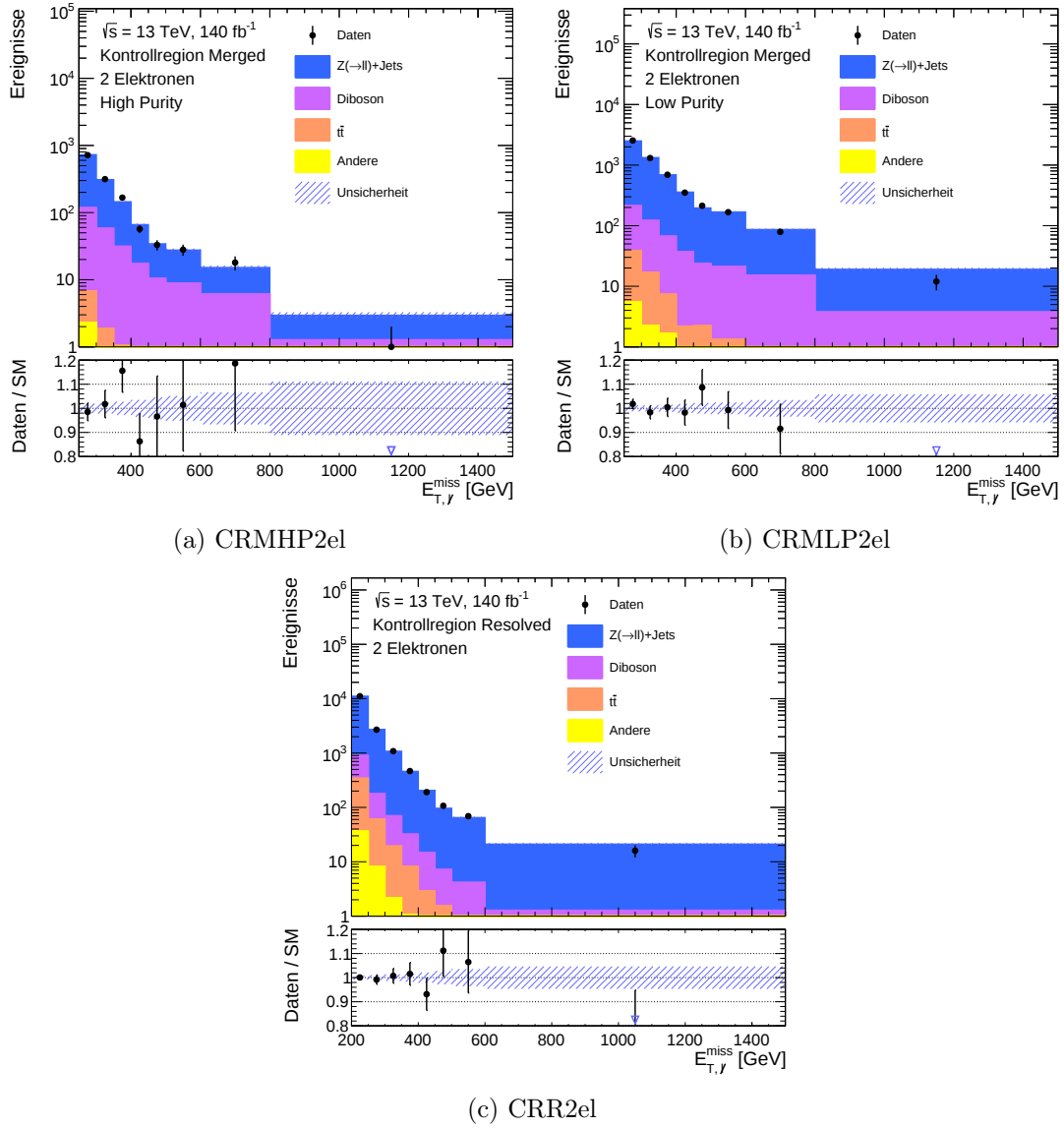


Abbildung 11.9.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Elektronen nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in allen Regionen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

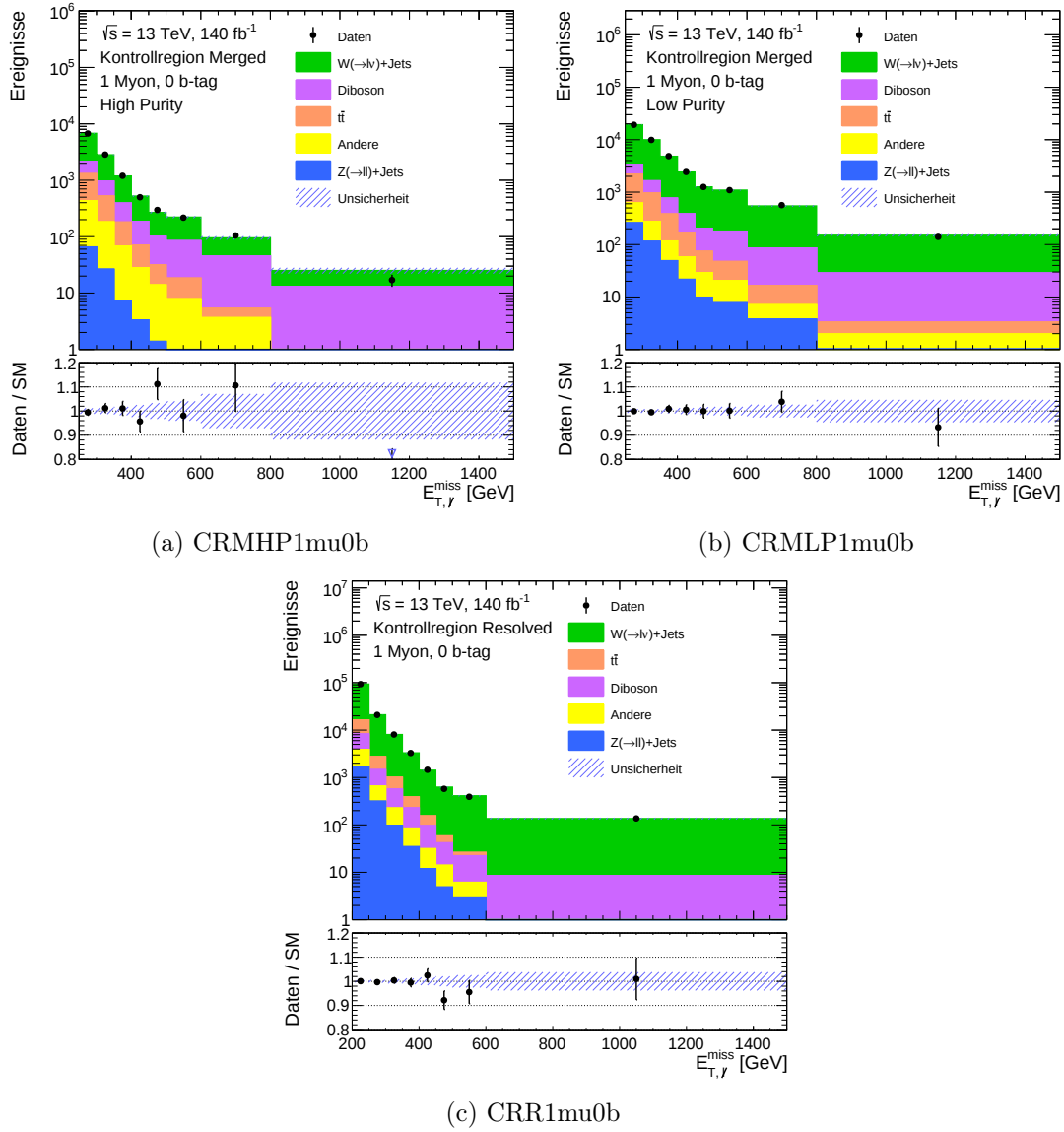


Abbildung 11.10.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und ohne b -Jets nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in allen Regionen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

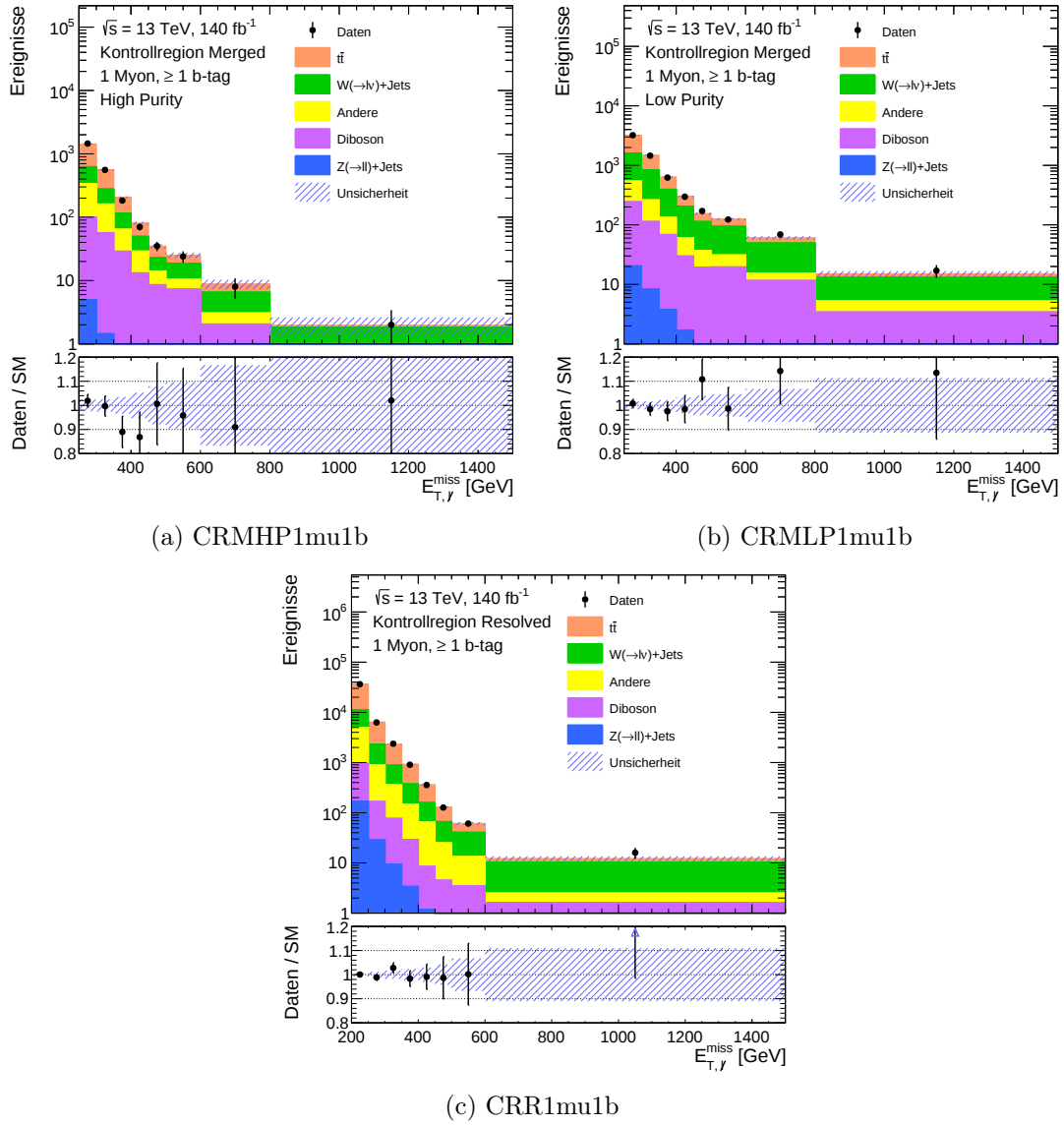


Abbildung 11.11.: $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und b -Jets nach dem *Nur-Untergrund*-Fit in allen Regionen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

Tabelle 11.1.: Ereigniszahlen der Signalregionen nach dem *Nur-Untergrund*-Fit in allen Regionen mit der gesamten Unsicherheit auf den Gesamtuntergrund. Die quadratische Summe der Unsicherheiten auf die einzelnen Untergründe kann aufgrund von Korrelationen von der Gesamtunsicherheit abweichen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

	SRMHP	SRMLP	SRR
$Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$	$12\,200 \pm 500$	$54\,100 \pm 1200$	$180\,100 \pm 2500$
$W(\ell\nu) + \text{Jets}$	6320 ± 330	$25\,600 \pm 700$	$105\,500 \pm 2000$
Diboson	3700 ± 700	5800 ± 1500	$13\,100 \pm 3000$
$t\bar{t}$	1240 ± 130	2470 ± 340	$23\,600 \pm 1300$
Andere	380 ± 50	490 ± 60	3920 ± 340
$Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$	55 ± 6	266 ± 13	1480 ± 40
Multi-Jet	24 ± 18	140 ± 100	1900 ± 1400
Gesamtuntergrund	$23\,870 \pm 160$	$88\,880 \pm 300$	$329\,500 \pm 800$
Daten	23 861	88 836	329 588

Tabelle 11.2.: Ereigniszahlen in den Kontrollregionen nach dem *Nur-Untergrund*-Fit in allen Regionen mit der gesamten Unsicherheit auf den Gesamtuntergrund. Die quadratische Summe der Unsicherheiten auf die einzelnen Untergründe kann aufgrund von Korrelationen von der Gesamtunsicherheit abweichen.

	CRMHP2mu	CRMMLP2mu	CRR2mu	CRMHP2el	CRMMLP2el	CRR2el
$Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$	1200 $\pm$ 50	5540 $\pm$ 130	16630 $\pm$ 220	1080 $\pm$ 50	4850 $\pm$ 120	14510 $\pm$ 190
Diboson	280 $\pm$ 50	500 $\pm$ 130	880 $\pm$ 200	240 $\pm$ 50	430 $\pm$ 110	770 $\pm$ 180
$t\bar{t}$	10,4 $\pm$ 1,3	78 $\pm$ 16	520 $\pm$ 40	6,3 $\pm$ 1,3	59 $\pm$ 15	387 $\pm$ 27
Andere	5,5 $\pm$ 2,2	15 $\pm$ 5	55 $\pm$ 11	4,4 $\pm$ 1,9	11,0 $\pm$ 3,5	50 $\pm$ 13
Gesamtuntergrund	1488 $\pm$ 25	6130 $\pm$ 60	18080 $\pm$ 120	1328 $\pm$ 23	5350 $\pm$ 50	15720 $\pm$ 100
Daten	1487	6142	18040	1336	5370	15716
	CRMHP1mu0b	CRMMLP1mu0b	CRR1mu0b	CRMHP1mulb	CRMMLP1mulb	CRR1mulb
$W(\ell\nu) + \text{Jets}$	8000 $\pm$ 400	32800 $\pm$ 900	107300 $\pm$ 1700	490 $\pm$ 80	2220 $\pm$ 340	8500 $\pm$ 1300
$t\bar{t}$	1390 $\pm$ 160	2700 $\pm$ 400	10100 $\pm$ 1100	1230 $\pm$ 100	2660 $\pm$ 350	31600 $\pm$ 1300
Diboson	1810 $\pm$ 350	2800 $\pm$ 700	5700 $\pm$ 1300	210 $\pm$ 40	470 $\pm$ 120	1030 $\pm$ 240
Andere	630 $\pm$ 80	660 $\pm$ 80	2800 $\pm$ 210	400 $\pm$ 40	580 $\pm$ 90	5300 $\pm$ 400
$Z(\ell\bar{\ell}) + \text{Jets}$	105 $\pm$ 7	467 $\pm$ 20	2120 $\pm$ 50	7,0 $\pm$ 0,9	35,3 $\pm$ 2,5	210 $\pm$ 10
Gesamtuntergrund	11910 $\pm$ 110	39490 $\pm$ 220	128100 $\pm$ 400	2340 $\pm$ 60	5960 $\pm$ 90	46560 $\pm$ 310
Daten	11923	39490	128087	2332	5967	46553

Tabelle 11.3.: Normierungsfaktoren für die $Z + \text{Jets}$ -, $W + \text{Jets}$ - und $t\bar{t}$ -Untergründe nach dem *Nur-Untergrund-Fit* in allen Regionen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

Normierungsfaktor	Merged High Purity	Merged Low Purity	Resolved
κ^Z	$0,98 \pm 0,09$	$1,03 \pm 0,05$	$0,99 \pm 0,05$
κ^W	$0,95 \pm 0,09$	$0,93 \pm 0,05$	$0,91 \pm 0,05$
$\kappa^{t\bar{t}}$	$0,68 \pm 0,12$	$1,03 \pm 0,21$	$0,90 \pm 0,06$

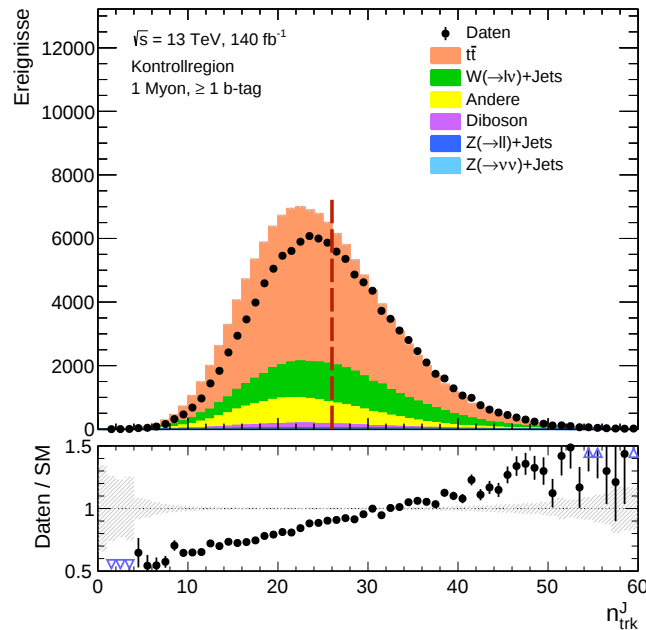


Abbildung 11.12.: Verteilung der n_{trk} -Variable des führenden Large- R -Jets in einer mit $t\bar{t}$ -Ereignissen angereicherten Selektion mit einem Myon und mindestens einem b -Jet. Die simulierten Ereignisse weisen eine deutliche Verschiebung zu niedrigeren Werten auf im Vergleich zu den gemessenen Daten. Die vertikale Linie markiert den n_{trk} -Schnitt des W/Z -Taggers. Nur Jets unterhalb dieses Wertes können in die High Purity Regionen fallen, was in einem vergleichsweise niedrigen Normierungsfaktor $\kappa^{t\bar{t}}$ für Merged High Purity resultiert.

11.3. Einfluss der systematischen Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten werden wie in Kapitel 10 beschrieben als Störparameter im Fit berücksichtigt. Im Allgemeinen bewirken sie durch die Erhöhung der Gesamtunsicherheit auf die Untergrunderwartung eine Verringerung der Sensitivität der Analyse und es ist daher von besonderem Interesse, wie stark sich nun einzelne oder Gruppen von systematischen Unsicherheiten auf die Ergebnisse auswirken. Eine Möglichkeit diesen Einfluss zu quantifizieren, ist die Betrachtung der Gesamtunsicherheit auf die Signalstärke μ nach einem Fit und ihrer Änderung wenn Gruppen von systematischen Unsicherheiten vorübergehend ignoriert werden. Eine größere Änderung bedeutet dabei einen größeren Einfluss.

Der Einfluss einer Unsicherheitsgruppe wird daher definiert als

$$\Delta\sigma_i = \sqrt{\sigma_{\text{ges}}^2 - \sigma_{\cancel{U}_i}^2},$$

mit der Gesamtunsicherheit σ_{ges} auf die Signalstärke und der entsprechenden Gesamtunsicherheit $\sigma_{\cancel{U}_i}$ ohne Berücksichtigung der Unsicherheitsgruppe U_i . Die absolute Größe eines Einflusses ist weniger von Interesse, da sie unmittelbar von der Größe der Gesamtunsicherheit abhängt; erst ein Vergleich der verschiedenen Einflüsse ermöglicht eine Beurteilung der Relevanz einer bestimmten Unsicherheitsgruppe für ein konkretes Signalmodell. Ein höherer Wert bedeutet eine höhere Relevanz und damit einen größeren Beitrag zur Gesamtunsicherheit. Die Einflüsse werden in Fits über alle Signal- und Kontrollregionen bestimmt, unter Verwendung des Asimov-Datensatzes – ein Pseudo-Datensatz, für den die gemessenen Daten durch die Summe der Untergründe und des jeweiligen Signals mit Signalstärke $\mu = 1$ ersetzt werden.

Da die verschiedenen Signalmodelle aufgrund ihrer Form unterschiedlich stark sensitiv auf unterschiedliche systematische Unsicherheiten sein können, wird die Prozedur für alle Signalmodelle durchgeführt.⁵ In Tabelle 11.4 werden die Werte für ein Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell, das Higgs-Portalmodell und ein ALP-Modell gezeigt.

Allen Modellen ist gemein, dass die systematischen Unsicherheiten größer sind als die statistischen Unsicherheiten. Das bedeutet, dass die Ergebnisse durch systematische Unsicherheiten limitiert sind. Zu den größten Beiträgen zur Gesamtunsicherheit zählen die Jet-Unsicherheiten und die theoretischen Unsicherheiten auf die Simulationen der Signalprozesse und des Hauptuntergrunds $V + \text{Jets}$. Außerdem sind die Myon-Unsicherheiten vergleichsweise groß, was sich dadurch erklären lässt, dass die Normierung des Hauptuntergrunds $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$ direkt durch die Normierung des $Z(\mu\bar{\mu}) + \text{Jets}$ -Untergrunds in den Kontrollregionen mit Myonen und deren Unsicherheiten beeinflusst wird. Dieser Effekt ist bei den Elektron-Unsicherheiten weniger stark ausgeprägt, da keine Kontrollregionen mit nur einem Elektron verwendet werden. Eine weitere Auffälligkeit ist der besonders starke Einfluss der $V + \text{Jets}$ -Unsicherheiten auf die DM- und ALP-Modelle, was durch die Form der $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Verteilungen erklärt werden kann: Die DM- und ALP-Modelle haben im Vergleich zum Higgs-Portalmodell und der Untergründe eine deutlich flachere

⁵Für die DM- und ALP-Modelle jeweils mit einer konkreten, repräsentativen Wahl der Modellparameter.

E_T^{miss} -Verteilung, was in Abbildung 11.7 erkennbar ist, und da die $V + \text{Jets}$ -Unsicherheiten tendenziell mit steigender E_T^{miss} anwachsen, können sie die Signale überdecken.

Tabelle 11.4.: Der Einfluss $\Delta\sigma_i$ von Gruppen von Unsicherheiten auf die Unsicherheit der Signalstärke μ aus einem *Ausschluss*-Fit mit dem Asimov-Datensatz mit $\mu = 1$. Höhere Werte bedeuten einen höheren Beitrag der jeweiligen Unsicherheitsgruppe zur Gesamtunsicherheit. $\Delta\sigma_i$ wird für (a) ein Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell mit $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ und $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$, (b) das Higgs-Portalmodell und (c) ein ALP-Modell mit $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$ und $f_a = 3 \text{ TeV}$ gezeigt. Aufgrund von Korrelationen und Rundungen kann die quadratische Summe aller Einflüsse von der Gesamtunsicherheit abweichen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

Unsicherheitsgruppe	$\Delta\sigma_i \times 100$		
	(a) DM $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$	(b) H -Portal $\mathcal{B}_{H \rightarrow \text{uns.}} = 1$	(c) ALP $f_a = 3 \text{ TeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$
Large- R -Jets	13	4	24
Small- R -Jets	10	6	19
b -Tagging	1	2	2
E_T^{miss}	1	4	2
Pile-Up	3	3	5
Elektronen	8	7	11
Myonen	15	9	22
Tau-Leptonen	<1	<1	1
Luminosität	1	1	2
Normierung (inkl. κ)	15	7	23
$V + \text{Jets}$	18	7	32
Diboson	7	2	12
$t\bar{t}$	2	1	5
Multi-Jet	1	1	1
Single- t	1	1	1
Signal	8	12	12
Statistisch (MC)	11	4	23
Systematisch (gesamt)	35	19	66
Statistisch (Daten)	23	6	56
Gesamt	43	20	86

11.4. Ausschlussgrenzen

Mit den Ergebnissen aus den *Ausschluss*-Fits werden mit der in Kapitel 10 beschriebenen Methodik modellabhängige obere Ausschlussgrenzen auf die Signalstärken der untersuchten Modelle gesetzt. Mithilfe der *Entdeckungs*-Fits können außerdem modellunabhängige obere Ausschlussgrenzen auf die Anzahl von Signalereignissen und die sichtbaren Wirkungsquerschnitte gesetzt werden.

11.4.1. Modellabhängige Ausschlussgrenzen

Higgs-Portalmodell: Die beobachtete und erwartete obere Ausschlussgrenze (95 % CL) auf die Signalstärke μ des Higgs-Portalmodells können direkt in Ausschlussgrenzen auf das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$ des Zerfalls in unsichtbare Teilchen übertragen werden, da bei den verwendeten Signalsimulationen das Higgs-Boson ausschließlich in unsichtbare Teilchen zerfällt. Die Ergebnisse werden in Tabelle 11.5 angegeben. Neben dem Ergebnis aus dem Fit über alle Topologien, werden zusätzlich die Ergebnisse der einzelnen Topologien aufgeführt.⁶ Die beobachtete (erwartete) obere Ausschlussgrenze auf das Verzweigungsverhältnis der unsichtbaren Zerfälle des Higgs-Bosons beläuft sich demnach auf

$$\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) < 0,34 \text{ } (0,31^{+0,13}_{-0,09}).$$

Das Ergebnis der vorherigen ATLAS-Analyse mit dem Datensatz aus den Jahren 2015–2016 mit einer integrierten Luminosität von $36,1 \text{ fb}^{-1}$ beträgt $0,83 \text{ } (0,58^{+0,23}_{-0,16})$ [102] und konnte damit deutlich verbessert werden. Die Verbesserung ist neben dem größeren Datensatz auch auf verbesserte Selektionskriterien, verringerte Unsicherheiten bei den rekonstruierten Objekten und Weiterentwicklungen beim b - und W/Z -Tagging zurückzuführen.

In der ATLAS $E_{\text{T}}^{\text{miss}} + \text{Jets}$ -Analyse, in der ähnliche Endzustände untersucht und der gleiche Datensatz von 2015–2018 verwendet werden, wurde ein ähnliches Ergebnis von $0,34 \text{ } (0,39^{+0,16}_{-0,11})$ [124] erzielt. In den neuesten experimentellen Ergebnissen der ATLAS- und CMS-Kollaborationen werden mehrere Suchen nach unsichtbaren Higgs-Boson-Zerfällen kombiniert und es werden beobachtete (erwartete) obere Ausschlussgrenzen von $0,107 \text{ } (0,077)$ [125] bzw. $0,15 \text{ } (0,08)$ [126] gesetzt. Aus der Kombination mehrerer ATLAS-Analysen, die sichtbare Zerfälle des Higgs-Bosons untersuchen, kann eine beobachtete Ausschlussgrenze von $0,13$ [127] gesetzt werden.

Tabelle 11.5.: Beobachtete und erwartete obere Ausschlussgrenzen auf das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$ für den Fit über alle Topologien und getrennt für die einzelnen Topologien. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

	Kombiniert	Resolved	Merged HP	Merged LP
beob.	0,34	0,71	0,48	0,41
erw.	$0,31^{+0,13}_{-0,09}$	$0,54^{+0,23}_{-0,15}$	$0,41^{+0,18}_{-0,11}$	$0,45^{+0,19}_{-0,13}$

⁶Die jeweiligen Ergebnisse wurden in separaten Fits bestimmt.

Die beobachtete obere Ausschlussgrenze lässt sich im Rahmen einer effektiven Feldtheorie in eine Ausschlussgrenze auf einen WIMP-Nukleon-Wirkungsquerschnitt übersetzen, wobei zwischen skalaren WIMPs und Majorana-WIMPs unterschieden wird. Die Details dazu sind in [128] beschrieben. In Abbildung 11.13 werden die Ausschlussgrenzen (90 % CL) auf den WIMP-Nukleon-Wirkungsquerschnitt als Funktion der WIMP-Masse m_χ für skalare WIMPs und Majorana-WIMPs dargestellt. Die in dieser Arbeit bestimmte beobachtete obere Ausschlussgrenze (90 % CL) auf das Verzweungsverhältnis der unsichtbaren Zerfälle des Higgs-Bosons beträgt 0,29. Die Ergebnisse werden mit aktuellen Ausschlussgrenzen von Experimente der direkten Detektion [129–131] verglichen.

Darin ist zu sehen, dass mit dieser Analyse für $2m_\chi < m_H$ starke Ausschlussgrenzen gesetzt werden können, die komplementär zu Experimenten der direkten Detektion verlaufen, deren Sensitivität zu kleinen m_χ hin aufgrund des schwächer werdenden Kernrückstoßes geringer wird. Bei Collider-Experimenten hingegen sind niedrige Massen der Dunkle-Materie-Teilchen leichter nachzuweisen, da sie einen größeren Phasenraum für den Zerfall erlauben; für höhere Massen, im Bereich von $2m_\chi > m_H$, ist der Prozess $H \rightarrow \chi\bar{\chi}$ jedoch stark unterdrückt, weshalb die Sensitivität für das Higgs-Portalmodell einbricht und in einer scharfen Kante bei der halben Higgs-Boson-Masse resultiert.

Vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle: Für die vereinfachten Dunkle-Materie-Modelle mit den festgelegten Kopplungsparametern $g_q = 0,25$, $g_\chi = 1$ und $g_\ell = 0$ werden Ausschlussgrenzen (95 % CL) in den $m_{Z'_{AV}}-m_\chi$ -Ebenen gesetzt. Dazu werden die oberen Ausschlussgrenzen für die einzelnen Punkte in den $m_{Z'_{AV}}-m_\chi$ -Ebenen mit *Ausschluss*-Fits wie in Abschnitt 10.2 beschrieben bestimmt und mit dem Wirkungsquerschnitt für dazwischen liegende Punkte interpoliert, siehe Abschnitt 5.2.2. In Abbildung 11.14 werden die beobachteten und erwarteten Ausschlussgrenzen für die Modelle mit Axial-Vektor- bzw. Vektor-Mediator gezeigt. Die Bereiche unterhalb der gezeigten Linien gelten als ausgeschlossen. Die grünen und gelben Bänder beschreiben die $\pm 1\sigma$ bzw. $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten auf die erwartete Ausschlussgrenze, die wiederum mit der gestrichelten schwarzen Linie gekennzeichnet ist. Die beobachtete Ausschlussgrenze, dargestellt als durchgezogene schwarze Linie, wird von der $\pm 1\sigma$ Unsicherheit aus $\text{PDF} \oplus \alpha_s$ (gepunktete schwarze Linie) umgeben. Die durchgezogene blaue Linie markiert die beobachtete Ausschlussgrenze aus der vorherigen ATLAS $E_T^{\text{miss}} + V(\text{had.})$ -Analyse [102] mit dem $36,1 \text{ fb}^{-1}$ Datensatz aus 2015/2016. Mit der roten Linie wird der Bereich markiert, bei dem die DM-Dichte, berechnet mit MADDM [132], mit dem von den Planck [12] und WMAP [133] Experimenten gemessenen Wert übereinstimmt.⁷ Unterhalb davon liegt der Bereich höherer DM-Dichte.

Für das Axial-Vektor-Mediator-Modell mit den angegebenen Kopplungsparametern und einer Dunkle-Materie-Teilchenmasse $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ können Mediatormassen $m_{Z'_{AV}}$ bis etwa $965 (1115 \pm 175) \text{ GeV}$ ausgeschlossen werden. Beim Vektor-Mediator-Modell liegt die beobachtete (erwartete) Ausschlussgrenze für $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ bei etwa $m_{Z'_V} = 955 (1105 \pm$

⁷Unter den Annahmen, dass der Wirkungsquerschnitt der DM-Paarvernichtung nur Beiträge des vereinfachten Modells enthält und keine weiteren Mechanismen außerhalb des vereinfachten Modells existieren, die die DM-Dichte erhöhen oder verringern.

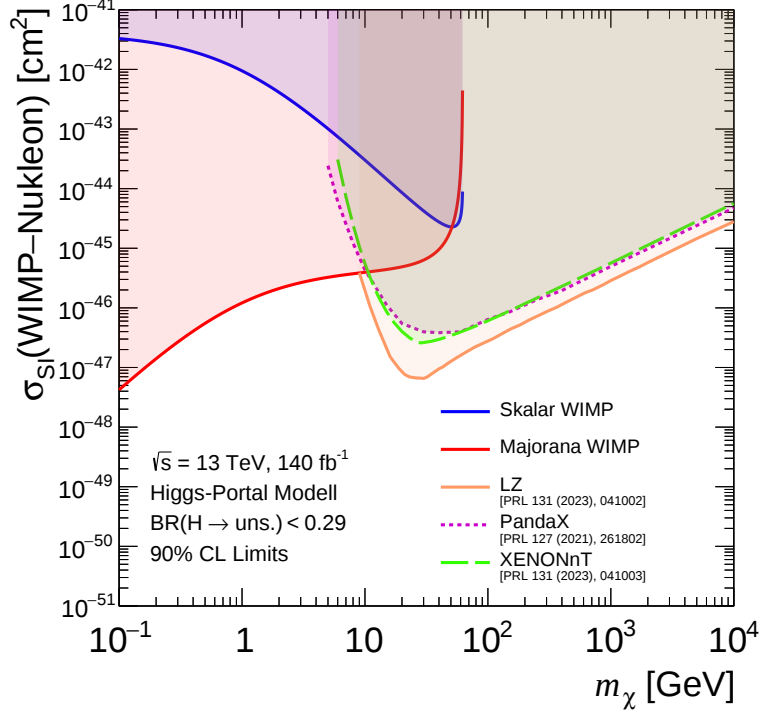
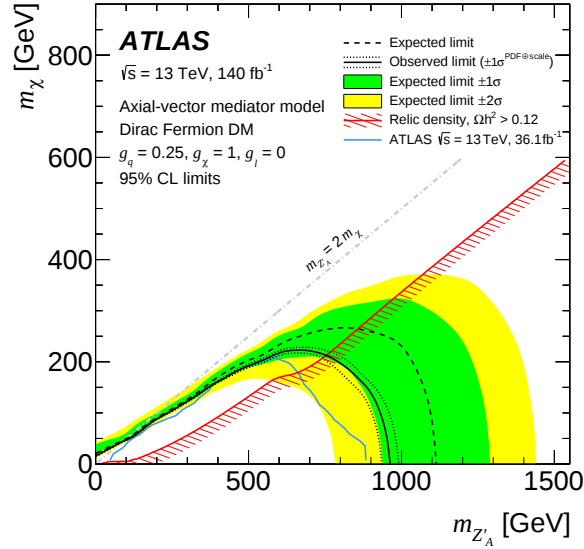


Abbildung 11.13.: Ausschlussgrenzen (90 % CL) auf den WIMP-Nukleon-Wirkungsquerschnitt aus der beobachteten oberen Ausschlussgrenze auf $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$ im Vergleich mit aktuellen Ergebnissen von Experimenten der direkten Detektion. Gezeigt werden die Ausschlussgrenzen für skalare WIMPs und Majorana-WIMPs. Die Bereiche oberhalb der dargestellten Kurven gelten als ausgeschlossen.

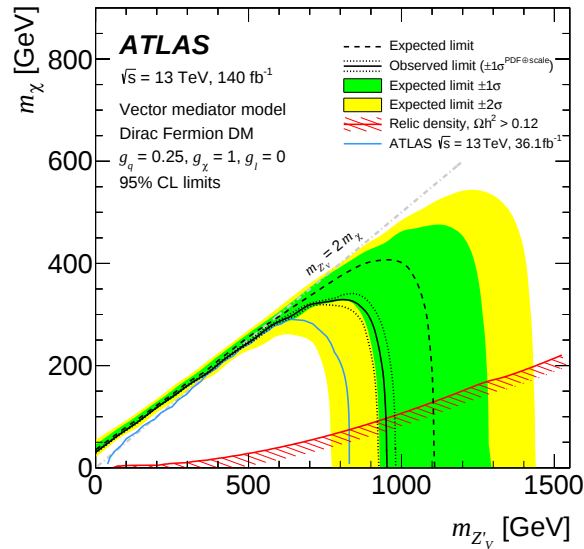
180) GeV. Für beide Modelle konnte die beobachtete Ausschlussgrenze im Vergleich zur vorherigen ATLAS $E_T^{\text{miss}} + V(\text{had.})$ -Analyse leicht verbessert werden.

Für dieses Modell werden die stärksten beobachteten Ausschlussgrenzen auf die Mediator-masse $m_{Z'}$ für $m_\chi = 1$ GeV durch $E_T^{\text{miss}} + \text{Jets}$ -Analysen von ATLAS mit 2,1 TeV [124] und CMS mit 1,95 TeV [134] gesetzt.

Die Ausschlussgrenzen in den $m_{Z'_{A/V}} - m_\chi$ -Ebenen lassen sich in Wirkungsquerschnitte der χ -Nukleon-Streuung übersetzen [135]. Dies ermöglicht einen Vergleich mit Ausschlussgrenzen aus Experimenten der direkten Detektion. In Abbildung 11.15 werden die in dieser Arbeit bestimmten Ausschlussgrenzen (90 % CL) auf die Wirkungsquerschnitte für die (a) spin-abhängige χ -Neutron-Streuung, (b) spin-abhängige χ -Proton-Streuung und (c) spin-unabhängige χ -Nukleon-Streuung als Funktion der Masse der Dunkle-Materie-Teilchen m_χ gezeigt. Dazu werden aktuelle Ausschlussgrenzen von Experimenten der direkten Detektion [129–131, 136–138] gezeigt. Die Bereiche oberhalb der dargestellten Kurven gelten dabei als ausgeschlossen (90 % CL) für die angegebenen Kopplungsparameter



(a) Axial-Vektor-Mediator-Modell



(b) Vektor-Mediator-Modell

Abbildung 11.14.: Die beobachteten (schwarz, durchgezogen) und erwarteten (schwarz, gestrichelt) Ausschlussgrenzen für das (a) Axial-Vektor- und (b) Vektor-Mediator-Modell mit den Kopplungsparametern, $g_q = 0,25$, $g_\chi = 1$ und $g_\ell = 0$. Die Bereiche unterhalb der Linien gelten als ausgeschlossen auf dem 95 % Konfidenzniveau. Die grünen und gelben Bänder beschreiben die $\pm 1\sigma$ bzw. $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten auf die erwartete Ausschlussgrenze. Die gepunktete schwarze Linie markiert die $\pm 1\sigma$ Unsicherheit aus $\text{PDF} \oplus \alpha_s$. Die blaue Linie zeigt die beobachtete Ausschlussgrenze aus der gleichartigen Analyse mit dem $36,1 \text{ fb}^{-1}$ Datensatz. Im Bereich unterhalb der roten Linie liegt der Wert der DM-Dichte über dem von Planck [12] und WMAP [133] gemessenen Wert. Veröffentlicht unter [1].

g_q , g_χ und g_ℓ . Wie beim Higgs-Portalmodell können besonders bei niedrigen Massen der Dunkle-Materie-Teilchen m_χ starke Ausschlussgrenzen gesetzt werden, während die Sensitivität bei hohen Massen letztlich durch die Schwerpunktsenergie begrenzt wird und die Experimente der direkten Detektion stärkere Grenzen setzen können.

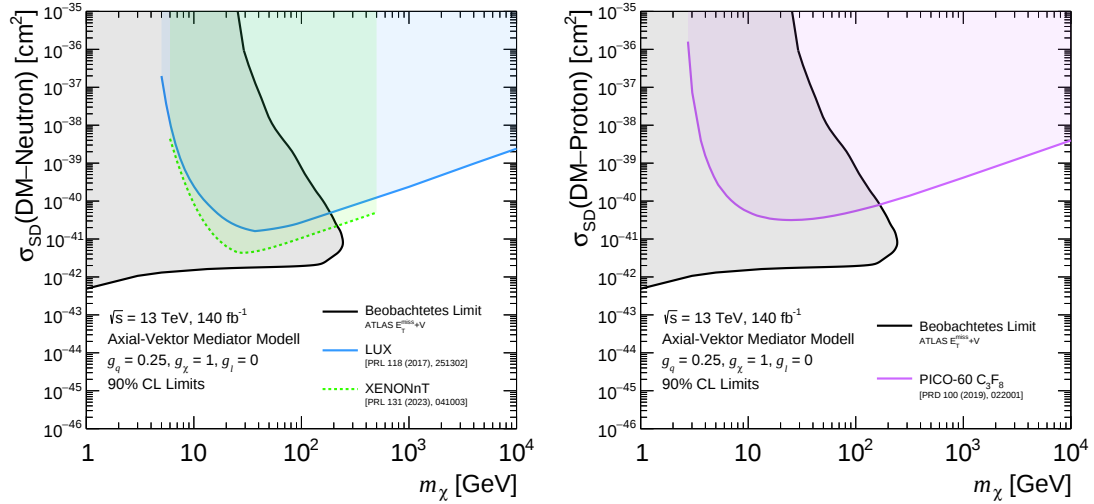
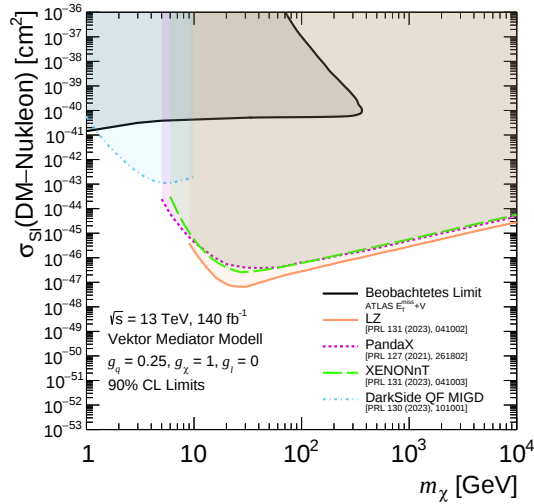
(a) Spin-abhängige χ -Neutron-Streuung(b) Spin-abhängige χ -Proton-Streuung(c) Spin-unabhängige χ -Nukleon-Streuung

Abbildung 11.15.: Ausschlussgrenzen auf die Wirkungsquerschnitte der (a) spin-abhängigen χ -Neutron-Streuung, (b) spin-abhängigen χ -Proton-Streuung und (c) spin-unabhängigen χ -Nukleon-Streuung im Vergleich mit aktuellen Ergebnissen aus Experimenten der direkten Detektion (90% CL). Bereiche oberhalb der Linien gelten als ausgeschlossen. In abgeänderter Form veröffentlicht unter [1].

Axion-artige-Teilchen-Modell: Für das ALP-Modell werden Ausschlussgrenzen auf das Verhältnis $c_{\tilde{W}}/f_a$ gesetzt, wobei die effektive Skala auf $f_a = 3 \text{ TeV}$ und die ALP-Masse auf $m_a = 1 \text{ MeV}$ festgelegt werden. Die beobachtete (erwartete) Ausschlussgrenze (95 % CL) beträgt $c_{\tilde{W}}/f_a < 0,105$ ($0,087^{+0,017}_{-0,013}$) TeV^{-1} und größere Werte als ausgeschlossen gelten, zusammengefasst in Tabelle 11.6. Diese lassen sich auch graphisch als Gerade in der f_a - $c_{\tilde{W}}$ -Ebene darstellen, wie in Abbildung 11.16 gezeigt wird. Die Bereiche oberhalb der gezeigten Linien gelten als ausgeschlossen. Die grünen und gelben Bänder beschreiben die $\pm 1\sigma$ bzw. $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten auf die erwartete Ausschlussgrenze, die mit der gestrichelten schwarzen Linie gekennzeichnet ist. Die beobachtete Ausschlussgrenze, dargestellt als durchgezogene schwarze Linie, wird von der $\pm 1\sigma$ theoretischen Unsicherheit aus $\text{PDF} \oplus \alpha_s$ (gepunktete schwarze Linie) umgeben. Für $f_a = 1 \text{ TeV}$ kann der Kopplungsparameter $c_{\tilde{W}}$ ab etwa 0,1 ausgeschlossen werden. Dieser Wert steigt linear mit f_a bis auf etwa 0,5 für $f_a = 5 \text{ TeV}$ an.

Das beobachtete (erwartete) Ergebnis der ATLAS $E_T^{\text{miss}} + \gamma$ -Analyse [139] von $0,12 \text{ TeV}^{-1}$ ($0,13 \text{ TeV}^{-1}$) kann damit leicht verbessert werden.

Tabelle 11.6.: Beobachtete und erwartete Ausschlussgrenzen (95 %CL) auf das Verhältnis $c_{\tilde{W}}/f_a$ für das ALP-Modell für $f_a = 3 \text{ TeV}$ und $m_a = 1 \text{ MeV}$. Größere Werte gelten als ausgeschlossen.

	$c_{\tilde{W}}/f_a [\text{TeV}^{-1}]$
beob.	0,105
erw.	$0,087^{+0,017}_{-0,013}$

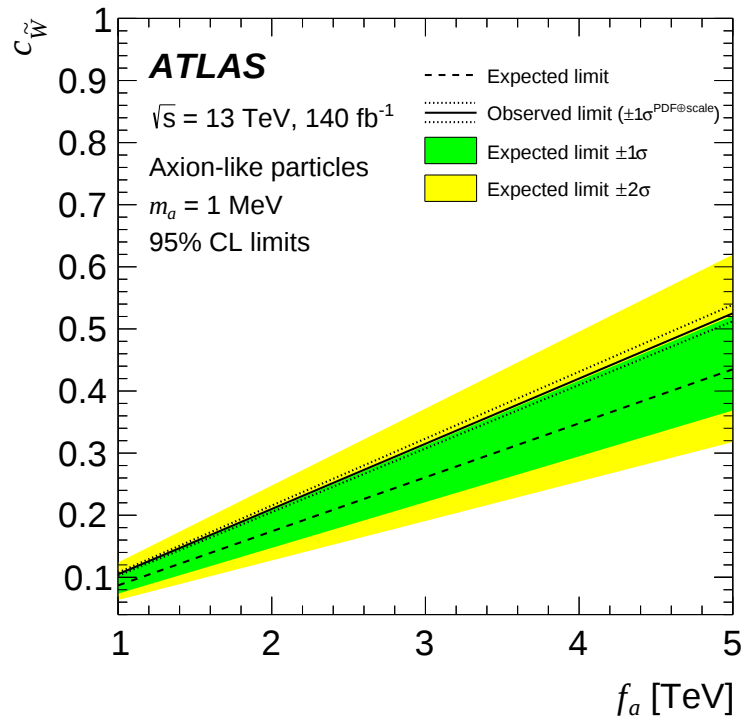


Abbildung 11.16.: Die beobachteten (schwarz, durchgezogen) und erwarteten (schwarz, gestrichelt) Ausschlussgrenzen für das ALP-Modell mit $m_a = 1 \text{ MeV}$. Die Bereiche oberhalb der Linien gelten als ausgeschlossen (95 % CL). Die grünen und gelben Bänder beschreiben die $\pm 1\sigma$ bzw. $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten auf die erwartete Ausschlussgrenze. Die gepunktete schwarze Linie markiert die $\pm 1\sigma$ Unsicherheit aus $\text{PDF} \oplus \alpha_s$. Veröffentlicht unter [1].

11.4.2. Modellunabhängige Ausschlussgrenzen

Die bisher gezeigten Ausschlussgrenzen sind jeweils spezifisch für ein bestimmtes Modell, bei denen auch die Formunterschiede der $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen zwischen Signal und Untergründen ausgenutzt werden. Da in den Verteilungen keine signifikanten Abweichungen der Daten von der Standardmodellerwartung beobachtet wurden, werden modellunabhängige obere Ausschlussgrenzen auf dem 95 % Konfidenzniveau auf die Anzahl an Signalereignissen S^{95} und den sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma\rangle^{95}$ bestimmt. Dabei ist $\langle\sigma\rangle^{95}$ definiert als das Produkt aus Wirkungsquerschnitt, Akzeptanz und Effizienz $\sigma \times A \times \epsilon$. S^{95} gibt Auskunft darüber, welche Anzahl an Ereignissen eines hypothetischen Signalmodells noch mit einer Fluktuation der gemessenen Daten vereinbar sind. Für die Bestimmung der Ausschlussgrenzen wird der *Entdeckungs*-Fit, wie in Abschnitt 10.2 beschrieben, verwendet.

Die beobachteten und erwarteten modellunabhängigen Ausschlussgrenzen $\langle\sigma\rangle_{\text{beob}}^{95}$, S_{beob}^{95} und S_{erw}^{95} werden in Tabelle 11.7 für die ansteigenden E_T^{miss} -Schwellenwerte dargestellt, die getrennt in den verschiedenen Topologien bestimmt werden. Größere Werte gelten als ausgeschlossen.

Tabelle 11.7.: Beobachtete und erwartete modellunabhängige obere Ausschlussgrenzen (95 % CL) auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma\rangle^{95}$ und die Anzahl von Signalereignissen S^{95} . Größere Werte gelten als ausgeschlossen.

Merged High Purity			
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Schwelle [GeV]	$\langle\sigma\rangle_{\text{beob}}^{95}$ [fb]	S_{beob}^{95}	S_{erw}^{95}
250	6,5	917	1100^{+410}_{-290}
300	3,4	476	590^{+220}_{-160}
350	2,5	345	360^{+140}_{-100}
400	1,9	262	230^{+90}_{-65}
450	1,1	149	170^{+62}_{-46}
500	0,65	91	110^{+43}_{-31}
600	0,45	64	64^{+25}_{-18}
Merged Low Purity			
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Schwelle [GeV]	$\langle\sigma\rangle_{\text{beob}}^{95}$ [fb]	S_{beob}^{95}	S_{erw}^{95}
250	15	2140	2500^{+960}_{-700}
300	7,3	1027	1500^{+560}_{-410}
350	4,5	626	970^{+370}_{-270}
400	2,9	403	610^{+230}_{-170}
450	2,3	322	440^{+170}_{-120}
500	2,3	317	300^{+110}_{-84}
600	1,3	188	170^{+65}_{-49}
800	0,72	101	70^{+25}_{-20}
Resolved			
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Schwelle [GeV]	$\langle\sigma\rangle_{\text{beob}}^{95}$ [fb]	S_{beob}^{95}	S_{erw}^{95}
200	80	11 142	$10\,000^{+3900}_{-2800}$
250	21	2937	2400^{+910}_{-660}
300	11	1488	1200^{+440}_{-320}
350	6,3	888	630^{+240}_{-170}
400	3,7	521	380^{+140}_{-110}
450	2,2	302	230^{+88}_{-65}
500	1,9	261	160^{+66}_{-45}
600	0,57	80	62^{+22}_{-17}

12. Zusammenfassung und Ausblick

12.1. Zusammenfassung

Zwei der zentralen Aufgaben im pp -Physik-Programm der LHC-Experimente sind die genaue Untersuchung des Standardmodells der Teilchenphysik und die Suche nach neuer Physik jenseits des SM. Die Entdeckung des Higgs-Bosons in 2012 als letzte Komponente des SM war dabei ein Meilenstein in der Geschichte der Teilchenphysik, denn damit gilt das SM als abgeschlossen. Die Forschung ist damit jedoch nicht am Ziel, denn es gibt noch viele offene Fragen, die das SM nicht beantworten kann, insbesondere über das Phänomen der Dunklen Materie, die im Rahmen des Higgs-Portalmodells mit dem Higgs-Boson verknüpft sein könnte.

In dieser Arbeit wurde die Suche nach Dunkler Materie in Ereignissen mit einem hadronisch zerfallendem Vektorboson $V(\text{had.})$ und fehlender Transversalenergie $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ präsentiert. Der verwendete Datensatz umfasst eine integrierte Luminosität von 140 fb^{-1} , der am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ vom ATLAS-Detektor in den Jahren von 2015 bis 2018 aufgenommen wurde. Ein zentraler Aspekt dieser Analyse ist die Rekonstruktion des $V(\text{had.})$ in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_{T}^V entweder als großflächiger Large- R -Jet oder mit zwei kleinflächigen Small- R -Jets. Die dominanten Untergründe in den Signalregionen, $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$, $W(\ell\nu) + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$, werden in dedizierten Kontrollregionen abgeschätzt, in denen geladene Leptonen (e, μ) als unsichtbare Teilchen betrachtet werden. Es wird eine Vielzahl systematischer Unsicherheiten aus Rekonstruktion, Selektion und Simulation berücksichtigt, die durch die Kontrollregionen zusätzlich eingeschränkt werden können, was eine deutliche Sensitivitätssteigerung bewirkt. Dabei haben Jet-, Myon- und theoretische Unsicherheiten den größten Einfluss auf die Sensitivität. Die untersuchten Signalmodelle sind neben dem Higgs-Portalmodell auch vereinfachte Dunkle-Materie-Modelle mit Axial-Vektor- und Vektor-Mediator und ein *Axion-like particle*-Modell (ALP).

Im untersuchten Datensatz wurden keine signifikanten Abweichungen von der Untergrunderwartung des SM beobachtet und es werden daher beobachtete (erwartete) Ausschlussgrenzen auf dem 95 % Konfidenzniveau auf Parameter der untersuchten Modelle gesetzt:

Higgs-Portalmodell: $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) < 0,34 \text{ } (0,31_{-0,09}^{+0,13})$.

DM-Modell (A-V-Mediator): $m_{Z'_A} > 965 \text{ } (1115 \pm 175) \text{ GeV}$ für $m_\chi = 1 \text{ GeV}$.

DM-Modell (V-Mediator): $m_{Z'_V} > 955 \text{ } (1105 \pm 180) \text{ GeV}$ für $m_\chi = 1 \text{ GeV}$.

ALP-Modell: $c_{\tilde{W}}/f_a < 0,105 \text{ } (0,087_{-0,013}^{+0,017} \text{ TeV}^{-1})$ für $f_a = 3 \text{ TeV}$ und $m_a = 1 \text{ MeV}$.

Die Ergebnisse für das Higgs-Portalmodell und die Dunkle-Materie-Modelle wurden auch mit aktuellen Ergebnissen aus Experimenten der direkten Detektion verglichen, in denen komplementäre Parameterbereiche ausgeschlossen werden können.

12.2. Ausblick

Am Ende der Datennahme des *High-Luminosity LHC* (HL-LHC) wird eine Datenmenge von etwa 3000 fb^{-1} erwartet [28]. Mit einer Abschätzung wird an dieser Stelle jedoch gezeigt, dass zusätzlich zur Vergrößerung der Datenmenge weitere Maßnahmen für die Verbesserung der Suche nach Dunkler Materie nötig sind. Dazu soll mit den in dieser Arbeit gewonnen Ergebnissen abgeschätzt werden, wie sich die erwarteten Ausschlussgrenzen für die untersuchten Signalmodelle mit dieser etwa 20-mal größeren Datenmenge und etwa viermal¹ kleineren relativen statistischen Unsicherheit der Daten entwickeln würden. Die Ausschlussgrenzen werden durch *Ausschluss*-Fits mit dem Asimov-Datensatz bestimmt, für die die vorhandenen $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen auf eine integrierte Luminosität von 3000 fb^{-1} hochskaliert werden. Dazu werden verschiedene Szenarien zur Entwicklung der relativen Größe der systematischen Unsicherheiten betrachtet:

Volle Unsicherheiten: Eine konservative Wahl, bei der die Unsicherheiten genauso groß sind wie in dieser Arbeit, die als Referenz dient.

Halbe Unsicherheiten: Alle Unsicherheiten sind halb so groß wie in dieser Arbeit.

theor. $\times 0,5$ und exp. $\times 0,25$: Die experimentellen Unsicherheiten werden auf ein Viertel reduziert, da diese mit der statistischen Unsicherheit der Daten skalieren sollten. Die theoretischen Unsicherheiten werden um die Hälfte verringert, da eine Reduktion dieser Unsicherheiten erwartet werden kann, die jedoch nicht an die Datenmenge gekoppelt ist.

In Tabelle 12.1 werden die auf diese Weise abgeschätzten erwarteten Ausschlussgrenzen auf das Verzweigungsverhältnis unsichtbarer Zerfälle des Higgs-Bosons $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$, auf die Axial-Vektor-Mediatorsmasse $m_{Z'_A}$ für das vereinfachte Dunkle-Materie-Modell mit $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ und auf das Verhältnis $c_{\tilde{W}}/f_a$ für das ALP-Modell gezeigt. Darin wurden einige, teils kaum vorhersehbare Effekte nicht berücksichtigt, wie Verbesserungen in Objektrekonstruktion, insbesondere W/Z -Tagging, oder Auswirkungen auf die Ereignisselektion durch die gestiegene Schwerpunktsenergie und die stark erhöhten Pile-Up-Bedingungen. Es wird daher auf die Abschätzung von Unsicherheiten auf die Ausschlussgrenzen verzichtet, da deren Deutung aufgrund der vielen Unbekannten schwierig ist. Die angegebenen Ausschlussgrenzen gelten daher nur mit Einschränkungen, jedoch erlauben sie Einblicke in die Relevanz von statistischen und systematischen Unsicherheiten für die untersuchten Signalmodelle. Demnach wirkt sich die Reduktion der systematischen Unsicherheiten stärker auf die Ausschlussgrenze des Higgs-Portalmodells aus als bei den Dunkle-Materie- und ALP-Modellen. Dies impliziert, dass bei den letzteren Modellen die statistischen Unsicherheiten ebenfalls von Bedeutung sind und sie daher stärker von dem größeren

¹Aus dem Verhältnis der integrierten Luminositäten: $\sqrt{\mathcal{L}_{\text{HL-LHC}}/\mathcal{L}} = \sqrt{3000/140} \approx 4$

Datensatz profitieren. Diese Beobachtung deckt sich mit den Erkenntnissen aus den Einflüssen der systematischen Unsicherheiten in Tabelle 11.4.

Tabelle 12.1.: Geschätzte erwartete Ausschlussgrenzen für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ auf $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$, Mediatormasse $m_{Z'}$ für $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ und $c_{\bar{W}}/f_a$ mit verschiedenen Annahmen zur Entwicklung der relativen Größe der systematischen Unsicherheiten im Vergleich zu den in dieser Arbeit verwendeten Unsicherheiten.

Entwicklung der Größe der systematische Unsicherheiten	H -Portal $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$	DM $m_{Z'} [\text{GeV}]$	ALP $c_{\bar{W}}/f_a [\text{TeV}^{-1}]$
Volle Unsicherheiten	0,19	1700	0,047
Halbe Unsicherheiten	0,12	1800	0,043
Theo. $\times 0,5$ und exp. $\times 0,25$	0,087	1900	0,041

Künftige Analysen wie diese Arbeit können sich nicht nur auf die Vergrößerung der Datensätze verlassen. Es ist neben der Reduktion der Unsicherheiten auch notwendig, verbesserte Ereignisselektionen zu finden: Einige Verbesserungsmöglichkeiten wären beispielsweise die Anwendung von Quark-Gluon-Tagging, womit Quark- von Gluon-Jets unterschieden werden können, oder die Bestimmung von $V(\text{had.})$ -Kandidaten aus allen Jets anstelle der alleinigen Betrachtung der führenden Jets. Die sehr viel höheren Ereigniszahlen des HL-LHC würden spezialisiertere Signalregionsselektionen wie $Z(b\bar{b}) + E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ oder seltenere Prozesse erlauben. Das größte Potential dürfte jedoch in der Verwendung von künstlichen neuronalen Netzwerken liegen, mit deren Hilfe die Rekonstruktion von $V(\text{had.})$ -Kandidaten deutlich verbessert oder die gesamte Signalregionsselektion, auch im Hinblick auf unterschiedliche Signalmodelle, optimiert werden könnte.

Damit kann der $E_{\text{T}}^{\text{miss}} + V(\text{had.})$ -Kanal insbesondere in Kombination mit der $E_{\text{T}}^{\text{miss}} + \text{Jets}$ -Analyse eine führende Rolle in der Suche nach Dunkler Materie an LHC und HL-LHC einnehmen.

Die Natur der Dunklen Materie ist weiterhin eines der größten Rätsel der Physik und es bleibt daher abzuwarten, welche Antworten auf diese und andere fundamentalen Fragen des Universums in den Daten zukünftiger Experimente auf ihre Entdeckung warten.

A. Liste aller Monte-Carlo-Simulationen

Tabelle A.1.: Liste aller verwendeten MC-Simulationen.

Prozess	Bezeichnung	ID
V+Jets	Sh_2211_Zee_maxHTpTV2_BFilter	700 320
	Sh_2211_Zee_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 321
	Sh_2211_Zee_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 322
	Sh_2211_Zmumu_maxHTpTV2_BFilter	700 323
	Sh_2211_Zmumu_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 324
	Sh_2211_Zmumu_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 325
	Sh_2211_Ztautau_LL_maxHTpTV2_BFilter	700 326
	Sh_2211_Ztautau_LL_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 327
	Sh_2211_Ztautau_LL_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 328
	Sh_2211_Ztautau_LH_maxHTpTV2_BFilter	700 329
	Sh_2211_Ztautau_LH_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 330
	Sh_2211_Ztautau_LH_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 331
	Sh_2211_Ztautau_HH_maxHTpTV2_BFilter	700 332
	Sh_2211_Ztautau_HH_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 333
	Sh_2211_Ztautau_HH_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 334
	Sh_2211_Znuun_pTV2_BFilter	700 335
	Sh_2211_Znuun_pTV2_CFilterBVeto	700 336
	Sh_2211_Znuun_pTV2_CVetoBVeto	700 337
	Sh_2211_Wenu_maxHTpTV2_BFilter	700 338
	Sh_2211_Wenu_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 339
	Sh_2211_Wenu_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 340
	Sh_2211_Wmunu_maxHTpTV2_BFilter	700 341
	Sh_2211_Wmunu_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 342
	Sh_2211_Wmunu_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 343
	Sh_2211_Wtaunu_L_maxHTpTV2_BFilter	700 344
	Sh_2211_Wtaunu_L_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 345
	Sh_2211_Wtaunu_L_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 346
	Sh_2211_Wtaunu_H_maxHTpTV2_BFilter	700 347
	Sh_2211_Wtaunu_H_maxHTpTV2_CFilterBVeto	700 348
	Sh_2211_Wtaunu_H_maxHTpTV2_CVetoBVeto	700 349
V+Jets	Sh_2211_Zee2jets_Min_N_TChannel	700 358
t-Kanal	Sh_2211_Zmm2jets_Min_N_TChannel	700 359
	Sh_2211_Ztt2jets_Min_N_TChannel	700 360
	Sh_2211_Znuun2jets_Min_N_TChannel	700 361
	Sh_2211_Wenu2jets_Min_N_TChannel	700 362
	Sh_2211_Wmunu2jets_Min_N_TChannel	700 363
	Sh_2211_Wtaunu2jets_Min_N_TChannel	700 364
$t\bar{t}$	PhPy8EG_A14_ttbar_hdamp258p75_nonallhad	410 470
	PhPy8EG_A14_ttbar_hdamp258p75_allhad	410 471
	PhPy8EG_A14_ttbar_hdamp258p75_dil	410 472
	aMcAtNloPy8EvtGen_MEN30NLO_A14N23LO_ttbar_noShWe_SingleLep	410 464
	aMcAtNloPy8EvtGen_MEN30NLO_A14N23LO_ttbar_noShWe_dil	410 465

Prozess	Bezeichnung	ID
Diboson	aMcAtNloPy8EvtGen_MEN30NLO_A14N23LO_ttbar_noShWe_AllHadronic	410 466
	Sherpa_221_NNP30NNLO_ZbbZvv	345 043
	Sherpa_221_NNP30NNLO_ZbbZll	345 044
	Sherpa_221_NNP30NNLO_WlvZbb	345 045
	Sherpa_221_NNP30NNLO_ZqqZvv	363 355
	Sherpa_221_NNP30NNLO_ZqqZll	363 356
	Sherpa_221_NNP30NNLO_WqqZvv	363 357
	Sherpa_221_NNP30NNLO_WqqZll	363 358
	Sherpa_221_NNP30NNLO_WpqqWmlv	363 359
	Sherpa_221_NNP30NNLO_WplvWmqq	363 360
	Sherpa_221_NNP30NNLO_WlvZqq	363 489
	Sherpa_221_NNP30NNLO_vvvv	363 494
	Sherpa_222_NNP30NNLO_llll	364 250
	Sherpa_222_NNP30NNLO_lllv	364 253
	Sherpa_222_NNP30NNLO_llvv	364 254
	Sherpa_222_NNP30NNLO_lvvv	364 255
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ggZllZqq	364 302
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ggZvvZqq	364 303
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ggWmlvWpqq	364 304
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ggWplvWmqq	364 305
Single- t	PowhegPythia8EvtGen_A14_singletop_schan_lept_top	410 644
	PowhegPythia8EvtGen_A14_singletop_schan_lept_antitop	410 645
	PowhegPythia8EvtGen_A14_Wt_DR_inclusive_top	410 646
	PowhegPythia8EvtGen_A14_Wt_DR_inclusive_antitop	410 647
	PowhegPythia8EvtGen_A14_Wt_DS_inclusive_top	410 654
	PowhegPythia8EvtGen_A14_Wt_DS_inclusive_antitop	410 655
	PhPy8EG_A14_tchan_BW50_lept_top	410 658
	PhPy8EG_A14_tchan_BW50_lept_antitop	410 659
$VH(b\bar{b})$	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_WmH125J_MINLO_lvbb_VpT	345 053
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_WpH125J_MINLO_lvbb_VpT	345 054
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_ZH125J_MINLO_llbb_VpT	345 055
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_ZH125J_MINLO_vvbb_VpT	345 056
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_ggZH125_llbb	345 057
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_ggZH125_vvbb	345 058
$t\bar{t}V$	aMcAtNloPythia8EvtGen_MEN30NLO_A14N23LO_ttW	410 155
	aMcAtNloPythia8EvtGen_MEN30NLO_A14N23LO_ttZqq	410 157
Triboson	Sherpa_222_NNP30NNLO_WWW_3l3v_EW6	364 242
	Sherpa_222_NNP30NNLO_WWZ_4l2v_EW6	364 243
	Sherpa_222_NNP30NNLO_WWZ_2l4v_EW6	364 244
	Sherpa_222_NNP30NNLO_WZZ_5l1v_EW6	364 245
	Sherpa_222_NNP30NNLO_WZZ_3l3v_EW6	364 246
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ZZZ_6l0v_EW6	364 247
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ZZZ_4l2v_EW6	364 248
	Sherpa_222_NNP30NNLO_ZZZ_2l4v_EW6	364 249
$H(\text{uns.})$	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_ggZH125_Zinc_HZZinv	345 596
	PowhegPythia8EvtGen_NNLOPS_nnlo_30_ggH125_ZZ4nu_MET75	346 588
	PowhegPy8EG_NNP30_AZNLOCTEQ6L1_VBFH125_ZZ4nu_MET75	346 600
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_WpH125J_WinclHinv_MET75	346 605
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_WmH125J_WinclHinv_MET75	346 606
	PowhegPythia8EvtGen_NNP30_AZNLO_ZH125J_ZinclHinv_MET75	346 607
	PowhegPy8EG_A14NNPDF23_NNP30ME_ttH125_ZZ4nu_semilep	346 632

A. Liste aller Monte-Carlo-Simulationen

Prozess	Bezeichnung	ID
DM	PowhegPy8EG_A14NNPDF23_NNPFD30ME_ttH125_ZZ4nu_allhad	346 633
	PowhegPy8EG_A14NNPDF23_NNPFD30ME_ttH125_ZZ4nu_dilep	346 634
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM100_MET50	512 664
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM200_MET50	512 665
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM300_MET50	512 666
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM400_MET50	512 667
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM500_MET50	512 668
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM600_MET50	512 669
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM700_MET50	512 670
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM800_MET50	512 671
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM900_MET50	512 672
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1000_MET50	512 673
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1100_MET50	512 674
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1200_MET50	512 675
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM200MM400_MET50	512 676
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM250MM600_MET50	512 677
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM300MM700_MET50	512 678
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM300MM800_MET50	512 679
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM300MM1000_MET50	512 680
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM100_MET50	512 681
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM200_MET50	512 682
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM300_MET50	512 683
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM400_MET50	512 684
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM500_MET50	512 685
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM600_MET50	512 686
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM700_MET50	512 687
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM800_MET50	512 688
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM900_MET50	512 689
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1000_MET50	512 690
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1100_MET50	512 691
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1200_MET50	512 692
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM200MM400_MET50	512 693
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM250MM600_MET50	512 694
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM300MM700_MET50	512 695
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM300MM800_MET50	512 696
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM300MM1000_MET50	512 697
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1300_MET50	519 065
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1400_MET50	519 066
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1500_MET50	519 067
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1600_MET50	519 068
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM1MM1700_MET50	519 069
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM50MM100_MET50	519 070
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM100MM200_MET50	519 071
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM150MM200_MET50	519 072
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM150MM300_MET50	519 073
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM150MM400_MET50	519 074
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM200MM300_MET50	519 075
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM250MM500_MET50	519 076
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM300MM500_MET50	519 077
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM300MM600_MET50	519 078
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM300MM1200_MET50	519 079

Prozess	Bezeichnung	ID
ALP	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM350MM700_MET50	519 080
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM400MM800_MET50	519 081
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM400MM900_MET50	519 082
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM450MM850_MET50	519 083
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM500MM950_MET50	519 084
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM500MM1000_MET50	519 085
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM600MM1200_MET50	519 086
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAWhadDM600MM1500_MET50	519 087
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1300_MET50	519 088
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1400_MET50	519 089
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1500_MET50	519 090
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1600_MET50	519 091
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM1MM1700_MET50	519 092
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM50MM100_MET50	519 093
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM100MM200_MET50	519 094
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM150MM200_MET50	519 095
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM150MM300_MET50	519 096
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM150MM400_MET50	519 097
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM200MM300_MET50	519 098
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM250MM500_MET50	519 099
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM300MM500_MET50	519 100
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM300MM600_MET50	519 101
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM300MM1200_MET50	519 102
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM350MM700_MET50	519 103
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM400MM800_MET50	519 104
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM400MM900_MET50	519 105
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM450MM850_MET50	519 106
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM500MM950_MET50	519 107
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM500MM1000_MET50	519 108
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM600MM1200_MET50	519 109
	MGPpy8EG_N30NLO_A14N23LO_dmAZhadDM600MM1500_MET50	519 110
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil02_fa1000	525 604
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil04_fa1000	525 605
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil06_fa1000	525 606
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil08_fa1000	525 607
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil1_fa1000	525 608
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil02_fa3000	525 609
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil04_fa3000	525 610
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil06_fa3000	525 611
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil08_fa3000	525 612
	MGPpy8EG_ALPs_Zhad_MET50_Ma1_CWtil1_fa3000	525 613
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil02_fa1000	525 614
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil04_fa1000	525 615
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil06_fa1000	525 616
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil08_fa1000	525 617
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil1_fa1000	525 618
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil02_fa3000	525 619
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil04_fa3000	525 620
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil06_fa3000	525 621
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil08_fa3000	525 622
	MGPpy8EG_ALPs_Whad_MET50_Ma1_CWtil1_fa3000	525 623

B. Myon-Trigger für Triggerskalierungsfaktoren

Tabelle B.1.: Liste aller verwendeten Myon-Trigger in den Jahren 2015 bis 2018 für die Bestimmung von E_T^{miss} -Triggerskalierungsfaktoren. In der Ereignisselektion ist es ausreichend, wenn das Ereignis durch mindestens einen der angegebenen Trigger im jeweiligen Zeitraum selektiert wird.

Zeitraum	Myon-Trigger
2015	HLT_mu20_iloose_L1MU15 HLT_mu40 HLT_mu60_0eta105_msonly
2016 (A)	HLT_mu24_iloose HLT_mu24_ivarloose HLT_mu40
(B-D3)	HLT_mu24_ivarmedium HLT_mu24_imedium HLT_mu50
(D4-E)	HLT_mu24_ivarmedium HLT_mu26_ivarmedium HLT_mu50
(F-L)	HLT_mu26_ivarmedium HLT_mu50
2017–2018	HLT_mu26_ivarmedium HLT_mu50 HLT_mu60_0eta105_msonly

C. Unterschiede zur vorherigen Analyse

Die in dieser Arbeit angewendeten Selektionen und Methoden basieren in wesentlichen Aspekten auf der vorherigen ATLAS-Analyse mit dem $36,1 \text{ fb}^{-1}$ Datensatz (2015/2016) von 2018 [102].

Es gibt in dieser Arbeit jedoch einige Unterschiede, die hauptsächlich auf eine Reduktion der Komplexität der Analyse abzielen, von denen die wichtigsten hier aufgelistet sind:

- Regionen werden nicht anhand der Anzahl von b -Tags aufgeteilt.
- Der $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Schnitt in der Resolved-Selektion wurde von $E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}} > 150 \text{ GeV}$ auf $E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ erhöht.
- Für das W/Z -Tagging wird der neuartige W/Z -Tagger mit der zusätzlichen Variable n_{trk} verwendet.
- Zur besseren Unterdrückung des Multi-Jet-Untergrunds wird die neuartige $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Signifikanz $\mathcal{S}$ verwendet.
- Die CRs werden, wie die SRs, in High und Low Purity aufgeteilt.

D. Vereinfachte Kontrollregionsselektion

Tabelle D.1.: Zusammenfassung der vereinfachten Kontrollregionsselektion ohne Unterscheidung der Topologien.

CR1mu0b	CR1mu1b	CR2mu	CR2e
Vorselektion			
E_T^{miss} -Trigger $n_\mu^{\text{base}} = n_\mu^{\text{sig}} = 1$ Lepton-Veto (e, τ)		$n_\mu^{\text{base}} = n_\mu^{\text{sig}} = 2$ Lepton-Veto (μ, τ)	Elektron-Trigger $n_e^{\text{base}} = n_e^{\text{sig}} = 2$ Lepton-Veto (μ, τ)
Anti-Multi-Jet-Schnitte			
$n_j \leq 4$			
$(n_J \geq 1, p_T^{J_1} > 200 \text{ GeV}, E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 250 \text{ GeV})$ oder $(n_j \geq 2, p_T^{j_1} > 45 \text{ GeV}, \Delta\phi_{jj} < 140^\circ, E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV})$			
High Purity			
oder			
Low Purity			
oder			
$65 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 105 \text{ GeV}$			

E. Verteilungen der Anti-Multi-Jet-Variablen

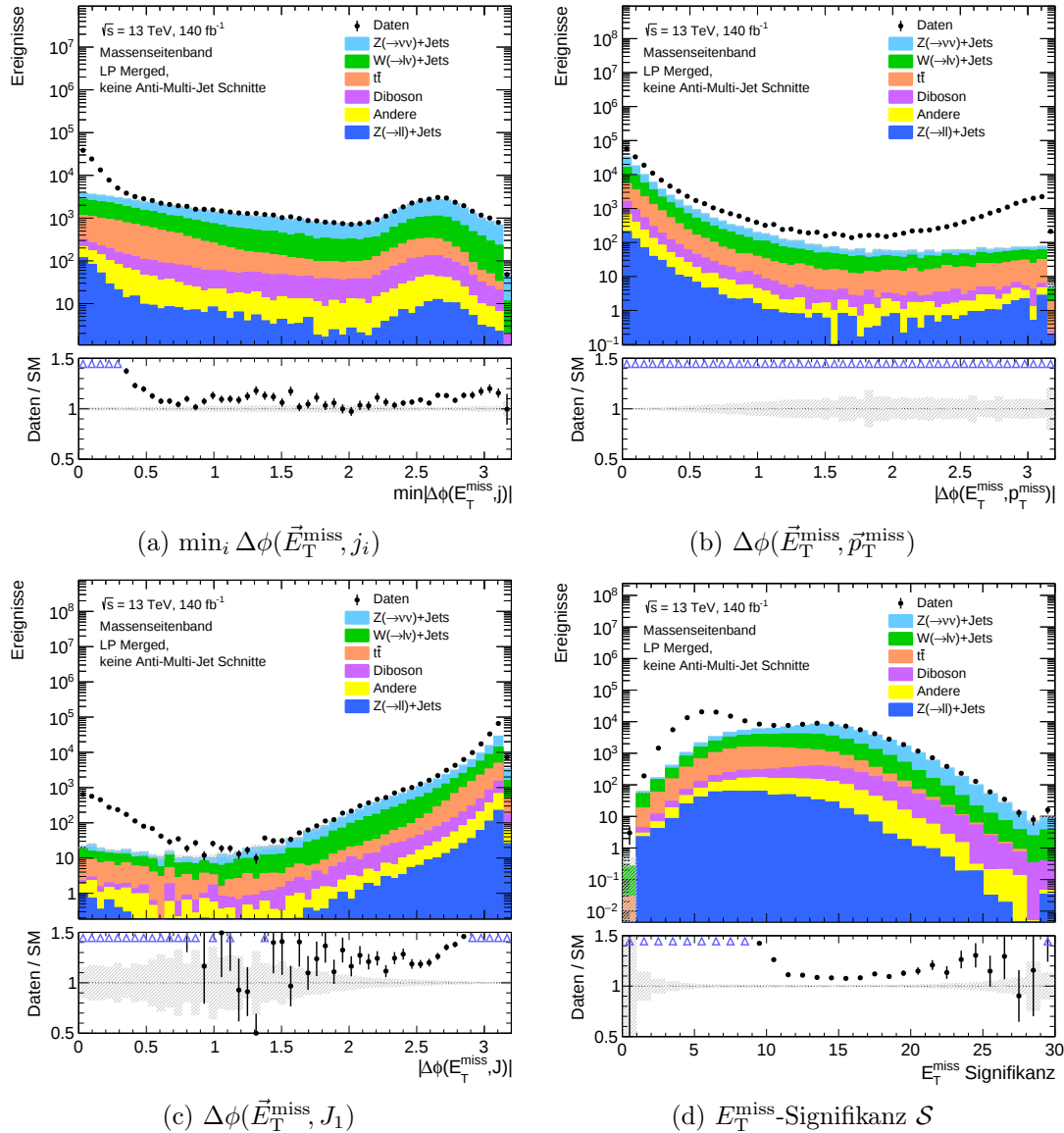


Abbildung E.1.: Verteilungen der Variablen zur Multi-Jet-Unterdrückung in den Merged Low Purity Regionen des oberen Nebenmassenbereichs ($110 \text{ GeV} \leq m_J \leq 250 \text{ GeV}$ anstelle des W/Z -Massenfensters) ohne die Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte. Deutlich erkennbar ist der durch Multi-Jet-Ereignisse verursachte Überschuss in den Daten.

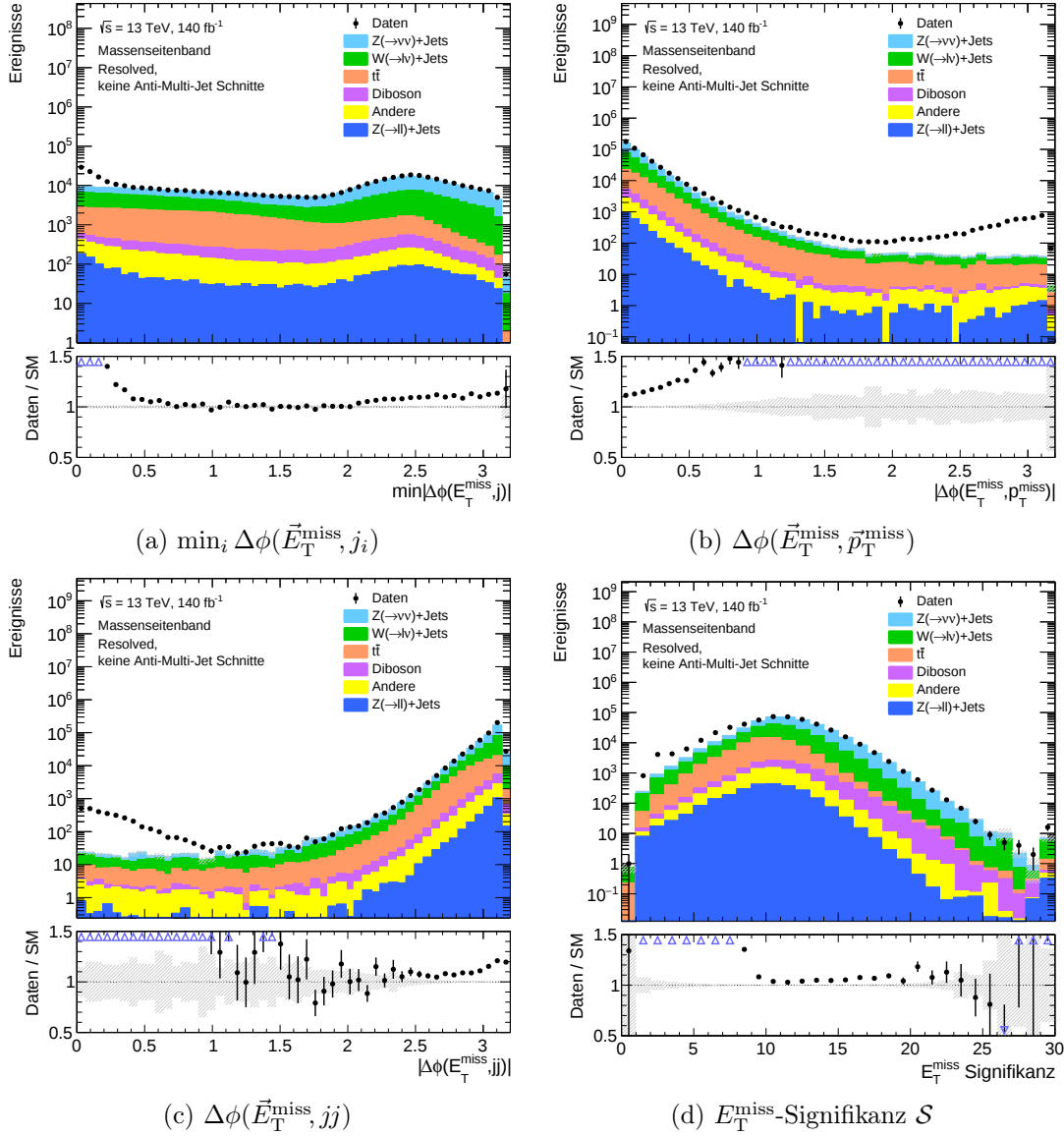


Abbildung E.2.: Verteilungen der Variablen zur Multi-Jet-Unterdrückung in den Resolved Regionen des oberen Nebenmassenbereichs ($110 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 250 \text{ GeV}$ anstelle des W/Z -Massenfensters) ohne die Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte. Deutlich erkennbar ist der durch Multi-Jet-Ereignisse verursachte Überschuss in den Daten.

F. Liste aller systematischen Unsicherheiten

Tabelle F.1.: Liste aller systematischen Unsicherheiten mit zugehöriger Kategorie.

Systematische Unsicherheit	Kategorie
JET_BJES_Response	Jet_JES
JET_EffectiveNP_Detector1-2	Jet_JES
JET_EffectiveNP_Mixed1-3	Jet_JES
JET_EffectiveNP_Modelling1-4	Jet_JES
JET_EffectiveNP_Statistical1-6	Jet_JES
JET_EtaIntercalibration_Modelling	Jet_JES
JET_EtaIntercalibration_NonClosure_2018data/highE/pos/negEta	Jet_JES
JET_EtaIntercalibration_TotalStat	Jet_JES
JET_Flavor_Composition/Response	Jet_JES
JET_Pileup_OffsetMu/NPV	Jet_JES
JET_Pileup_PtTerm/RhoTopology	Jet_JES
JET_PunchThrough_MC16	Jet_JES
JET_SingleParticle_HighPt	Jet_JES
JET_JER_DataVsMC_MC16	Jet_JER
JET_JER_EffectiveNP_1-12	Jet_JER
JET_JvtEfficiency	Jet_JVT
JET_EffectiveNP_R10_Detector1-2	LargeRJet_JES
JET_EffectiveNP_R10_Mixed1-4	LargeRJet_JES
JET_EffectiveNP_R10_Modelling1-4	LargeRJet_JES
JET_EffectiveNP_R10_Statistical1-6	LargeRJet_JES
JET_EtaIntercalibration_R10_TotalStat	LargeRJet_JES
JET_LargeR_TopologyUncertainty_top/V	LargeRJet_JES
JET_JetTagSF_Dijet_Modelling	WZTagging
JET_JetTagSF_Gammajet_Modelling	WZTagging
JET_JetTagSF_Hadronisation	WZTagging
JET_JetTagSF_MatrixElement	WZTagging
JET_JetTagSF_Radiation	WZTagging
JET_JER_DataVsMC_R10_MC16	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_closure	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_jesEffNP1,3,4	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_jesEtaIntMod	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_jesFlavComp/Resp	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_mcgenerator	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_selection	LargeRJet_JER
JET_JER_dijet_R10_stat	LargeRJet_JER
JET_JER_AllOthers	LargeRJet_JER
JET_JMS_FF_AllOthers	LargeRJet_JMS
JET_JMS_FF_InterpolationDifference	LargeRJet_JMS
JET_JMS_FF_LargerSample	LargeRJet_JMS
JET_JMS_FF_MatrixElement	LargeRJet_JMS
JET_JMS_FF_PartonShower	LargeRJet_JMS
JET_JMS_FF_Shape	LargeRJet_JMS
JET_JMS_FF_Stat	LargeRJet_JMS

F. Liste aller systematischen Unsicherheiten

Systematische Unsicherheit	Kategorie
JET_JMS_Rtrk_Generator_InterpolationDifference	LargeRJet_JMS
JET_JMS_Rtrk_Generator	LargeRJet_JMS
JET_JMS_Rtrk_InterpolationDifference	LargeRJet_JMS
JET_JMS_Rtrk_Stat1-6	LargeRJet_JMS
JET_JMS_Rtrk_Tracking	LargeRJet_JMS
JET_JMS_Topology_QCD	LargeRJet_JMS
JET_WTag_SigEff50_BGSF_Dijet_Stat	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_BGSF_Gammajet_Stat	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_BGSF_Propagated_AllOthers	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_SigSF_BinVariation	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_SigSF_ExtrapolationPt	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_SigSF_ExtrapolationZ	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_SigSF_Propagated_AllOthers	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_SigSF_Statistics	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_TagEffUnc_GlobalBackground	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_TagEffUnc_GlobalOther	WZTagging
JET_WTag_SigEff50_TagEffUnc_GlobalSignal	WZTagging
bTag_B_0/Light_0/Light_1	WZTagging
MET_SoftTrk_ResoPara/Perp	MET_SoftTrk
MET_SoftTrk_Scale	MET_SoftTrk
METtrig	METtrigger
FT_EFF_B/C/Light_systematics_(trk)btag	FT_Eff
FT_EFF_extrapolation_(trk)btag	FT_Eff
FT_EFF_extrapolation_from_charm_(trk)btag	FT_Eff
EG_RESOLUTION_ALL	EG_Reso
EG_SCALE_ALL	EG_Scale
EL_EFF_ID_TOTAL	EL_Eff
EL_EFF_Iso_TOTAL	EL_Eff
EL_EFF_Reco_TOTAL	EL_Eff
EL_EFF_TriggerEff_TOTAL	EL_Eff
EL_EFF_Trigger_TOTAL	EL_Eff
EL_AntiIDSF	EL_Eff
MUON_ID	Mu_Reso
MUON_MS	Mu_Reso
MUON_SAGITTA_DATASTAT/RESBIAS	Mu_Reso
MUON_HighPtSmear	Mu_Reso
MUON_SCALE	Mu_Scale
MUON_EFF_ISO_STAT/SYS	Mu_Eff
MUON_EFF_RECO_STAT/SYS(_LOWPT)	Mu_Eff
MUON_EFF_TTVA_STAT/SYS	Mu_Eff
TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_DETECTOR	Tau_TES
TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_INSITUEXP/FIT	Tau_TES
TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_MODEL_CLOSURE	Tau_TES
TAUS_TRUEHADTAU_SME_TES_PHYSICSLIST	Tau_TES
Wt_DiagrRem_Subtr	singletop_DS_DR
multijetNrm_HPM/LPM/R	MJ_Norm
multijetShape_HPM/LPM/R	MJ_Shape
PRW_DATASF	PRW
NrmOther_HPM/LPM/R	Norm
NrmDiboson_HPM/LPM/R	Norm
CRSR_Nrm_Z/W,HPM/LPM/R	Norm
Nrm_W_HF	Norm
Lumi	Luminosity

Systematische Unsicherheit	Kategorie
TheoSyst_IntraPDF_a_Z/W	VJets_PDF_as
TheoSyst_ScaleShape_Z/W	VJets_Scale
TheoSyst_GeneratorTune_Z/W	VJets_GeneratorTune
TheoSyst_CKKWQSFShape_Z/W	VJets_CKKW_QSF
TheoSyst_EWcorrUncertaintyShape_Z/W	VJets_EWcorr
ttbarTheoSyst_IntraPDF_a	ttbar_PDF_as
ttbarTheoSyst_ScaleShape	ttbar_Scale
ttbarTheoSyst_GeneratorTune	ttbar_GeneratorTune
ttbarTheoSyst_ISRas	ttbar_ISRas
ttbarTheoSyst_FSR	ttbar_FSR
ttbarHardScatterShape	ttbar_hardScatter
dibosonTheoSyst_IntraPDF_a	diboson_PDF_as
dibosonTheoSyst_Scale_HPM/LPM/R	diboson_Scale
dibosonTheoSyst_GeneratorTune	diboson_GeneratorTune
invHTheoSyst_IntraPDF_a	invH_PDF_as
invHTheoSyst_Scale	invH_Scale
invHTheoSyst_GeneratorTune	invH_GeneratorTune
invHTheoSyst_ISRas	invH_ISRas
invHTheoSyst_FSR	invH_FSR
DMTheoSyst_IntraPDF_a	DM_PDF_as
DMTheoSyst_Scale	DM_Scale
DMTheoSyst_GeneratorTune	DM_GeneratorTune
ALPsTheoSyst_IntraPDF_a	ALPs_PDF_as
ALPsTheoSyst_Scale	ALPs_Scale
ALPsTheoSyst_GeneratorTune	ALPs_GeneratorTune

G. Störparameter: Nur-Untergrund-Fit in den Kontrollregionen

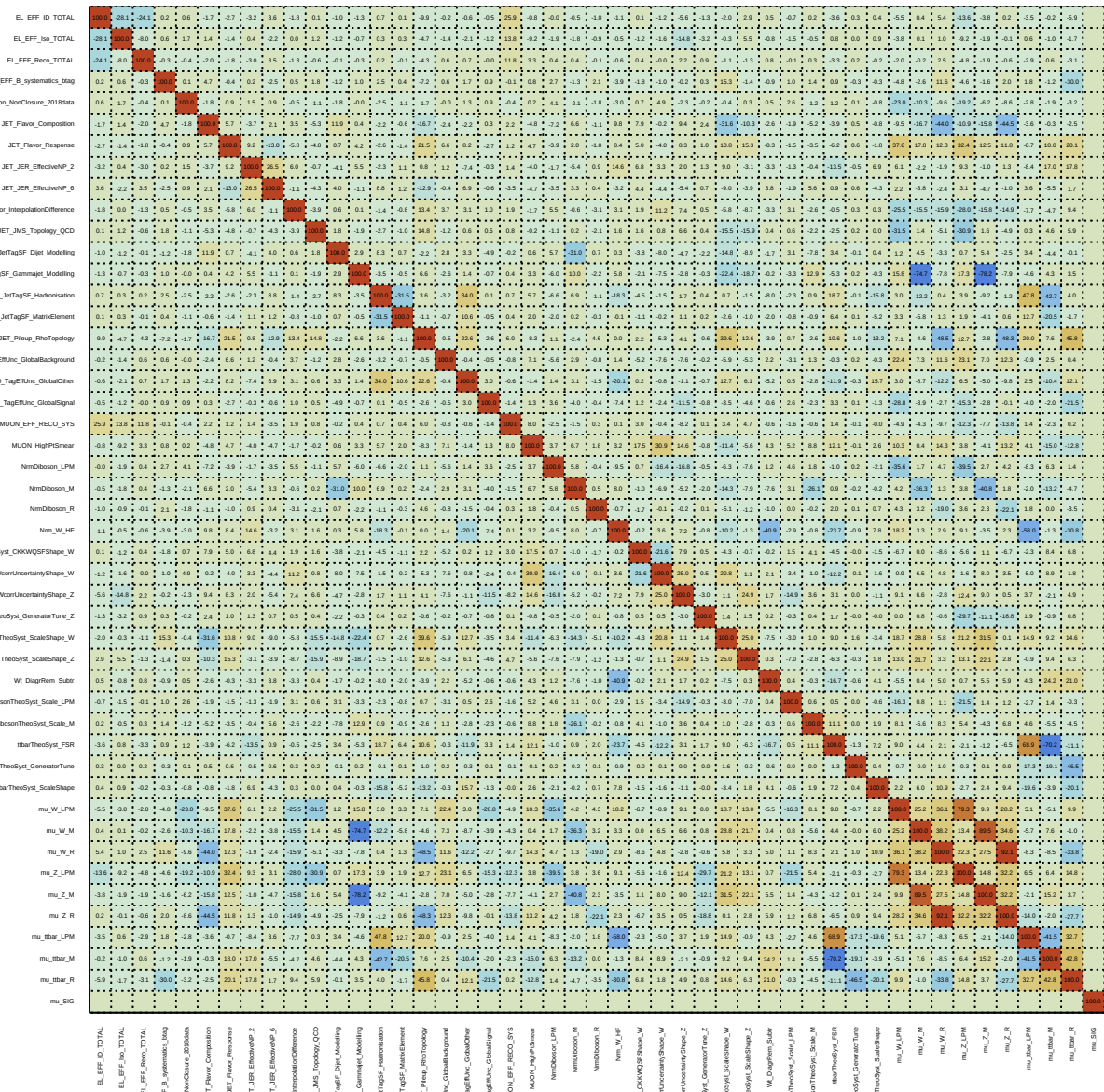


Abbildung G.1.: Korrelationsmatrix aus dem *Nur-Untergrund*-Fit über die Kontrollregionen. Es werden nur Parameter gezeigt, die mindestens eine Korrelation mit einem anderen Parameter von betragsmäßig mindestens 0,2 aufweisen.

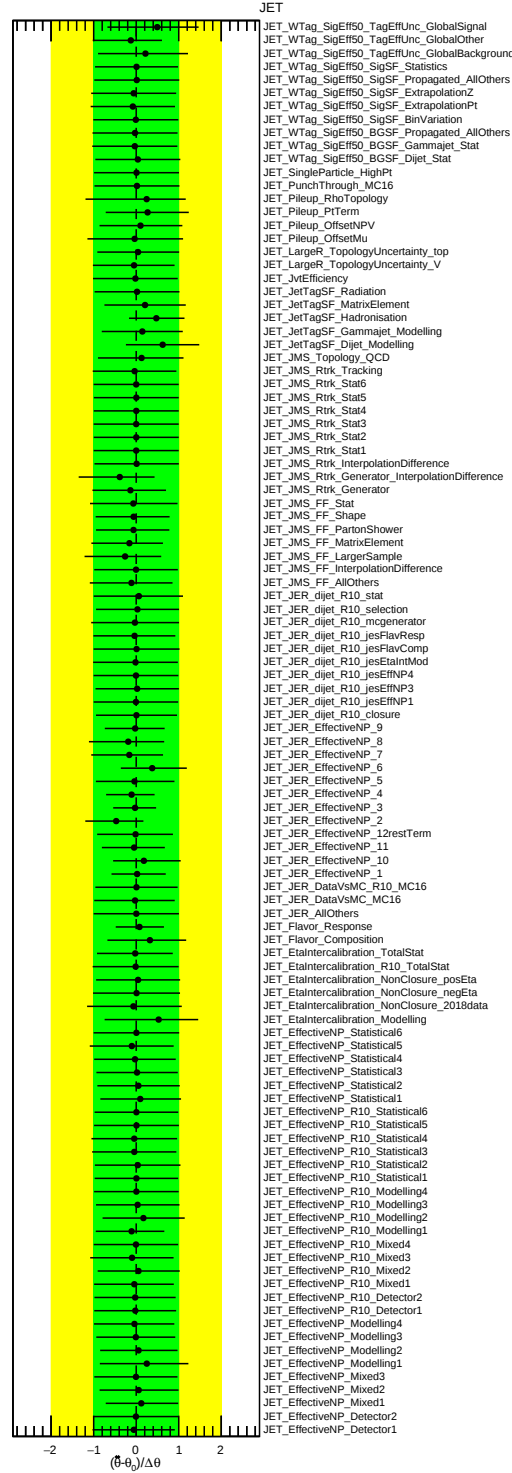


Abbildung G.2.: Störparameter aus der Kategorie Jet aus dem *Nur-Untergrund*-Fit über die Kontrollregionen.

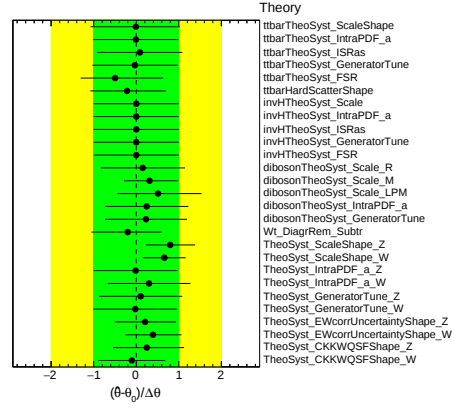


Abbildung G.3.: Störparameter aus der Kategorie Theorie aus dem *Nur-Untergrund-Fit* über die Kontrollregionen.

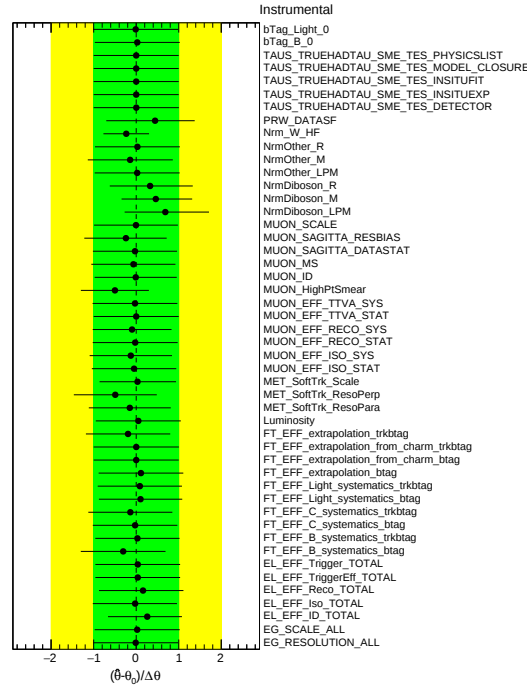


Abbildung G.4.: Störparameter aus den anderen Kategorien aus dem *Nur-Untergrund-Fit* über die Kontrollregionen.

H. Störparameter: Nur-Untergrund-Fit in den Signal- und Kontrollregionen

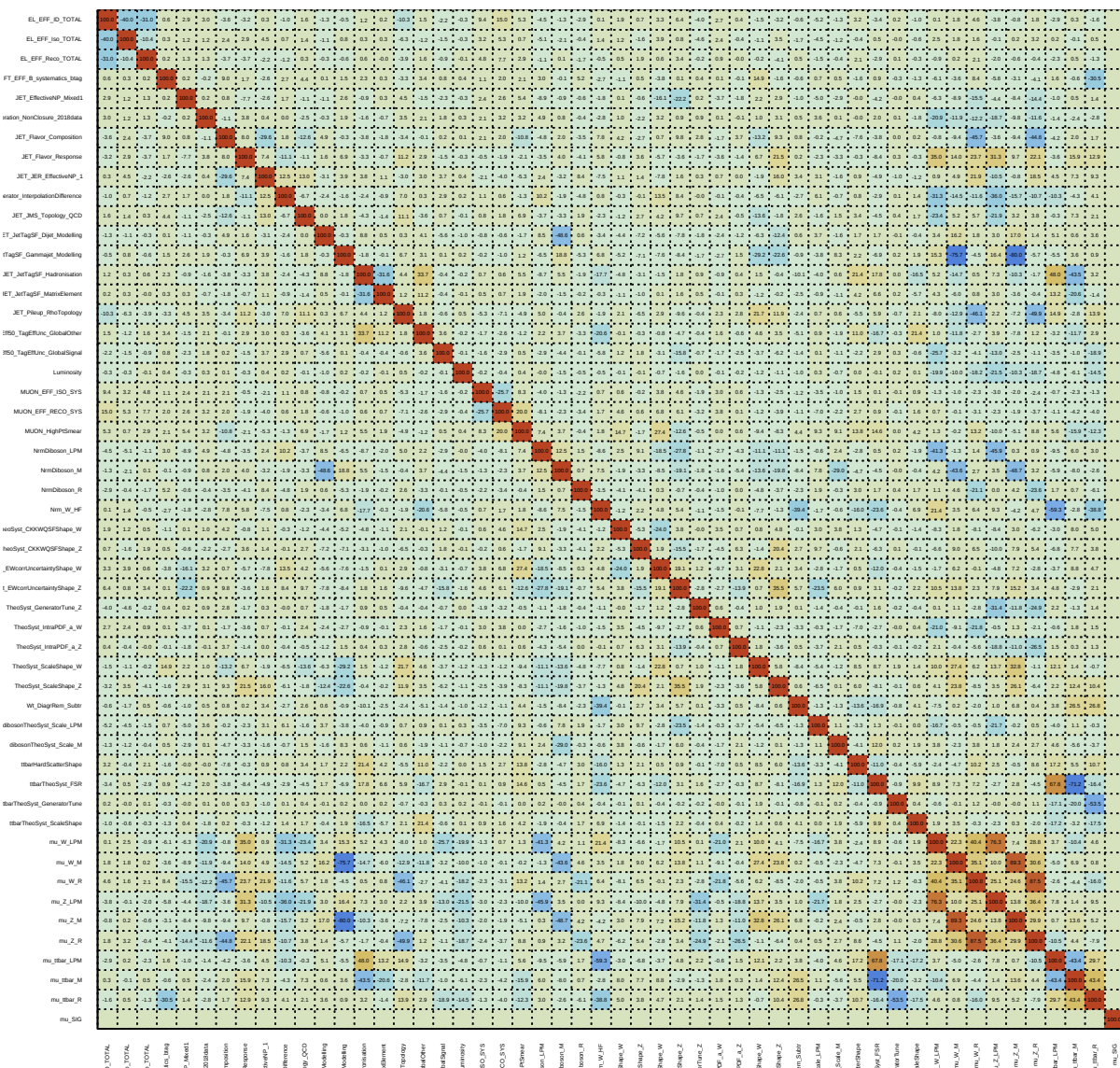


Abbildung H.1.: Korrelationsmatrix aus dem *Nur-Untergrund*-Fit über alle Signal- und Kontrollregionen. Es werden nur Parameter gezeigt, die mindestens eine Korrelation mit einem anderen Parameter von betragsmäßig mindestens 0,2 aufweisen.

H. Störparameter: Nur-Untergrund-Fit in den Signal- und Kontrollregionen

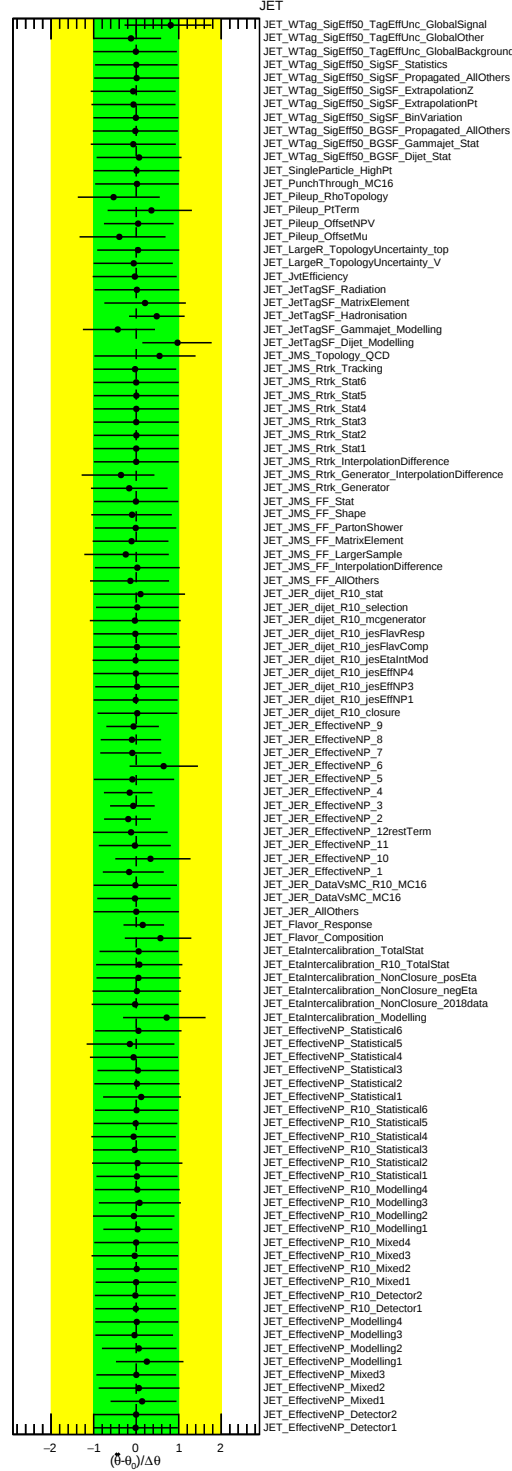


Abbildung H.2.: Störparameter aus der Kategorie Jet aus dem *Nur-Untergrund-Fit* über alle Signal- und Kontrollregionen.

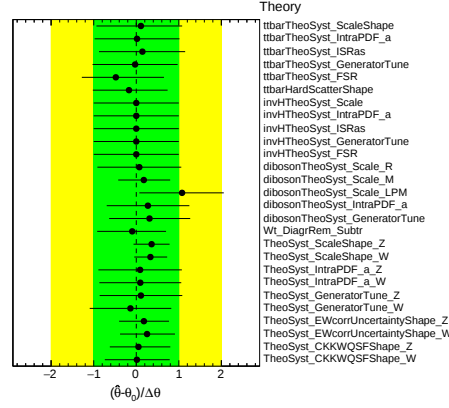


Abbildung H.3.: Störparameter aus der Kategorie Theorie aus dem *Nur-Untergrund-Fit* über alle Signal- und Kontrollregionen.

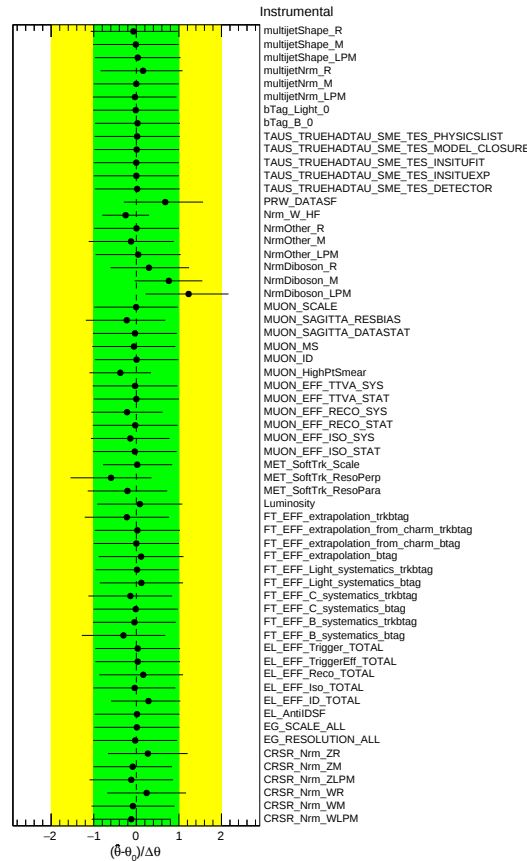


Abbildung H.4.: Störparameter aus den anderen Kategorien aus dem *Nur-Untergrund-Fit* über alle Signal- und Kontrollregionen.

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Illustration des Higgs-Potentials $V(\Phi)$ für $\mu^2 < 0$ und $\mu^2 > 0$	8
2.2.	Rotationskurven für die Spiralgalaxie NGC6503 zeigen die Bahngeschwindigkeit als Funktion des Abstands zum galaktischen Zentrum. Die Simulation kann die gemessenen Daten beschreiben, wenn sie neben sichtbaren Komponenten und Gas auch eine dunkle –unsichtbare– Halo-Komponente enthält. .	10
2.3.	Bullet Cluster (1E 0657-558): Kollision zweier Galaxienhaufen. Die Positionen der Gravitationspotentiale (blau) fallen nicht mit denen des intragalaktischen Mediums (rot) zusammen, was somit ein starkes Indiz für Dunkle Materie ist.	11
2.4.	Spektrum der Temperaturfluktuationen als Funktion der Winkelskala bzw. Multipolmomente. Die Positionen und Höhen der Extrema erlauben Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Universums.	11
2.5.	Schematische Darstellung der mitbewegten Teilchendichte als Funktion des Verhältnisses von Teilchenmasse zu Temperatur. Höhere Werte des gemittelten Produkts aus Wirkungsquerschnitt und Geschwindigkeit sorgen für eine Entkopplung der DM bei einer niedrigeren Temperatur bzw. zu einem späteren Zeitpunkt und damit zu einer niedrigeren DM-Dichte (<i>relic density</i>).	12
2.6.	Vereinfachte Darstellung verschiedener Methoden zur Detektion von Teilchen der Dunklen Materie χ , die über eine nicht näher bestimmte Wechselwirkung mit sichtbaren Teilchen f interagieren.	13
2.7.	Feynman-Diagramm für das vereinfachte DM-Modell	14
2.8.	Feynman-Diagramm für das Higgs-Portalmodell, in dem das Higgs-Boson mit einem Vektorboson produziert wird.	15
2.9.	Feynman-Diagramm für das ALP-Modell.	15
3.1.	Schematische Übersicht des LHC mit beteiligten Vorbeschleunigern und Detektoren in 2018.	18
3.2.	Computergenerierte Übersicht des ATLAS-Detektors mit seinen Komponenten.	19
3.3.	Computergenerierte Ansicht des Inneren Detektors und Querschnitt durch einen Sektor im zentralen Bereich.	21
3.4.	Computergenerierte Ansicht der Kalorimeter.	22
3.5.	Computergenerierte Ansicht des Myonspektrometers in Run-2.	23
3.6.	Schematische Darstellung des ATLAS-TDAQ-Systems für Run-2.	24
4.1.	PDFs für $Q^2 = 10 \text{ TeV}^2$ und $Q^2 = 10^4 \text{ TeV}^2$ von MMHT.	26
4.2.	(a) Durchschnittliche Anzahl an Wechselwirkungen pro Bunch-Kollision für die einzelnen Jahre 2015 bis 2018 inklusive aufgezeichneter Luminosität. (b) Verlauf der integrierten Luminosität in den Jahren 2015 bis 2018. Vom LHC gelieferte Luminosität in grün, davon von ATLAS aufgenommen in gelb und davon geeignet für Analysen (<i>Good for Physics</i>) in blau.	27
4.3.	Ausgewählte Feynman-Diagramme für die wichtigsten Produktionskanäle des Higgs-Bosons in pp -Kollisionen.	28

4.4.	Die Higgs-Boson Produktionswirkungsquerschnitte verschiedener Produktionskanäle als Funktion der LHC Schwerpunktsenergie.	29
4.5.	Abhängig vom Transversalimpuls des Vektorbosons p_T^V werden die hadronischen Zerfallsprodukte entweder als zwei Small- R -Jets oder ein Large- R -Jet rekonstruiert. Unsichtbare Teilchen auf der gegenüberliegenden Seite verursachen fehlende Transversalenergie E_T^{miss}	30
5.1.	Generierte MC-Simulationen für das vereinfachte DM-Signalmodell mit Axial-Vektor-Mediator in der $m_{Z'}-m_\chi$ -Ebene. Für die Punkte nahe der horizontalen Achse gilt $m_\chi = 1$ GeV.	37
6.1.	Identifikationseffizienzen für Elektronen verschiedener Arbeitspunkte aus $Z \rightarrow e\bar{e}$ -Zerfällen als Funktion des (a) Transversalimpulses und der (b) Pseudorapidität in Daten und Simulation.	39
6.2.	Rekonstruktions- und Identifikationseffizienzen für Myonen aus $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ - oder $J/\psi \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -Zerfällen als Funktion des (a) Transversalimpulses und der (b) Pseudorapidität in Daten und Simulation.	41
6.3.	Verhalten des anti- k_t -Jet-Algorithmus. Die Fläche der resultierenden Jets ist weitgehend unbeeinflusst von <i>weichen</i> Objekten und kann komplexer werden, wenn sich Jets überlagern.	43
6.4.	Unsicherheiten auf die (a) Jet-Energieskala und die (b) Jet-Energieauflösung für Small- R -Jets als Funktion des Jet-Transversalimpulses.	44
6.5.	Unsicherheiten auf die (a) Jet-Energieskala und die (b) Jet-Massenskala für Large- R -Jets als Funktion des Jet-Transversalimpulses.	45
6.6.	Schematische Darstellung der Zusammensetzung von E_T^{miss} aus den Komponenten der rekonstruierten Objekte und des <i>soft term</i> . Die Gesamt- E_T^{miss} (gefüllter Pfeil) setzt sich auch den einzelnen E_T^{miss} -Komponenten (offene Pfeile) zusammen, die jeweils die negative Summe der einzelnen Objekte (farbige Balken und Linien) sind.	48
6.7.	Verteilung der E_T^{miss} -Auflösung als Funktion der Anzahl der Primärvertices N_{PV} für $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ -Ereignisse.	49
7.1.	$\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}}$ -Verteilung für den führenden Small- R -Jet j_1 in der Signalregion Merged High Purity ohne den Schnitt $\frac{f_{\text{ch}}}{f_{\text{max}}} > 0,1$. Es ist ein deutlicher Datenüberschuss bei sehr kleinen Werten zu sehen, der von NCB verursacht wird.	52
7.2.	E_T^{miss} -Triggereffizienzen für Daten und Simulationen (MC) und deren Verhältnisse in den Jahren 2015 bis 2018. Für $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200$ GeV ist das Verhältnis zwischen Daten und MC in allen Zeiträumen größer als 0,995.	55
7.3.	Die Schnitte auf (a,c) Large- R -Jet-Masse und (b,d) D_2 in Abhängigkeit von Large- R -Jet- p_T für den W -Tagger (oben) und Z -Tagger (unten) mit 50 % Signaleffizienz. Es werden glatte Funktionen an die Schnittwerte in p_T -Bins angepasst, um einen glatten Tagger mit konstanter Signaleffizienz zu erhalten.	57

7.4.	Vergleich der beim W/Z -Tagging verwendeten Variablen (a) m_J , (b) D_2 und (c) n_{trk} zwischen dem Signalprozess $V(\text{had.})H(\text{uns.})$ und dem Hauptuntergrund $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$	58
7.5.	Verteilungen der W/Z -Tagging-Variablen Large- R -Jet-Masse, D_2 und n_{trk} in einer Selektion semi-leptonischer $t\bar{t}$ -Ereignisse, die bei der Definition des W/Z -Taggers verwendet werden. Deutliche Abweichungen zwischen Daten und Simulation sind in der Verteilung von n_{trk} zu erkennen und damit signifikant zu den systematischen Unsicherheiten des W/Z -Taggers beitragen.	59
7.6.	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Signalregionen für Daten und Untergrunderwartung. Das schraffierte Band gibt die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund an und die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar. Zur Veranschaulichung werden drei Signalmodelle gezeigt: Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$, Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell $m_\chi = 1 \text{ GeV}, m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$ und ALP-Modell $m_a = 1 \text{ MeV}, c_{\tilde{W}} = 0,2, f_a = 1 \text{ TeV}$	63
7.7.	Verteilungen von Variablen des führenden Large- R -Jets (J_1) in der Signalregion Merged High Purity (SRMHP). Im jeweils unteren Diagramm wird das Verhältnis von Daten und Gesamtuntergrunderwartung (SM) abgebildet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.	64
7.8.	Verteilungen von Variablen des führenden Large- R -Jets (J_1) in der Signalregion Merged Low Purity (SRMLP). Im jeweils unteren Diagramm wird das Verhältnis von Daten und Gesamtuntergrunderwartung (SM) abgebildet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben. Die Kante in der J_1 - n_{trk} -Verteilung (d) bei $n_{\text{trk}} = 26$ stellt den Übergang zwischen High und Low Purity dar. Ereignisse mit $n_{\text{trk}} < 26$ können dennoch in die Low Purity Selektion fallen, da für die High Purity Selektion beide Anforderungen an D_2 und n_{trk} erfüllt sein müssen.	65
7.9.	Verteilungen von Variablen des führenden Small- R -Jets bzw. Dijetsystems in der Signalregion Resolved (SRR). Im jeweils unteren Diagramm wird das Verhältnis von Daten und Gesamtuntergrunderwartung (SM) abgebildet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.	66
8.1.	Beispiele für Feynman-Diagramme der Untergrundprozesse (a) $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{Jets}$, (b) $W(\ell\nu) + \text{Jets}$, (c) Diboson und (d) $t\bar{t}$	68
8.2.	Verteilungen der invarianten Dilepton-Masse $m_{\ell\ell}$ in einer Ereignisselektion mit $E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$ und zwei Myonen und zwei Elektronen. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.	70
8.3.	$E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit zwei Myonen Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).	71
8.4.	$E_{\text{T},\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit zwei Elektronen Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).	72

8.5.	Verteilungen der transversalen Masse m_T in einer Ereignisselektion mit $E_{T,\ell}^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}$, einem Myon und keinem b -Jet und mindestens einem b -Jet. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben. Es ist deutlich erkennbar, dass mit der m_T -Variable Ereignisse mit W -Bosonen selektiert werden können und mit der Anzahl der b -Jets zwischen $W + \text{Jets}$ und $t\bar{t}$ unterschieden werden kann. Weiterhin ist eine deutliche Diskrepanz in der Normierung der $t\bar{t}$ -Simulation zu erkennen, was verdeutlicht, dass eine semi-datenbasierte Bestimmung der Normierung über CRs notwendig ist.	74
8.6.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit einem Myon ohne b -Jet Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).	76
8.7.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen von Daten und MC-Simulationen in den Kontrollregionen mit einem Myon und mindestens einem b -Jet Merged High Purity (a), Merged Low Purity (b) und Resolved (c).	77
8.8.	Verteilungen der Variablen zur Multi-Jet-Unterdrückung in der Merged High Purity Region des oberen Nebenmassenbereichs ($110 \text{ GeV} \leq m_J \leq 250 \text{ GeV}$ anstelle des W/Z -Massenfensters) ohne die Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte. Deutlich erkennbar ist der durch Multi-Jet-Ereignisse verursachte Überschuss in den Daten.	79
8.9.	Veranschaulichung der ABCD-Methode zur Abschätzung des Multi-Jet-Untergrunds (MJ) in den Signalregionen. In den mit MJ angereicherten Regionen B und D werden MJ-Templates aus der Differenz von Daten und MC-Untergründen bestimmt. In der Massenseitenbandregion mit gelockerten Anti-MJ-Schnitten (Region C) wird ein Normierungsfaktor k in einer Anpassung vom zweiten Template (aus Region D) und den MC-Untergründen an die gemessenen Daten bestimmt. Dieser Faktor wird ebenso für die finale MJ-Abschätzung der SR auf das erste MJ-Template (aus Region B) angewendet.	80
11.1.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Myonen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in den Kontrollregionen.	93
11.2.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Elektronen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in den Kontrollregionen.	94
11.3.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und ohne b -Jets nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in den Kontrollregionen.	95
11.4.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und b -Jets nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in den Kontrollregionen.	96

11.5.	Validierung der E_T^{miss} -Verteilungen in den Signalregionen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit ausschließlich in den Kontrollregionen. Das schraffierte Band gibt die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund an und die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar. Zur Veranschaulichung werden drei Signalmodelle gezeigt: Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$, Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$ und ALP-Modell $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$, $f_a = 1 \text{ TeV}$	97
11.6.	Gegenüberstellung der E_T^{miss} -Verteilungen in der Signalregion SRMHP (a) vor und (b) nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in den Kontrollregionen. Es ist deutlich erkennbar, dass die systematischen Unsicherheiten (schraffiertes Band) insbesondere bei niedriger E_T^{miss} durch den Fit stark reduziert werden können.	98
11.7.	E_T^{miss} -Verteilungen in den Signalregionen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen. Das schraffierte Band gibt die Gesamtunsicherheit auf den Untergrund an und die Fehlerbalken an den schwarzen Datenpunkten stellen die statistische Unsicherheit dar. Zur Veranschaulichung werden drei Signalmodelle gezeigt: Higgs-Portalmodell $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.}) = 100\%$, Axial-Vektor-Dunkle-Materie-Modell $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$ und ALP-Modell $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$, $f_a = 1 \text{ TeV}$	100
11.8.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Myonen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen.	101
11.9.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit zwei Elektronen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen.	102
11.10.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und ohne b -Jets nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen.	103
11.11.	$E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen in den Kontrollregionen mit einem Myon und b -Jets nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen.	104
11.12.	Verteilung der n_{trk} -Variable des führenden Large- R -Jets in einer mit $t\bar{t}$ -Ereignissen angereicherten Selektion mit einem Myon und mindestens einem b -Jet. Die simulierten Ereignisse weisen eine deutliche Verschiebung zu niedrigeren Werten auf im Vergleich zu den gemessenen Daten. Die vertikale Linie markiert den n_{trk} -Schnitt des W/Z -Taggers. Nur Jets unterhalb dieses Wertes können in die High Purity Regionen fallen, was in einem vergleichsweise niedrigen Normierungsfaktor $\kappa^{t\bar{t}}$ für Merged High Purity resultiert.	107
11.13.	Ausschlussgrenzen (90 % CL) auf den WIMP-Nukleon-Wirkungsquerschnitt aus der beobachteten oberen Ausschlussgrenze auf $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$ im Vergleich mit aktuellen Ergebnissen von Experimenten der direkten Detektion. Gezeigt werden die Ausschlussgrenzen für skalare WIMPs und Majorana-WIMPs. Die Bereiche oberhalb der dargestellten Kurven gelten als ausgeschlossen.	112

11.14.	Die beobachteten und erwarteten Ausschlussgrenzen für das Axial-Vektor- und Vektor-Mediator-Modell mit den Kopplungsparametern $g_q = 0,25$, $g_\chi = 1$ und $g_\ell = 0$. Die Bereiche unterhalb der Linien gelten als ausgeschlossen auf dem 95 % Konfidenzniveau. Die grünen und gelben Bänder beschreiben die $\pm 1\sigma$ bzw. $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten auf die erwartete Ausschlussgrenze. Die gepunktete schwarze Linie markiert die $\pm 1\sigma$ Unsicherheit aus $\text{PDF} \oplus \alpha_s$. Die blaue Linie zeigt die beobachtete Ausschlussgrenze aus der gleichartigen Analyse mit dem $36,1 \text{ fb}^{-1}$ Datensatz. Im Bereich unterhalb der roten Linie liegt der Wert der DM-Dichte über dem von Planck und WMAP gemessenen Wert.	113
11.15.	Ausschlussgrenzen auf die Wirkungsquerschnitte der (a) spin-abhängigen χ -Neutron-Streuung, (b) spin-abhängigen χ -Proton-Streuung und (c) spin-unabhängigen χ -Nukleon-Streuung im Vergleich mit aktuellen Ergebnissen aus Experimenten der direkten Detektion (90 % CL). Bereiche oberhalb der Linien gelten als ausgeschlossen.	114
11.16.	Die beobachteten (schwarz, durchgezogen) und erwarteten (schwarz, gestrichelt) Ausschlussgrenzen für das ALP-Modell mit $m_a = 1 \text{ MeV}$. Die Bereiche oberhalb der Linien gelten als ausgeschlossen (95 % CL). Die grünen und gelben Bänder beschreiben die $\pm 1\sigma$ bzw. $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten auf die erwartete Ausschlussgrenze. Die gepunktete schwarze Linie markiert die $\pm 1\sigma$ Unsicherheit aus $\text{PDF} \oplus \alpha_s$	116
E.1.	Verteilungen der Variablen zur Multi-Jet-Unterdrückung in den Merged Low Purity Regionen des oberen Nebenmassenbereichs ($110 \text{ GeV} \leq m_J \leq 250 \text{ GeV}$ anstelle des W/Z -Massenfensters) ohne die Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte. Deutlich erkennbar ist der durch Multi-Jet-Ereignisse verursachte Überschuss in den Daten.	129
E.2.	Verteilungen der Variablen zur Multi-Jet-Unterdrückung in den Resolved Regionen des oberen Nebenmassenbereichs ($110 \text{ GeV} \leq m_{jj} \leq 250 \text{ GeV}$ anstelle des W/Z -Massenfensters) ohne die Anwendung der Anti-Multi-Jet-Schnitte. Deutlich erkennbar ist der durch Multi-Jet-Ereignisse verursachte Überschuss in den Daten.	130
G.1.	Korrelationsmatrix aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über die Kontrollregionen. Es werden nur Parameter gezeigt, die mindestens eine Korrelation mit einem anderen Parameter von betragsmäßig mindestens 0,2 aufweisen.	134
G.2.	Störparameter aus der Kategorie Jet aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über die Kontrollregionen.	135
G.3.	Störparameter aus der Kategorie Theorie aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über die Kontrollregionen.	136
G.4.	Störparameter aus den anderen Kategorien aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über die Kontrollregionen.	136

H.1.	Korrelationsmatrix aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über alle Signal- und Kontrollregionen. Es werden nur Parameter gezeigt, die mindestens eine Korrelation mit einem anderen Parameter von betragsmäßig mindestens 0,2 aufweisen.	137
H.2.	Störparameter aus der Kategorie Jet aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über alle Signal- und Kontrollregionen.	138
H.3.	Störparameter aus der Kategorie Theorie aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über alle Signal- und Kontrollregionen.	139
H.4.	Störparameter aus den anderen Kategorien aus dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit über alle Signal- und Kontrollregionen.	139

Tabellenverzeichnis

2.1.	Übersicht über die Elementarteilchen des SM. Falls keine Unsicherheit für die Massen angegeben ist, ist diese kleiner als die gezeigte Präzision.	5
2.2.	Quantenzahlen der Fermionen mit der elektrischen Ladung Q , der dritten Komponente des schwachen Isospins T_3 und der schwachen Hyperladung Y , wobei die Relation $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ gilt.	6
5.1.	Integrierte Luminosität für die Datenaufnahmen in den Jahren 2015 bis 2018 nach Anwendung der verwendeten GRL.	34
5.2.	Liste verwendeter Untergrund- und Signalsimulationen mit Generator, Ordnung der Normierung, PDF-Satz und <i>Underlying-Event-Tune</i>	35
5.3.	Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Higgs-Boson-Produktionskanäle für $m_H = 125$ GeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV.	36
6.1.	Selektionskriterien für die zwei Typen von Elektronen, <i>Baseline</i> und <i>Signal</i>	40
6.2.	Selektionskriterien für die zwei Typen von Myonen, <i>Baseline</i> und <i>Signal</i>	41
6.3.	Selektionskriterien für die verschiedenen Jet-Arten.	46
6.4.	Selektionskriterien für die Tau-Leptonen.	47
6.5.	Schritte zur Entfernung von überlappenden Objekten in der Reihenfolge, in der sie angewendet werden.	50
7.1.	Liste aller verwendeten E_T^{miss} -Trigger in den Jahren 2015 bis 2018.	53
7.2.	Liste aller verwendeten Elektron-Trigger in den Jahren 2015 bis 2018. In der Ereignisselektion ist es ausreichend, wenn das Ereignis durch mindestens einen der angegebenen Trigger im jeweiligen Zeitraum selektiert wird.	53
7.3.	Die Schnitte zur Unterdrückung von Multi-Jet-Ereignissen nutzen die Tatsache, dass bei Multi-Jet-Ereignissen, die die E_T^{miss} -Anforderung erfüllen, $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ in die gleiche Richtung zeigt wie einer der Small- R -Jets j . Weiterhin wird gefordert, dass $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ und $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ etwa gleich ausgerichtet sind und $\vec{E}_T^{\text{miss}}$ entgegengesetzt zum führenden Large- R -Jet J_1 oder Dijetsystem jj verläuft.	55
7.4.	Zusammenfassung der Ereignistopologien.	60
7.5.	Zusammenfassung der Signalregionsselektion.	62
8.1.	Zusammenfassung der Kontrollregionsselektion mit zwei Myonen (Elektronen).	73
8.2.	Zusammenfassung der Kontrollregionsselektion mit einem Myon mit der Anzahl b -Trackjets innerhalb des führenden Large- R -Jets $n_{b \in J_1}$ und der Anzahl b -Jets n_b	75
8.3.	Relative Unsicherheiten auf die MC-Untergründe, die für die Anpassung im Rahmen der Abschätzung des Multi-Jet-Untergrunds angenommen werden. Sie richten sich nach der Größe der theoretischen Unsicherheiten auf die MC-Untergründe.	80

8.4.	Vergleich der Multi-Jet-Untergrunderwartung (MJ) mit der Erwartung der simulierten Untergründe (MC) in den Signalregionen. Der Anteil des MJ-Untergrunds am Gesamtuntergrund liegt je nach Signalregion zwischen 0,1–0,5 %.	81
9.1.	MC-Untergründe ohne Normierungsfaktor erhalten die hier aufgeführten flachen Normierungsunsicherheiten.	87
9.2.	Die wichtigsten Untergründe $Z + \text{Jets}$ und $W + \text{Jets}$ erhalten eine zusätzliche flache Normierungsunsicherheit nur in den Signalregionen, die aus dem Doppelverhältnis zwischen den theoretischen Unsicherheiten in den Signal- und Kontrollregionen bestimmt wird.	87
10.1.	Bin-Grenzen der $E_{T,\ell}^{\text{miss}}$ -Verteilungen die im Fit verwendet werden.	90
10.2.	Liste der MC-Untergrundgruppen und zugehöriger Normierungsfaktoren. . .	91
11.1.	Ereigniszahlen der Signalregionen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen mit der gesamten Unsicherheit auf den Gesamtuntergrund. Die quadratische Summe der Unsicherheiten auf die einzelnen Untergründe kann aufgrund von Korrelationen von der Gesamtunsicherheit abweichen.	105
11.2.	Ereigniszahlen in den Kontrollregionen nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen mit der gesamten Unsicherheit auf den Gesamtuntergrund. Die quadratische Summe der Unsicherheiten auf die einzelnen Untergründe kann aufgrund von Korrelationen von der Gesamtunsicherheit abweichen. . .	106
11.3.	Normierungsfaktoren für die $Z + \text{Jets}$ -, $W + \text{Jets}$ - und $t\bar{t}$ -Untergründe nach dem <i>Nur-Untergrund</i> -Fit in allen Regionen.	107
11.4.	Der Einfluss $\Delta\sigma_i$ von Gruppen von Unsicherheiten auf die Unsicherheit der Signalstärke μ aus einem <i>Ausschluss</i> -Fit mit dem Asimov-Datensatz mit $\mu = 1$. Höhere Werte bedeuten einen höheren Beitrag der jeweiligen Unsicherheitsgruppe zur Gesamtunsicherheit. $\Delta\sigma_i$ wird für vereinfachtes Dunkle-Materie-Modell mit $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ und $m_{Z'_A} = 1 \text{ TeV}$, Higgs-Portalmodell und ALP-Modell mit $m_a = 1 \text{ MeV}$, $c_{\tilde{W}} = 0,2$ und $f_a = 3 \text{ TeV}$ gezeigt. Aufgrund von Korrelationen und Rundungen kann die quadratische Summe aller Einflüsse von der Gesamtunsicherheit abweichen.	109
11.5.	Beobachtete und erwartete obere Ausschlussgrenzen auf das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$ für den Fit über alle Topologien und getrennt für die einzelnen Topologien.	110
11.6.	Beobachtete und erwartete Ausschlussgrenzen (95 %CL) auf das Verhältnis $c_{\tilde{W}}/f_a$ für das ALP-Modell für $f_a = 3 \text{ TeV}$ und $m_a = 1 \text{ MeV}$. Größere Werte gelten als ausgeschlossen.	115
11.7.	Beobachtete und erwartete modellunabhängige obere Ausschlussgrenzen (95 % CL) auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma\rangle^{95}$ und die Anzahl von Signalereignissen S^{95} . Größere Werte gelten als ausgeschlossen.	118

12.1.	Geschätzte erwartete Ausschlussgrenzen für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ auf $\mathcal{B}(H \rightarrow \text{uns.})$, Mediatormasse $m_{Z'}$ für $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ und c_W/f_a mit verschiedenen Annahmen zur Entwicklung der relativen Größe der systematischen Unsicherheiten im Vergleich zu den in dieser Arbeit verwendeten Unsicherheiten.	121
A.1.	Liste aller verwendeten MC-Simulationen.	122
B.1.	Liste aller verwendeten Myon-Trigger in den Jahren 2015 bis 2018 für die Bestimmung von E_T^{miss} -Triggerskalierungsfaktoren. In der Ereignisselektion ist es ausreichend, wenn das Ereignis durch mindestens einen der angegebenen Trigger im jeweiligen Zeitraum selektiert wird.	126
D.1.	Zusammenfassung der vereinfachten Kontrollregionsselektion ohne Unterscheidung der Topologien.	128
F.1.	Liste aller systematischen Unsicherheiten mit zugehöriger Kategorie.	131

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration. “Search for new particles in events with a hadronically decaying W or Z boson and large missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector”. In: *JHEP* (2024). arXiv: [2406.01272 \[hep-ex\]](#). Eingereicht.
- [2] ATLAS Collaboration. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 1. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](#). arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [3] CMS Collaboration. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 30. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](#). arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [4] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008. ISBN: 9783527406012.
- [5] M.E. Peskin und D.V. Schroeder. *An Introduction To Quantum Field Theory*. Frontiers in Physics. Avalon Publishing, 1995. ISBN: 9780813345437.
- [6] M. Herrero. “The Standard Model”. In: *NATO Sci. Ser. C* 534 (1999). DOI: [10.1007/978-94-011-4689-0_1](#). arXiv: [hep-ph/9812242](#).
- [7] Paul Langacker. “Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics”. In: *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: The Dawn of the LHC Era*. 2010. DOI: [10.1142/9789812838360_0001](#). arXiv: [0901.0241 \[hep-ph\]](#).
- [8] R. L. Workman u. a. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2022 (2022), S. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](#).
- [9] Andrei D Sakharov. “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”. In: *Sov. Phys. Usp.* 34.5 (1991), S. 392–393. DOI: [10.1070/PU1991v034n05ABEH002497](#). URL: <https://ufn.ru/en/articles/1991/5/h/>.
- [10] F. Zwicky. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”. In: *Helv. Phys. Acta* 6 (1933), S. 110–127. DOI: [10.1007/s10714-008-0707-4](#).
- [11] Douglas Clowe u. a. “A direct empirical proof of the existence of dark matter”. In: *Astrophys. J. Lett.* 648 (2006), S. L109–L113. DOI: [10.1086/508162](#). arXiv: [astro-ph/0608407](#).
- [12] N. Aghanim u. a. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In: *Astron. Astrophys.* 641 (2020). [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)], A6. DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](#). arXiv: [1807.06209 \[astro-ph.CO\]](#).

- [13] K. G. Begeman, A. H. Broeils und R. H. Sanders. “Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 249.3 (Apr. 1991), S. 523–537. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/249.3.523](https://doi.org/10.1093/mnras/249.3.523).
- [14] “The Bullet Cluster”. X-ray: NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al.; Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al. Aug. 2006. URL: <https://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/>.
- [15] ESA und the Planck Collaboration. “Power spectrum of temperature fluctuations in the Cosmic Microwave Background”. März 2013. URL: <https://sci.esa.int/web/planck/-/51555-planck-power-spectrum-of-temperature-fluctuations-in-the-cosmic-microwave-background>.
- [16] Dan Hooper. “Particle Dark Matter”. In: *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: The Dawn of the LHC Era*. 2010, S. 709–764. DOI: [10.1142/9789812838360_0014](https://doi.org/10.1142/9789812838360_0014). arXiv: [0901.4090](https://arxiv.org/abs/0901.4090) [hep-ph].
- [17] Daniele Alves u. a. “Simplified Models for LHC New Physics Searches”. In: *J. Phys. G* 39 (2012), S. 105005. DOI: [10.1088/0954-3899/39/10/105005](https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/10/105005). arXiv: [1105.2838](https://arxiv.org/abs/1105.2838) [hep-ph].
- [18] Daniel Abercrombie u. a. “Dark Matter benchmark models for early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum”. In: *Physics of the Dark Universe* 27 (2020), S. 100371. DOI: [10.1016/j.dark.2019.100371](https://doi.org/10.1016/j.dark.2019.100371). arXiv: [1507.00966](https://arxiv.org/abs/1507.00966) [hep-ex].
- [19] R. D. Peccei und Helen R. Quinn. “CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles”. In: *Phys. Rev. Lett.* 38 (Juni 1977), S. 1440–1443. DOI: [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440).
- [20] I. Brivio u. a. “ALPs effective field theory and collider signatures”. In: *Eur. Phys. J. C* 77.8 (2017), S. 572. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5111-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5111-3). arXiv: [1701.05379](https://arxiv.org/abs/1701.05379) [hep-ph].
- [21] Lyndon Evans und Philip Bryant. “LHC Machine”. In: *JINST* 3 (2008), S08001. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001).
- [22] G. Aad u. a. “Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC”. In: *Eur. Phys. J. C* 83.10 (2023), S. 982. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11747-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11747-w). arXiv: [2212.09379](https://arxiv.org/abs/2212.09379) [hep-ex].
- [23] The ALICE Collaboration. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. In: *JINST* 3 (2008), S08002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).
- [24] ATLAS Collaboration. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *JINST* 3 (2008), S08003. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
- [25] CMS Collaboration. “The CMS Experiment at the CERN LHC”. In: *JINST* 3 (2008), S08004. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004).

- [26] The LHCb Collaboration. “The LHCb Detector at the LHC”. In: *JINST* 3 (2008), S08005. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- [27] Esma Mobs. “The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN”. In: (2016). General Photo. URL: <https://cds.cern.ch/record/2197559>.
- [28] High Luminosity LHC Project. *LS3 schedule change*. 7. März 2022. URL: <https://hilumilhc.web.cern.ch/article/ls3-schedule-change>.
- [29] Joao Pequeno. “Computer generated image of the whole ATLAS detector”. 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095924>.
- [30] ATLAS Collaboration. *ATLAS Insertable B-Layer: Technical Design Report*. ATLAS-TDR-19; CERN-LHCC-2010-013. 2010. URL: <https://cds.cern.ch/record/1291633>. Addendum: ATLAS-TDR-19-ADD-1; CERN-LHCC-2012-009. 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1451888>.
- [31] Joao Pequeno. “Computer generated image of the ATLAS inner detector”. 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095926>.
- [32] ATLAS Collaboration. “Experiment Briefing: Keeping the ATLAS Inner Detector in perfect alignment”. General Photo. 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2723878>.
- [33] Joao Pequeno. “Computer Generated image of the ATLAS calorimeter”. 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095927>.
- [34] Joao Pequeno. “Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem”. 2008. URL: <https://cds.cern.ch/record/1095929>.
- [35] ATLAS Collaboration. *ATLAS TDAQ System Phase-I Upgrade: Technical Design Report*. ATLAS-TDR-023; CERN-LHCC-2013-018. 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1602235>.
- [36] ATLAS Collaboration. “Performance of the ATLAS trigger system in 2015”. In: *Eur. Phys. J. C* 77 (2017), S. 317. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3). arXiv: [1611.09661](https://arxiv.org/abs/1611.09661) [hep-ex].
- [37] G. Avoni u. a. “The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS”. In: *JINST* 13.07 (2018), P07017. DOI: [10.1088/1748-0221/13/07/P07017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07017).
- [38] V. Cindro u. a. “The ATLAS beam conditions monitor”. In: *JINST* 3 (2008), P02004. DOI: [10.1088/1748-0221/3/02/P02004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/02/P02004).
- [39] John Campbell, Joey Huston und Frank Krauss. *The Black Book of Quantum Chromodynamics : A Primer for the LHC Era*. Oxford University Press, 2018. ISBN: 978-0-19-965274-7. DOI: [10.1093/oso/9780199652747.001.0001](https://doi.org/10.1093/oso/9780199652747.001.0001).
- [40] Richard D. Ball u. a. “Parton distributions for the LHC Run II”. In: *JHEP* 04 (2015), S. 040. DOI: [10.1007/JHEP04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040). arXiv: [1410.8849](https://arxiv.org/abs/1410.8849) [hep-ph].
- [41] Sayipjamal Dulat u. a. “New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics”. In: *Phys. Rev. D* 93.3 (2016), S. 033006. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.033006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.033006). arXiv: [1506.07443](https://arxiv.org/abs/1506.07443) [hep-ph].

- [42] L. A. Harland-Lang u. a. “Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs”. In: *Eur. Phys. J. C* 75.5 (2015), S. 204. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3397-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6). arXiv: [1412.3989](https://arxiv.org/abs/1412.3989) [hep-ph].
- [43] S. Bailey u. a. “Parton distributions from LHC, HERA, Tevatron and fixed target data: MSHT20 PDFs”. In: *Eur. Phys. J. C* 81.4 (2021), S. 341. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09057-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09057-0). arXiv: [2012.04684](https://arxiv.org/abs/2012.04684) [hep-ph].
- [44] ATLAS Collaboration. *Public ATLAS Luminosity Results for Run-2 of the LHC*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2> (Abruf im Jan. 2024).
- [45] D. de Florian u. a. “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector”. In: *CERN Yellow Reports: Monographs, 2/2017* (2017). DOI: [10.23731/CYRM-2017-002](https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002). arXiv: [1610.07922](https://arxiv.org/abs/1610.07922) [hep-ph].
- [46] ATLAS Collaboration. *Good Run List*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/GoodRunListsForAnalysisRun2> (Abruf im Jan. 2024).
- [47] ATLAS Collaboration. *Luminosity for Physics*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/LuminosityForPhysics> (Abruf im Jan. 2024).
- [48] Andy Buckley u. a. “General-purpose event generators for LHC physics”. In: *Phys. Rept.* 504 (2011), S. 145–233. DOI: [10.1016/j.physrep.2011.03.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.03.005). arXiv: [1101.2599](https://arxiv.org/abs/1101.2599) [hep-ph].
- [49] Michael H. Seymour und Marilyn Marx. “Monte Carlo Event Generators”. In: *69th Scottish Universities Summer School in Physics: LHC Physics*. Apr. 2013, S. 287–319. DOI: [10.1007/978-3-319-05362-2_8](https://doi.org/10.1007/978-3-319-05362-2_8). arXiv: [1304.6677](https://arxiv.org/abs/1304.6677) [hep-ph].
- [50] ATLAS Collaboration. “The ATLAS Simulation Infrastructure”. In: *Eur. Phys. J. C* 70 (2010), S. 823. DOI: [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9). arXiv: [1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [physics.ins-det].
- [51] S. Agostinelli u. a. “GEANT4 – a simulation toolkit”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003), S. 250. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [52] ATLAS Collaboration. *ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data*. ATL-PHYS-PUB-2014-021. 2014. URL: <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
- [53] ATLAS Collaboration. “Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”. In: *JHEP* 09 (2014), S. 145. DOI: [10.1007/JHEP09\(2014\)145](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2014)145). arXiv: [1406.3660](https://arxiv.org/abs/1406.3660) [hep-ex].
- [54] Stefan Höche u. a. “QCD matrix elements and truncated showers”. In: *JHEP* 05 (2009), S. 053. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/05/053](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/05/053). arXiv: [0903.1219](https://arxiv.org/abs/0903.1219) [hep-ph].
- [55] Tanju Gleisberg und Stefan Höche. “Comix, a new matrix element generator”. In: *JHEP* 12 (2008), S. 039. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/12/039](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/039). arXiv: [0808.3674](https://arxiv.org/abs/0808.3674) [hep-ph].

- [56] Stefan Kallweit u. a. “NLO QCD+EW predictions for $V + \text{jets}$ including off-shell vector-boson decays and multijet merging”. In: *JHEP* 04 (2016), S. 021. DOI: [10.1007/JHEP04\(2016\)021](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2016)021). arXiv: [1511.08692](https://arxiv.org/abs/1511.08692) [hep-ph].
- [57] Paolo Nason. “A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”. In: *JHEP* 11 (2004), S. 040. DOI: [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040). arXiv: [hep-ph/0409146](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146).
- [58] Stefano Frixione, Paolo Nason und Carlo Oleari. “Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method”. In: *JHEP* 11 (2007), S. 070. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070). arXiv: [0709.2092](https://arxiv.org/abs/0709.2092) [hep-ph].
- [59] Simone Alioli u. a. “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX”. In: *JHEP* 06 (2010), S. 043. DOI: [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043). arXiv: [1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581) [hep-ph].
- [60] Torbjörn Sjöstrand u. a. “An introduction to PYTHIA 8.2”. In: *Comput. Phys. Commun.* 191 (2015), S. 159. DOI: [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). arXiv: [1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012) [hep-ph].
- [61] Matteo Cacciari u. a. “Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation”. In: *Phys. Lett. B* 710 (2012), S. 612–622. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.03.013](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.013). arXiv: [1111.5869](https://arxiv.org/abs/1111.5869) [hep-ph].
- [62] Keith Hamilton, Paolo Nason und Giulia Zanderighi. “MINLO: multi-scale improved NLO”. In: *JHEP* 10 (2012), S. 155. DOI: [10.1007/JHEP10\(2012\)155](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2012)155). arXiv: [1206.3572](https://arxiv.org/abs/1206.3572) [hep-ph].
- [63] J. Alwall u. a. “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”. In: *JHEP* 07 (2014), S. 079. DOI: [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079). arXiv: [1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301) [hep-ph].
- [64] Jon Butterworth u. a. “PDF4LHC recommendations for LHC Run II”. In: *J. Phys. G* 43 (2016), S. 023001. DOI: [10.1088/0954-3899/43/2/023001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/023001). arXiv: [1510.03865](https://arxiv.org/abs/1510.03865) [hep-ph].
- [65] Andreas Albert u. a. “Recommendations of the LHC Dark Matter Working Group: Comparing LHC searches for dark matter mediators in visible and invisible decay channels and calculations of the thermal relic density”. In: *Phys. Dark Univ.* 26 (2019), S. 100377. DOI: [10.1016/j.dark.2019.100377](https://doi.org/10.1016/j.dark.2019.100377). arXiv: [1703.05703](https://arxiv.org/abs/1703.05703) [hep-ex].
- [66] ATLAS Collaboration. “Reconstruction of primary vertices at the ATLAS experiment in Run 1 proton–proton collisions at the LHC”. In: *Eur. Phys. J. C* 77 (2017), S. 332. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4887-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4887-5). arXiv: [1611.10235](https://arxiv.org/abs/1611.10235) [hep-ex].
- [67] ATLAS Collaboration. *Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. ATL-PHYS-PUB-2015-026. 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2037717>.

- [68] ATLAS Collaboration. “Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2”. In: *Eur. Phys. J. C* 77 (2017), S. 673. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5225-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5225-7). arXiv: [1704.07983](https://arxiv.org/abs/1704.07983) [hep-ex].
- [69] ATLAS Collaboration. “Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1”. In: *Eur. Phys. J. C* 77 (2017), S. 490. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5004-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5). arXiv: [1603.02934](https://arxiv.org/abs/1603.02934) [hep-ex].
- [70] ATLAS Collaboration. “Electron and photon efficiencies in LHC Run 2 with the ATLAS experiment”. In: *JHEP* 05 (2024), S. 162. DOI: [10.1007/JHEP05\(2024\)162](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)162). arXiv: [2308.13362](https://arxiv.org/abs/2308.13362) [hep-ex].
- [71] ATLAS Collaboration. “Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data”. In: *JINST* 14 (2019), P12006. DOI: [10.1088/1748-0221/14/12/P12006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12006). arXiv: [1908.00005](https://arxiv.org/abs/1908.00005) [hep-ex].
- [72] ATLAS Collaboration. “Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 2 data”. In: *JINST* 19 (2024), P02009. DOI: [10.1088/1748-0221/19/02/P02009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/02/P02009). arXiv: [2309.05471](https://arxiv.org/abs/2309.05471) [hep-ex].
- [73] ATLAS Collaboration. “Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 76 (2016), S. 292. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4120-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y). arXiv: [1603.05598](https://arxiv.org/abs/1603.05598) [hep-ex].
- [74] ATLAS Collaboration. “Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 81 (2021), S. 578. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09233-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09233-2). arXiv: [2012.00578](https://arxiv.org/abs/2012.00578) [hep-ex].
- [75] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez. “The anti- k_t jet clustering algorithm”. In: *JHEP* 04 (2008), S. 063. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv: [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
- [76] S. Catani u. a. “Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions”. In: *Nucl. Phys. B* 406 (1993), S. 187–224. DOI: [10.1016/0550-3213\(93\)90166-M](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90166-M).
- [77] Stephen D. Ellis und Davison E. Soper. “Successive combination jet algorithm for hadron collisions”. In: *Phys. Rev. D* 48 (1993), S. 3160–3166. DOI: [10.1103/PhysRevD.48.3160](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3160). arXiv: [hep-ph/9305266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9305266).
- [78] Yuri L. Dokshitzer u. a. “Better jet clustering algorithms”. In: *JHEP* 08 (1997), S. 001. DOI: [10.1088/1126-6708/1997/08/001](https://doi.org/10.1088/1126-6708/1997/08/001). arXiv: [hep-ph/9707323](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707323).
- [79] M. Wobisch und T. Wengler. “Hadronization corrections to jet cross-sections in deep inelastic scattering”. In: *Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting)*. Apr. 1998, S. 270–279. arXiv: [hep-ph/9907280](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907280).
- [80] ATLAS Collaboration. “Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector”. In: *Eur. Phys. J. C* 77 (2017), S. 466. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5031-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5031-2). arXiv: [1703.10485](https://arxiv.org/abs/1703.10485) [hep-ex].

- [81] ATLAS Collaboration. “Jet energy scale and resolution measured in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Eur. Phys. J. C* 81 (2021), S. 689. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09402-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09402-3). arXiv: [2007.02645](https://arxiv.org/abs/2007.02645) [hep-ex].
- [82] ATLAS Collaboration. *Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2014-018. 2014. URL: <https://cds.cern.ch/record/1700870>.
- [83] David Krohn, Jesse Thaler und Lian-Tao Wang. “Jet Trimming”. In: *JHEP* 02 (2010), S. 084. DOI: [10.1007/JHEP02\(2010\)084](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2010)084). arXiv: [0912.1342](https://arxiv.org/abs/0912.1342) [hep-ph].
- [84] Morad Aaboud u. a. “In situ calibration of large-radius jet energy and mass in 13 TeV proton–proton collisions with the ATLAS detector”. In: *Eur. Phys. J. C* 79.2 (2019), S. 135. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6632-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6632-8). arXiv: [1807.09477](https://arxiv.org/abs/1807.09477) [hep-ex].
- [85] ATLAS Collaboration. *Measurement of the ATLAS Detector Jet Mass Response using Forward Folding with 80 fb⁻¹ of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp data*. ATLAS-CONF-2020-022. 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2724442>.
- [86] David Krohn, Jesse Thaler und Lian-Tao Wang. “Jets with Variable R”. In: *JHEP* 06 (2009), S. 059. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/06/059](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/06/059). arXiv: [0903.0392](https://arxiv.org/abs/0903.0392) [hep-ph].
- [87] ATLAS Collaboration. *Optimisation and performance studies of the ATLAS b-tagging algorithms for the 2017-18 LHC run*. ATL-PHYS-PUB-2017-013. 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2273281>.
- [88] ATLAS Collaboration. “ATLAS flavour-tagging algorithms for the LHC Run 2 pp collision dataset”. In: *Eur. Phys. J. C* 83 (2023), S. 681. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11699-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11699-1). arXiv: [2211.16345](https://arxiv.org/abs/2211.16345) [physics.data-an].
- [89] ATLAS Collaboration. *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC*. ATL-PHYS-PUB-2015-045. 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2064383>.
- [90] ATLAS Collaboration. *Measurement of the tau lepton reconstruction and identification performance in the ATLAS experiment using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*. ATLAS-CONF-2017-029. 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2261772>.
- [91] ATLAS Collaboration. “Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 78 (2018), S. 903. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6288-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9). arXiv: [1802.08168](https://arxiv.org/abs/1802.08168) [hep-ex].
- [92] ATLAS Collaboration. “The performance of missing transverse momentum reconstruction and its significance with the ATLAS detector using 140 fb⁻¹ of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions”. In: *Eur. Phys. J. C* (2024). arXiv: [2402.05858](https://arxiv.org/abs/2402.05858) [hep-ex]. Eingereicht.

-
- [93] William Balunas u. a. “A Flexible and Efficient Approach to Missing Transverse Momentum Reconstruction”. In: *Comput. Softw. Big Sci.* 8.1 (2024), S. 2. DOI: [10.1007/s41781-023-00110-z](https://doi.org/10.1007/s41781-023-00110-z). arXiv: [2308.15290](https://arxiv.org/abs/2308.15290) [hep-ex].
- [94] ATLAS Collaboration. *Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2018-038. 2018. URL: <https://cds.cern.ch/record/2630948>.
- [95] ATLAS Collaboration. *Data Preparation Check List*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/DataPreparationCheckListForPhysicsAnalysis> (Abruf im Jan. 2024).
- [96] ATLAS Collaboration. *Selection of jets produced in 13 TeV proton–proton collisions with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2015-029. 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2037702>.
- [97] ATLAS Collaboration. *Jet Cleaning in R21*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HowToCleanJetsR21> (Abruf im Jan. 2024).
- [98] ATLAS Collaboration. *Lowest Unprescaled Trigger Run2*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/LowestUnprescaled> (Abruf im Jan. 2024).
- [99] ATLAS Collaboration. *Boosted hadronic vector boson and top quark tagging with ATLAS using Run 2 data*. ATL-PHYS-PUB-2020-017. 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2724149>.
- [100] Andrew J. Larkoski, Ian Moult und Duff Neill. “Power Counting to Better Jet Observables”. In: *JHEP* 12 (2014), S. 009. DOI: [10.1007/JHEP12\(2014\)009](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2014)009). arXiv: [1409.6298](https://arxiv.org/abs/1409.6298) [hep-ph].
- [101] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez. “The Catchment Area of Jets”. In: *JHEP* 04 (2008), S. 005. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/005](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/005). arXiv: [0802.1188](https://arxiv.org/abs/0802.1188) [hep-ph].
- [102] ATLAS Collaboration. “Search for dark matter in events with a hadronically decaying vector boson and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *JHEP* 10 (2018), S. 180. DOI: [10.1007/JHEP10\(2018\)180](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2018)180). arXiv: [1807.11471](https://arxiv.org/abs/1807.11471) [hep-ex].
- [103] ATLAS Collaboration. “ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 79 (2019), S. 970. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7450-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7450-8). arXiv: [1907.05120](https://arxiv.org/abs/1907.05120) [hep-ex].
- [104] ATLAS Collaboration. “Calibration of the light-flavour jet mistagging efficiency of the b -tagging algorithms with Z +jets events using 139 fb^{-1} of ATLAS proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 83 (2023), S. 728. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11736-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11736-z). arXiv: [2301.06319](https://arxiv.org/abs/2301.06319) [hep-ex].

- [105] ATLAS Collaboration. “Measurement of the c -jet mistagging efficiency in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS detector”. In: *Eur. Phys. J. C* 82 (2022), S. 95. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09843-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09843-w). arXiv: [2109.10627](https://arxiv.org/abs/2109.10627) [hep-ex].
- [106] Morad Aaboud u. a. “Performance of top-quark and W -boson tagging with ATLAS in Run 2 of the LHC”. In: *Eur. Phys. J. C* 79.5 (2019), S. 375. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6847-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6847-8). arXiv: [1808.07858](https://arxiv.org/abs/1808.07858) [hep-ex].
- [107] ATLAS Collaboration. *EGamma recommendations for Run2 release 21*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EGammaRecommendationsR21>.
- [108] ATLAS Collaboration. *MCPAnalysisGuidelinesMC16*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesMC16> (Abruf im Jan. 2024).
- [109] ATLAS Collaboration. *Tau Recommendations for Release 21*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TauRecommendationsR21> (Abruf im Jan. 2024).
- [110] ATLAS Collaboration. *EtmisRecommendationsFullRun2*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EtmisRecommendationsFullRun2> (Abruf im Jan. 2024).
- [111] William Buttinger. *Using Event Weights to account for differences in Instantaneous Luminosity and Trigger Prescale in Monte Carlo and Data*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2014726>.
- [112] ATLAS Collaboration. *PmgSystematicUncertaintyRecipes*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/PmgSystematicUncertaintyRecipes> (Abruf im Jan. 2024).
- [113] Leif Lönnblad und Stefan Prestel. “Matching tree-level matrix elements with interleaved showers”. In: *JHEP* 03 (2012), S. 019. DOI: [10.1007/JHEP03\(2012\)019](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2012)019). arXiv: [1109.4829](https://arxiv.org/abs/1109.4829) [hep-ph].
- [114] Tie-Jiun Hou u. a. “New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC”. In: *Phys. Rev. D* 103.1 (2021), S. 014013. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.014013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.014013). arXiv: [1912.10053](https://arxiv.org/abs/1912.10053) [hep-ph].
- [115] ATLAS Collaboration. *PmgTopProcesses*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/PmgTopProcesses> (Abruf im Jan. 2024).
- [116] Stefano Frixione u. a. “Single-top hadroproduction in association with a W boson”. In: *JHEP* 07 (2008), S. 029. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/07/029](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/029). arXiv: [0805.3067](https://arxiv.org/abs/0805.3067) [hep-ph].
- [117] ATLAS Collaboration. *Search for Dark Matter in association with a hadronically decaying vector boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using 2015+2016 data collected with the ATLAS detector*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2016. URL: <https://cds.cern.ch/record/2226524>.

- [118] ATLAS Collaboration. “Observation of $H \rightarrow b\bar{b}$ decays and VH production with the ATLAS detector”. In: *Phys. Lett. B* 786 (2018), S. 59. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.09.013](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.013). arXiv: [1808.08238](https://arxiv.org/abs/1808.08238) [hep-ex].
- [119] Glen Cowan u. a. “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics”. In: *Eur. Phys. J. C* 71 (2011). [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 73, 2501 (2013)], S. 1554. DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0). arXiv: [1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [physics.data-an].
- [120] Michele Pinamonti. *TRExFitter*. URL: <https://gitlab.cern.ch/TRExStats/TRExFitter> (Abruf im Jan. 2024).
- [121] Kyle Cranmer u. a. *HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats*. Techn. Ber. New York: New York U., 2012. DOI: [10.17181/CERN-OPEN-2012-016](https://doi.org/10.17181/CERN-OPEN-2012-016). URL: <https://cds.cern.ch/record/1456844>.
- [122] Lorenzo Moneta u. a. “The RooStats Project”. In: *PoS ACAT2010* (2010). Hrsg. von T. Speer u. a., S. 057. DOI: [10.22323/1.093.0057](https://doi.org/10.22323/1.093.0057). arXiv: [1009.1003](https://arxiv.org/abs/1009.1003) [physics.data-an].
- [123] Alexander L. Read. “Presentation of search results: The CL_s technique”. In: *J. Phys. G* 28 (2002). Hrsg. von M. R. Whalley und L. Lyons, S. 2693–2704. DOI: [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
- [124] ATLAS Collaboration. “Search for new phenomena in events with an energetic jet and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *Phys. Rev. D* 103 (2021), S. 112006. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.112006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.112006). arXiv: [2102.10874](https://arxiv.org/abs/2102.10874) [hep-ex].
- [125] ATLAS Collaboration. “Combination of searches for invisible decays of the Higgs boson using 139 fb $^{-1}$ of proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment”. In: *Phys. Lett. B* 842 (2023), S. 137963. DOI: [10.1016/j.physletb.2023.137963](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137963). arXiv: [2301.10731](https://arxiv.org/abs/2301.10731) [hep-ex].
- [126] CMS Collaboration. “A search for decays of the Higgs boson to invisible particles in events with a top–antitop quark pair or a vector boson in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 83 (2023), S. 933. DOI: [10.1140/epjc/s10052-023-11952-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11952-7). arXiv: [2303.01214](https://arxiv.org/abs/2303.01214) [hep-ex].
- [127] ATLAS Collaboration. “Characterising the Higgs boson with ATLAS data from Run 2 of the LHC”. In: *Phys. Rept.* (2024). arXiv: [2404.05498](https://arxiv.org/abs/2404.05498) [hep-ex]. Eingereicht.
- [128] Abdelhak Djouadi u. a. “Implications of LHC searches for Higgs–portal dark matter”. In: *Phys. Lett. B* 709 (2012), S. 65–69. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.01.062](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.01.062). arXiv: [1112.3299](https://arxiv.org/abs/1112.3299) [hep-ph].
- [129] J. Aalbers u. a. “First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 131.4 (2023), S. 041002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.041002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.041002). arXiv: [2207.03764](https://arxiv.org/abs/2207.03764) [hep-ex].

- [130] Yue Meng u. a. “Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run”. In: *Phys. Rev. Lett.* 127.26 (2021), S. 261802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.261802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.261802). arXiv: [2107.13438](https://arxiv.org/abs/2107.13438) [hep-ex].
- [131] E. Aprile u. a. “First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment”. In: *Phys. Rev. Lett.* 131.4 (2023), S. 041003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.041003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.041003). arXiv: [2303.14729](https://arxiv.org/abs/2303.14729) [hep-ex].
- [132] Mihailo Backović u. a. “Direct Detection of Dark Matter with MadDM v.2.0”. In: *Phys. Dark Univ.* 9-10 (Mai 2015), S. 37–50. DOI: [10.1016/j.dark.2015.09.001](https://doi.org/10.1016/j.dark.2015.09.001). arXiv: [1505.04190](https://arxiv.org/abs/1505.04190) [hep-ph].
- [133] G. Hinshaw u. a. “NINE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP) OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL PARAMETER RESULTS”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208.2 (Sep. 2013), S. 19. DOI: [10.1088/0067-0049/208/2/19](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19>.
- [134] CMS Collaboration. “Search for new particles in events with energetic jets and large missing transverse momentum in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. In: *JHEP* 11 (2021), S. 153. DOI: [10.1007/JHEP11\(2021\)153](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2021)153). arXiv: [2107.13021](https://arxiv.org/abs/2107.13021) [hep-ex].
- [135] Antonio Boveia u. a. “Recommendations on presenting LHC searches for missing transverse energy signals using simplified s -channel models of dark matter”. In: *Phys. Dark Univ.* 27 (2020). Hrsg. von Oliver Buchmueller u. a., S. 100365. DOI: [10.1016/j.dark.2019.100365](https://doi.org/10.1016/j.dark.2019.100365). arXiv: [1603.04156](https://arxiv.org/abs/1603.04156) [hep-ex].
- [136] D. S. Akerib u. a. “Limits on spin-dependent WIMP-nucleon cross section obtained from the complete LUX exposure”. In: *Phys. Rev. Lett.* 118.25 (2017), S. 251302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.118.251302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.251302). arXiv: [1705.03380](https://arxiv.org/abs/1705.03380) [astro-ph.CO].
- [137] C. Amole u. a. “Dark Matter Search Results from the Complete Exposure of the PICO-60 C₃F₈ Bubble Chamber”. In: *Phys. Rev. D* 100.2 (2019), S. 022001. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.022001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022001). arXiv: [1902.04031](https://arxiv.org/abs/1902.04031) [astro-ph.CO].
- [138] P. Agnes u. a. “Search for Dark-Matter–Nucleon Interactions via Migdal Effect with DarkSide-50”. In: *Phys. Rev. Lett.* 130.10 (2023), S. 101001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.130.101001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.101001). arXiv: [2207.11967](https://arxiv.org/abs/2207.11967) [hep-ex].
- [139] ATLAS Collaboration. “Search for dark matter in association with an energetic photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”. In: *JHEP* 02 (2021), S. 226. DOI: [10.1007/JHEP02\(2021\)226](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2021)226). arXiv: [2011.05259](https://arxiv.org/abs/2011.05259) [hep-ex].

Danksagung

[Aus Datenschutzgründen aus der elektronischen Fassung entfernt.]

Lebenslauf

[Aus Datenschutzgründen aus der elektronischen Fassung entfernt.]