

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
vorgelegt von

Bastian Bernarding

geboren in Wiesbaden

2013

Monte-Carlo-Studie zur Tau-Simulation und Triggereffizienz im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall

Diese Bachelorarbeit wurde erstellt von Bastian Bernarding am
Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Zusammenfassung

Die Tau-Leptonen sind aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Masse ein wichtiger Bestandteil einiger ATLAS-Analysen, die die Vorhersagen des Standardmodells testen oder nach Physik jenseits des Standardmodells, wie beispielsweise Supersymmetrie, suchen. Dabei spielt die Simulation von Tau-Leptonen durch Monte-Carlo-Generatoren eine wichtige Rolle. Die Tau-Simulationen werden für Untergrundbestimmungen oder für Vergleiche mit Daten aus Proton-Proton-Kollisionen genutzt.

In der vorliegenden Arbeit wird die Tau-Simulation der drei Monte-Carlo-Generatoren Sherpa, Alpgen und Pythia 8 anhand des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls verglichen, um die Qualität der einzelnen Generatoren bezüglich der Tau-Simulation zu validieren und mögliche Unterschiede festzustellen. Hinsichtlich der Tau-Simulation kann dabei eine gute Übereinstimmung zwischen allen drei Generatoren festgestellt werden. Lediglich in der Simulation der Jets weicht Pythia durch wesentlich geringere Jet-Multiplizitäten und Jet-Energien von den anderen beiden Generatoren ab. Dies resultiert daraus, dass Pythia ausschließlich Jets aus dem Partonschauer simuliert, während Sherpa und Alpgen zusätzliche Jets aus dem Matrix-Element der harten Wechselwirkung generieren.

Des Weiteren werden in dieser Arbeit die Effizienzen zweier Tau-Trigger auf Generator- und Prozessabhängigkeit untersucht. Ein Vergleich der Triggereffizienzen aus der Sherpa- und der Alpgen-Simulation des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls zeigt, dass es keine signifikante Generatorabhängigkeit in den Effizienzen und somit auch in den Trigger-Skalierungsfaktoren gibt, die Abweichungen der Monte-Carlo-Simulationen zu den Daten aus Proton-Proton-Kollisionen korrigieren. Die Triggereffizienzen aus dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall werden zudem mit den Effizienzen verglichen, die aus den von Sherpa simulierten Diboson-Prozessen $ZZ \rightarrow llll$ und $WZ \rightarrow ll\nu$ bestimmt werden. Diese Studie zeigt, dass ebenfalls keine Prozessabhängigkeit in den Triggereffizienzen existiert.

Abstract

Due to their high mass, the tau-leptons are an important part of several ATLAS analyses, measuring characteristics of the Standard Model or searching for new physics behind the Standard Model, e.g. Supersymmetry. Therefore, the simulation of tau leptons by Monte Carlo generators plays an important role. The simulations of tau leptons are used for background estimations or comparisons with data from the ATLAS experiment.

One part of this thesis compares the tau simulation in the $Z \rightarrow \tau\tau$ decay of the three different Monte Carlo generators Sherpa, Alpgen and Pythia 8, in order to validate the quality of the three generators regarding the tau simulation and to find possible differences in the simulation. Concerning the tau simulation, all three generators are found to show a good agreement. Differences are observed in the jet simulation between Pythia 8 and the other generators, where Pythia shows a smaller jet multiplicity and smaller jet energies. This is a result of Pythia's leading order simulation of the primary interaction, due to which Pythia only simulates jets coming from the parton shower.

Furthermore, this thesis analyzes the dependency of the trigger efficiency of two tau triggers with respect to the used generator and the simulated physical process. A comparison of the trigger efficiencies from Sherpa and Alpgen simulations of the $Z \rightarrow \tau\tau$ decay shows that there is no significant generator dependency of the efficiencies and hence of the trigger scale factors, which correct the Monte Carlo simulations to data from proton-proton collisions. In addition, the trigger efficiencies of these simulations are compared to simulations from Sherpa describing the diboson processes $ZZ \rightarrow llll$ und $WZ \rightarrow ll\nu$. This study shows that there is no dependency of the trigger efficiency on the physical process as well.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
1.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	5
1.2. Der Large Hadron Collider	6
1.3. Der ATLAS-Detektor	7
1.4. Die Bedeutung der Tau-Leptonen für die Suche nach neuer Physik in Proton-Proton-Streuungen und deren Detektorsignatur	12
1.5. Der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall	12
1.6. Motivation der folgenden Studien	13
2. Komparative Studie zur Tau-Simulation von Monte-Carlo-Generatoren anhand des $Z \rightarrow \tau\tau$-Zerfalls	14
2.1. Bedeutung der Monte-Carlo-Generatoren	14
2.2. Technische Umsetzung und Herausforderung	14
2.3. Vergleich von Sherpa, Alpgen und Pythia 8	16
2.3.1. Tau-Polarisation	16
2.3.2. Tau-Zerfall	19
2.3.3. Kinematische Aspekte der Tau-Simulation	22
2.3.4. Jet-Simulation	23
3. Triggerstudie mit dem $Z \rightarrow \tau\tau$-Zerfall	26
3.1. Der Tau-Trigger	26
3.2. Methode zur Bestimmung der Triggereffizienz	27
3.3. Objekt- und Ereignisselektion	28
3.4. Vergleich zweier Einzel-Tau-Trigger	30
3.4.1. Beschreibung der verwendeten Trigger	30
3.4.2. Analyse zum Vergleich der Triggereffizienzen	31
3.5. Untersuchung zur Generatorabhängigkeit des Tau-Triggers mit Sherpa und Alpgen	34
3.5.1. Generatorabhängigkeit der Triggereffizienz	34
3.5.2. Qualitativer Vergleich der Triggereffizienz	35
3.6. Diboson-Prozesse	37
4. Fazit	40
A. Studie zur Tau-Simulation von Monte-Carlo-Generatoren	41
B. Triggerstudie	44

1. Einleitung

1.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik* ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, die die bisher bekannten Elementarteilchen und drei der vier Wechselwirkungen zwischen diesen beschreibt: die *elektromagnetische*, die *schwache* und die *starke* Wechselwirkung. Die Teilchen des Standardmodells werden unter anderem durch sogenannte Quantenzahlen (z.B. Spin, Ladung) beschrieben und lassen sich in Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin, und Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin, unterteilen. Die zwölf fundamentalen Fermionen sind in Tabelle 1.1 dargestellt. Sie lassen sich wiederum in zwei Gruppen aufteilen: Die *Leptonen* wechselwirken schwach und falls sie eine elektrische Ladung tragen auch elektromagnetisch, während die *Quarks* zusätzlich an der starken Wechselwirkung beteiligt sind. Wie in Tabelle 1.1 dargestellt, werden die Fermionen in drei Familien eingeteilt. Die uns umgebende Materie setzt sich aus den Fermionen der ersten Familie zusammen. Die Fermionen der anderen Familien kommen beispielsweise in kosmischer Strahlung vor oder können ebenfalls in Proton-Proton-Kollision am Large Hadron Collider erzeugt werden. Zu jedem Fermion gibt es zusätzlich ein *Antifermion*, das ein umgekehrtes Ladungsvorzeichen und umgekehrte Parität hat, sonst aber die gleichen Eigenschaften wie das Fermion aufweist.

Die drei Wechselwirkungen werden zwischen den Fermionen durch den Austausch von *Eichbosonen* vermittelt. Die Eichbosonen tragen alle Spin 1 und sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst.

Die starke Wechselwirkung wird durch die *Quantenchromodynamik* (QCD) beschrieben. Die Eichbosonen dieser Wechselwirkung sind acht masselose Gluonen, die an die sogenannte Farbladung koppeln. Jedes Quark trägt eine von drei möglichen Farbladungen (rot, grün, blau), während jedes Antiquark entsprechend eine der drei Antifarbladungen trägt. Außer den Quarks weisen nur die Gluonen selbst eine Farbladung auf. Deshalb ist es möglich, dass ein Gluon ein weiteres Gluon abstrahlt, was die Reichweite der starken Wechselwirkung beschränkt. Die QCD erlaubt lediglich farbneutrale Zustände. Diese entstehen entweder durch eine Kombination aus den drei Farben rot, grün, blau bzw. den drei Antifarben oder aus einer Farbe und einer Antifarbe. Die Quarks kommen somit

	Familie			elektr. Ladung	Wechselwirkung
	I	II	III	[e]	
Quarks	u	c	t	+2/3	elektromagn., stark, schwach
	d	s	b	-1/3	elektromagn., stark, schwach
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	schwach
	e	μ	τ	-1	elektromagn., schwach

Tabelle 1.1.: Die zwölf fundamentalen Fermionen des Standardmodells, ihre elektrische Ladung und die Wechselwirkungen, an denen sie beteiligt sind. Die zugehörigen Antiteilchen sind nicht aufgelistet. [1]

Eichboson	Masse [GeV]	Wechselwirkung	rel. Stärke der Wechselwirkung	Reichweite [m] d. Wechselwirkung
Gluon	0	stark	1	$\approx 10^{-15}$
Z^0, W^\pm	91.2, 80.4	schwach	10^{-15}	$< 10^{-15}$
Photon	0	elektromag.	10^{-2}	∞

Tabelle 1.2.: Die Eichbosonen des Standardmodells, die zugehörigen Wechselwirkungen und ihre Reichweiten [2] sowie ihre relativen Stärken [2]. Die relative Stärke bezieht sich auf die starke Wechselwirkung.

nur in farbneutralen *Hadronen* vor, die einen Verband aus entweder einem Quark und einem Antiquark (*Meson*) oder aus drei Quarks bzw. drei Antiquarks (*Baryon*) bilden.

Die schwache Wechselwirkung wird durch die drei Eichbosonen W^\pm, Z^0 beschrieben, die an die schwache Ladung koppeln. Hierbei tragen allerdings nur linkshändige Fermion bzw. rechtshändigen Antifermionen eine schwache Ladung. Dies führt beispielsweise bei Tau-Leptonen, die aus einem schwachen Zerfall stammen, zu einer Polarisation.

Die *Quantenelektrodynamik* (QED) beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung, die durch elektrisch neutrale Photonen an elektrische Ladungen koppelt. Die Photonen sind masselos und tragen selbst keine elektrische Ladung. Ein Photon kann somit nicht an ein anderes Photon koppeln. Deshalb ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unbegrenzt.

Die QED und die Theorie der schwachen Wechselwirkung werden in der sogenannten *elektroschwachen Theorie* von Weinberg und Salam [1] vereinigt. Diese Theorie beinhaltet den Mechanismus der spontanen elektroschwachen Symmetriebrechung. Dabei wird das sogenannte *Higgs-Feld* mit vier Freiheitsgraden eingeführt. Drei dieser Freiheitsgrade werden genutzt, um die Massen der W^\pm - und Z^0 -Eichbosonen zu erklären. Der verbleibende Freiheitsgrad entspricht dem skalaren *Higgs-Teilchen*. Dieses Teilchen ist das einzige Teilchen des Standardmodells, das noch nicht experimentell nachgewiesen wurde. Am 4. Juli 2012 wurde jedoch die Entdeckung eines neuen Teilchens am Large Hadron Collider mit einer Masse von ca. 125 GeV bekannt gegeben [3], bei dem es sich nach neueren Erkenntnissen [4] um das Higgs-Teilchen des Standardmodells handeln könnte.

Der große Erfolg des Standardmodells liegt darin, dass es bis heute die Ergebnisse von Teilchenphysikexperimenten sehr präzise beschreibt. Allerdings gibt es Prozesse in der Natur, die nicht durch das Standardmodell beschrieben werden können. So lässt sich beispielsweise die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, bisher nicht in das Standardmodell integrieren. Weitere experimentelle Beobachtungen, wie beispielsweise die Existenz von *dunkler Materie*, die ebenfalls nicht durch das Standardmodell erklärt werden kann, führen zu der Formulierung von physikalischen Theorien, die über die Physik des Standardmodells hinausgehen. [1]

1.2. Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist ein Ringbeschleuniger, der für Kollisionen von Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV konzipiert wurde. Er ist am Europäischen Kernforschungszentrum *CERN* nahe Genf in dem unterirdischen Tunnel des ehemaligen *Large Electron-Positron Collider* (LEP) installiert. Der Tunnel misst im Umfang 26.7 km und liegt zwischen 45 m und 170 m unter der Erdoberfläche. In zwei Ringen werden in umgekehrter Richtung Protonenstrahlen beschleunigt, die an vier

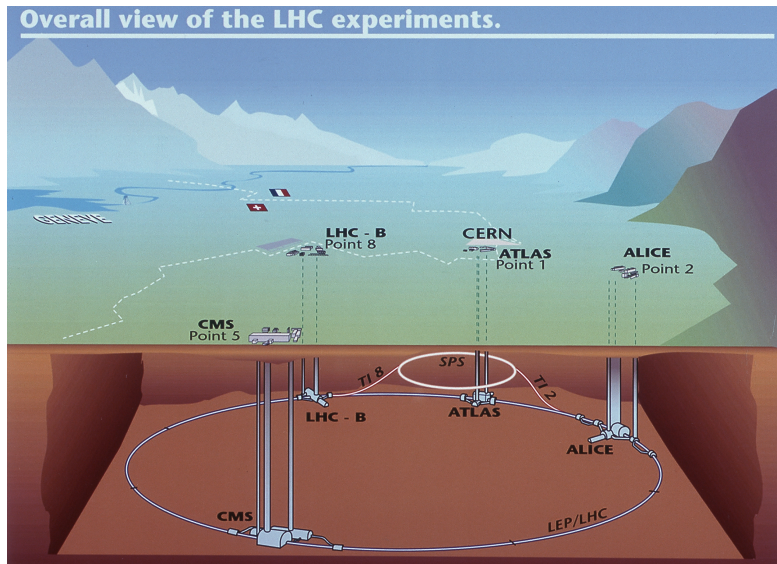


Abbildung 1.1.: Übersicht des LHC und der vier großen Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb [5].

Punkten zusammengeführt werden. An diesen vier Kollisionspunkten sind die großen Experimente des LHCs, ATLAS, CMS, ALICE und LHCb, stationiert.

Das *ALICE*-Experiment ist auf die Kollision von Schwerionen, die alternativ zu Protonen im LHC beschleunigt werden können, spezialisiert und wurde konzipiert, um das sogenannte *Quark-Gluon-Plasma* zu erforschen.

ATLAS und *CMS* sind zwei Vielzweckdetektoren, die in Proton-Proton-Kollisionen unter anderem nach dem Higgs-Boson und nach Anzeichen für neue Physik jenseits des Standardmodells, wie beispielsweise *Supersymmetrie* (SUSY), suchen.

Das *LHCb*-Experiment studiert den Zerfall seltener B-Mesonen und führt so Präzisionsmessungen zur CP-Verletzung durch.

Bevor die Protonen in die Beschleunigerringe des LHCs gelangen, werden sie in mehreren kleineren Beschleunigern, wie beispielsweise dem *Super Proton Synchrotron* (SPS), auf eine Energie von 450 GeV vorbeschleunigt. Anschließend werden sie in die beiden Strahlröhren des LHCs eingeführt und dort durch hochfrequente elektrische Wechselfelder beschleunigt. Ein Vielzahl von supraleitenden Magneten, die Feldstärken von bis zu ca. 8 T erzeugen, halten die Protonen dabei auf ihrer Bahn. Eine schematische Darstellung des LHC ist in Abbildung 1.1 zu sehen.

Die Design-Luminosität des LHC liegt bei $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Diese wird dadurch erreicht, dass jeder Protonenstrahl 2808 Protonenpakete beinhaltet, von denen jedes etwa 10^{11} Protonen enthält. Die Pakete sind in einem Abstand von 25 ns hintereinander angeordnet, sodass in den Regionen, in denen die beiden Strahle zusammengeführt werden, alle 25 ns eine Kreuzung von zwei Paketen stattfindet. Im Mittel treten dabei ca. 23 inelastische Proton-Proton-Stöße auf, bei denen bis zu tausend neue Teilchen entstehen. [5]

1.3. Der ATLAS-Detektor

Der 25 m hohe und 44 m lange ATLAS-Detektor ist ein Vielzweckdetektor, der schalenförmig vom Kollisionspunkt nach außen hin aufgebaut ist und den gesamten Winkelbereich senkrecht zur Strahlachse umfasst. Er lässt sich in drei Hauptdetektorkomponenten

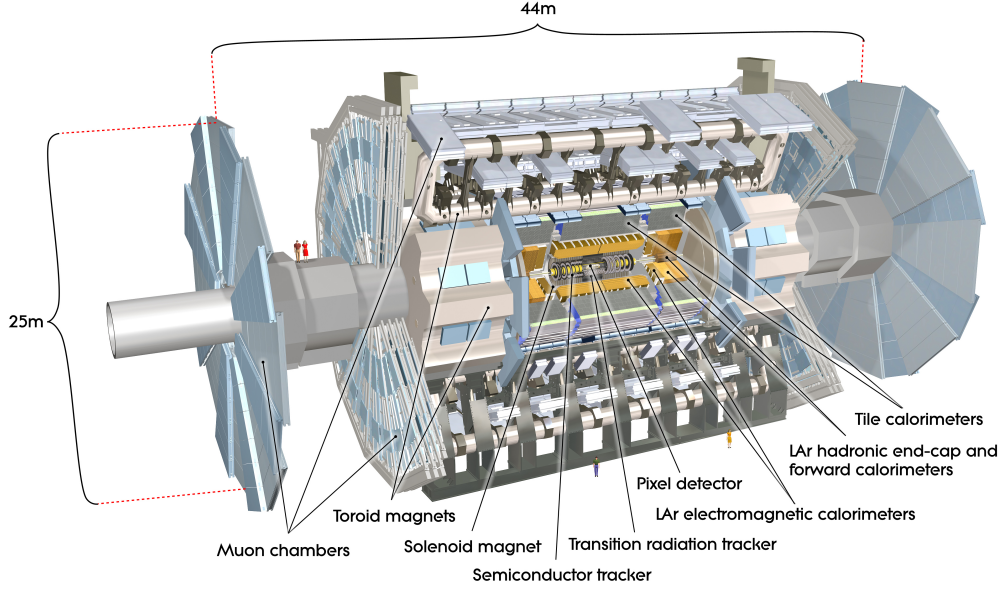


Abbildung 1.2.: Der ATLAS-Detektor mit seinen Hauptkomponenten: der innere Detektor, das Kalorimeter- und das Myon-System.

gliedern. Dem primären Wechselwirkungspunkt am nächsten ist der *innere Detektor*. Darauf folgen das *elektromagnetische* und *hadronische Kalorimeter* und schließlich das *Myonen-Detektorsystem* (Abbildung 1.2).

Um die Physik, die sich innerhalb des ATLAS-Detektors abspielt, beschreiben zu können, wird ein rechtshändiges Koordinaten System benutzt, dessen Ursprung mit dem primären Kollisionspunkt zusammenfällt. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung, die x-y Ebene, auch *Transversalebene* genannt, steht senkrecht zu dieser. Die x-Achse zeigt dabei zum Zentrum des LHC-Ringes, während die y-Achse nach oben zeigt. Der Polarwinkel θ bezeichnet den mit der z-Achse eingeschlossenen Winkel, der Winkel ϕ ist der Azimutwinkel in der x-y Ebene um die z-Achse. Wichtige Variablen sind neben diesen beiden Winkeln die Projektionen von Impuls und Energie auf die Transversalebene, d.h. der transversale Impuls p_T , die transversale Energie E_T , sowie die fehlende transversale Energie E_T^{miss} , die Pseudorapidity η

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.1)$$

und der Abstand ΔR

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}. \quad (1.2)$$

Der innere Detektor wurde entworfen, um die Trajektorien und Entstehungsorte von geladenen Teilchen zu rekonstruieren. Er befindet sich in einem zwei Tesla starken Magnetfeld, das von einem supraleitenden Solenoidmagneten erzeugt wird, und führt präzise Impulsmessungen anhand der Krümmung der Teilchenbahnen im Magnetfeld durch. Des Weiteren trägt er zur Identifikation der transmittierenden Elektronen bei. Der innere Detektor setzt sich aus drei Subdetektoren zusammen: dem Pixeldetektor (*Pixels*), dem Silizium-Streifen-Detektor (*SCT*) und dem Übergangsstrahlungsspurdetektor (*TRT*). Diese drei Komponenten sind in der genannten Reihenfolge von innen nach außen konzentrisch um die Strahlachse angeordnet (Abbildung 1.3). Die Teilchen-Trajektorien werden aus den Spurpunkten, die aus den Signalen der einzelnen Detektorzellen von

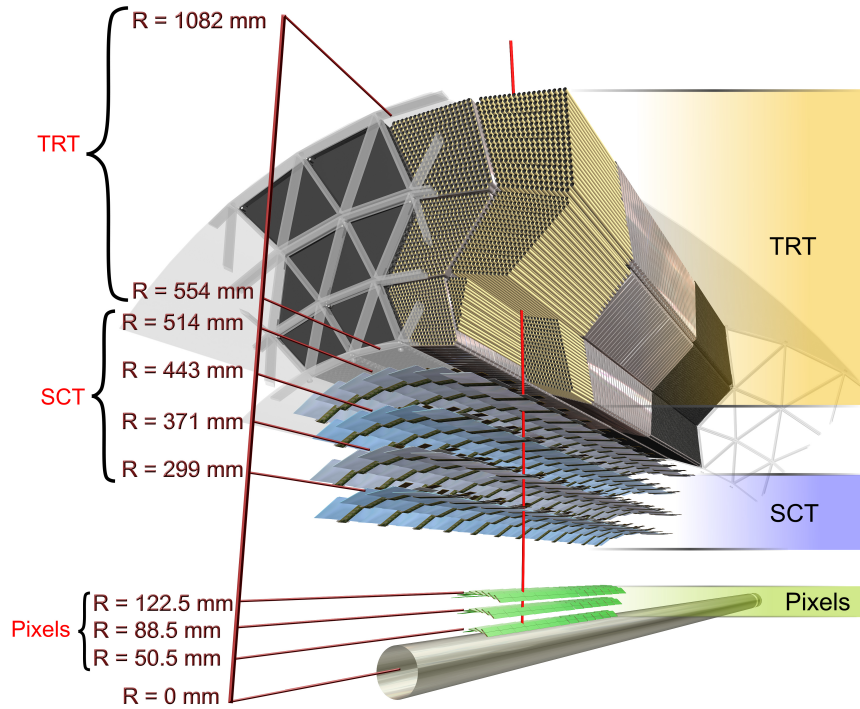


Abbildung 1.3.: Ein Ausschnitt der Komponenten des inneren Detektors: der Pixeldetektor (*Pixels*), der Silizium-Streifen-Detektor (*SCT*) und der Übergangsstrahlungsspurdetektor (*TRT*). [6]

Pixel-, Silizium-Streifen- und Übergangsstrahlungsspurdetektor resultieren, mit speziellen Algorithmen bestimmt. Vor allem die erste Schicht des Pixel-Detektors wird zudem zur Rekonstruktion der primären und sekundären Vertices verwendet. Der TRT besteht aus Driftröhren, die zum größten Teil mit Xenon-Gas gefüllt sind. Zwischen diesen Röhren befinden sich Schichten aus Polyethylen. Dort erzeugen hochrelativistische Elektronen Übergangsstrahlung im Röntgenbereich, die in den Driftröhren absorbiert werden. Dies wird zur verbesserten Identifikation von Elektronen verwendet.

Das Kalorimetersystem lässt sich in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter gliedern (Abbildung 1.4). Ersteres nutzt flüssiges Argon als aktives Detektor- und Blei mit einer Edelstahlbeschichtung als Absorbermaterial. Für das hadronische Kalorimeter werden in der zentralen Region ($|\eta| < 1.7$) Plastiksintillatoren als aktive Detektorkomponenten und Eisenplatten als Absorbermaterial verwendet. In den Endkappenregionen ($|\eta| > 1.5$) kommt Flüssig-Argon als aktives und Kupfer als passives Material zum Einsatz. Im Kalorimeter verlieren die transmittierenden Teilchen Energie durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial, wie beispielsweise durch Abstrahlung von Photonen (Bremsstrahlung). Durch solche Abstrahlungs- und anschließende Paarbildungsprozesse entstehen mehrere zusätzliche Teilchen, die weniger Energie als das Eingangsteilchen aufweisen. Diese bilden dann sogenannte elektromagnetische oder hadronische Schauer. Die Schauerteilchen erzeugen in den aktiven Detektorschichten des

Kalorimetersystems durch Ionisations- und Anregungsprozesse Signale, die proportional zur deponierten Energie des Ursprungsteilchens sind. Durch diese Signale kann die Energie des Primärteilchens bestimmt werden. Energiedepositionen von Elektronen und Photonen finden zu großen Teilen im elektromagnetischen Kalorimeter statt, während sich die Energiedepositionen von hadronischen Jets, sowie beispielsweise von hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen zu großen Teilen in das hadronische Kalorimeter erstrecken. Die Messung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} wird aus allen Energiedepositionen im Kalorimeter bestimmt.

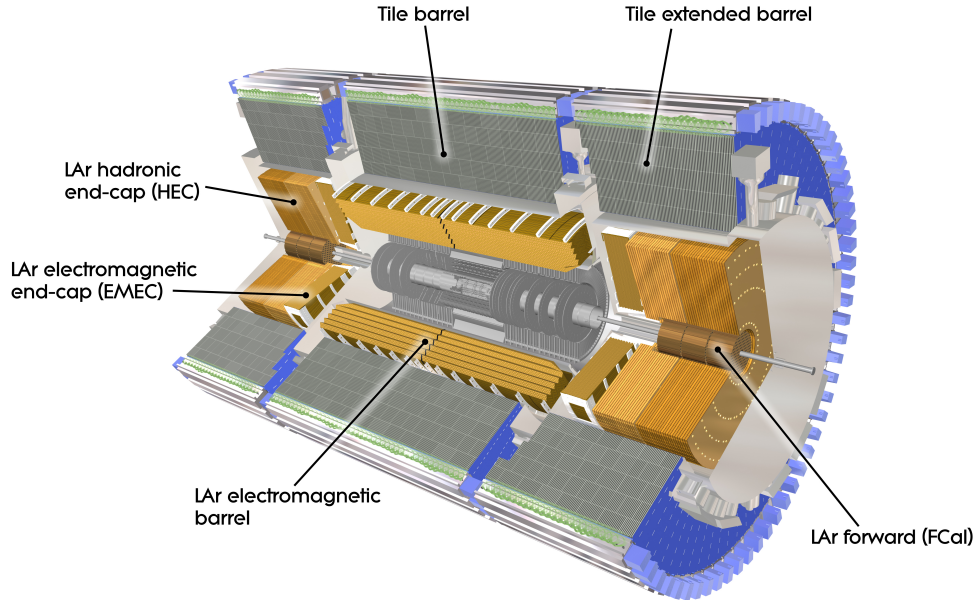


Abbildung 1.4.: Das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter in den verschiedenen Detektorregionen. [6]

Myonen sind minimal ionisierende Teilchen, die daher nur sehr wenig Energie im Kalorimeter deponieren. Im Gegensatz zu anderen Teilchen werden sie daher nicht im Kalorimeter gestoppt und können so in dem weiter außen gelegenen Myon-System (Abbildung 1.5) hinsichtlich Impuls und Ladung vermessen werden. Hierzu wird erneut die Ablenkung der elektrisch geladenen Teilchen in einem Magnetfeld, das von mehreren Toroidmagneten erzeugt wird, genutzt. Die Spuren der Myonen werden mit einem System aus hochpräzisen Spur- und Triggerkammern vermessen. Das Spurkammersystem besteht im Wesentlichen aus mehreren Lagen von unter Druck gesetzten, zylindrisch geformten Driftröhren, die mit einem Gasgemisch aus Argon und Kohlenstoffdioxid gefüllt sind. Bei den Triggerkammern handelt sich erneut um verschiedene Ausführungen von Driftkammern. In der zentralen Region werden beispielsweise Widerstandsplattenkammern eingesetzt. Die Orte, an denen die Myonen die Röhren passieren werden durch die Ionisation des Driftgases registriert. Die Signale der Spur- und Triggerkammern werden kombiniert und so die gekrümmte Bahn des Teilchens rekonstruiert. Daraus kann der transversale Impulsanteil der Myonen unabhängig von der Messung des inneren Detektors bestimmt werden.

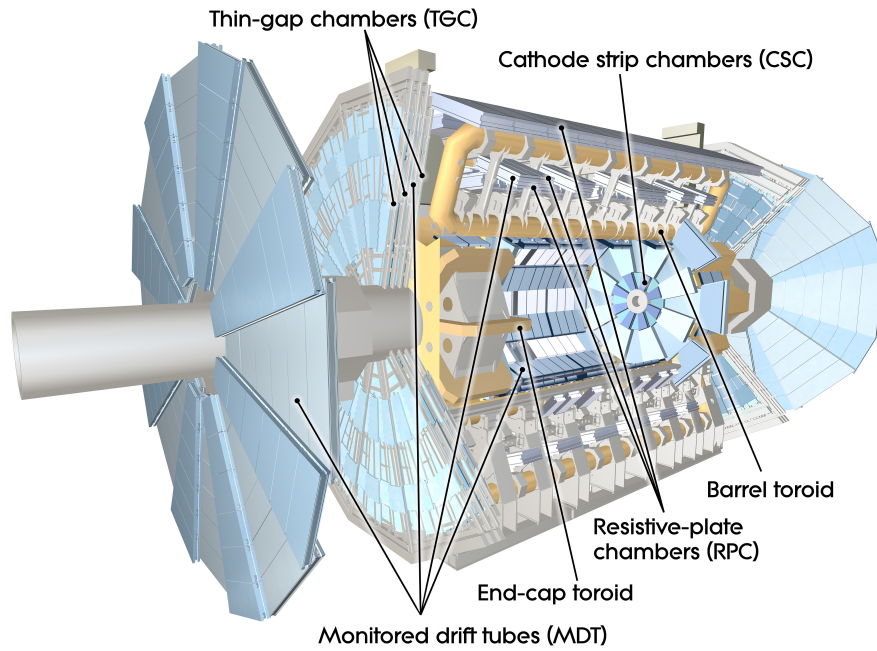


Abbildung 1.5.: Ein Ausschnitt aus dem Myon-System des ATLAS-Detektors. [6]

Das Triggersystem

Da die Rate der am LHC produzierten Ereignisse (eine Strahlkreuzung alle 25 ns bei voller Luminosität) zu hoch ausfällt, um alle Ereignisse zu speichern, muss das *ATLAS-Triggersystem* relevante Ereignisse anhand spezifischer Kriterien selektieren. Dieses System ist in drei Stufen eingeteilt: *Level-1* (L1), *Level-2* (L2) und *Event-Filter* (EF). Jede Stufe bezieht mehr Informationen des Ereignisses für die Triggerentscheidung mit ein. Ein Ereignis wird nur dann gespeichert, wenn es von allen drei Triggerstufen akzeptiert wurde.

Der L1-Trigger ist hardwarebasiert und ist sensitiv für Myonen, Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallende Tau-Leptonen sowie Jets, die eine transversale Energieschwelle überschreiten, und für große E_T^{miss} - und E_T -Werte. Er besteht wiederum aus zwei Komponenten: Der *L1-Myon-Trigger* verwendet die Triggerkammern des Myon-Systems, um Myonen mit hohem transversalen Impuls zu identifizieren, während der *L1-Kalorimeter-Trigger* die Information des Kalorimeters nutzt. Dabei wird aus Gründen der Zeiteffizienz nicht die volle Granularität des Kalorimeters verwendet. Die Detektorzellen in bestimmten $\eta \times \phi$ -Bereichen werden zu sogenannte *Trigger-Towers* zusammengefasst und die Signale aus den Zellen innerhalb eines Trigger-Towers addiert. Für jedes Ereignis definiert der *zentrale L1-Triggerprozessor* (CTP) eine oder mehrere *Regionen von besonderem Interesse* (RoIs), die hohe Energiedepositionen in $\eta \times \phi$ aufweisen und gibt diese Information an die höheren Triggerstufen weiter.

L2 bildet zusammen mit dem EF den sogenannten *High-Level-Trigger* (HLT). L2 nutzt die volle Granularität des Kalorimeters zusammen mit allen weiteren Detektorinformation wie z.B. der Spurrekonstruktion, allerdings nur innerhalb der RoIs. So können beispielsweise Elektronen und Photonen besser unterschieden werden. Zusätzlich zu Mindestenergieschwellen können weitere Anforderungen, wie eine bestimmte Anzahl von Spuren an die Kandidaten der verschiedenen Teilchentypen gestellt werden.

Passiert ein Ereignis auch die zweite Triggerstufe, wird es an die EF-Ebene weitergeleitet.

Dort werden Offline-Algorithmen verwendet, um das gesamte Ereignis zu rekonstruieren. Erfüllt das Ereignis auch die Anforderungen dieser Triggerstufe, so wird es letztlich zur späteren Datenanalyse gespeichert. Insgesamt wird durch dieses Triggersystem die Ereignisrate auf 200 Hz reduziert. [6]

1.4. Die Bedeutung der Tau-Leptonen für die Suche nach neuer Physik in Proton-Proton-Streuungen und deren Detektorsignatur

Die Tau-Leptonen sind aufgrund verschiedener Aspekte wichtig für die mit dem ATLAS-Detektor betriebene Suche nach physikalischen Prozessen, die über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik hinausgehen. Zum einen sind sie in Hintergrundprozessen aus dem Standardmodell involviert, wie zum Beispiel in folgenden Zerfallskanälen der W- und Z-Bosonen mit Tau-Leptonen in den Endzuständen: $W \rightarrow \tau \nu$, $Z \rightarrow \tau \tau$. Um eine adäquate Hintergrundbestimmung durchzuführen, müssen die Wirkungsquerschnitte solcher Hintergrundprozesse sehr genau vermessen werden. Zum anderen sind Prozesse jenseits des Standardmodells, aus beispielsweise supersymmetrischen Modellen, vorhergesagt worden, die Tau-Leptonen in den Endzuständen beinhalten. [7] stellt eine Analyse dar, die nach elektroschwacher Produktion von supersymmetrischen Teilchen sucht, die mindestens zwei hadronisch zerfallende Taus sowie fehlende transversale Energie E_T^{miss} von dem leichtesten supersymmetrischen Teilchen (LSP) im Endzustand aufweist. Dass die Tau-Leptonen ebenfalls für die Messung von Prozessen innerhalb des Standardmodells relevant sind, zeigt beispielsweise der Zerfall des erst im vergangenen Jahr nachgewiesenen Higgs Bosons in zwei Tau-Leptonen, $H \rightarrow \tau \tau$.

Das Tau-Lepton ist mit einer Masse von 1776.82 ± 0.16 MeV [8] das schwerste der bekannten Leptonen. Die Lebenszeit dieses Teilchen liegt bei $(290.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-15}$ Sekunden [8]. Dies bedeutet für das ATLAS-Experiment, dass die entstehenden Tau-Leptonen noch in der Strahlröhre zerfallen, bevor sie den Detektor erreichen. Somit müssen die Tau-Leptonen über ihre Zerfallsprodukte identifiziert werden. In ca. 65 % aller Fälle zerfällt das Tau-Lepton hadronisch, vorzugsweise in ein oder drei geladene und weitere ungeladene Pionen (95 % aller hadronischen Zerfälle [9]). Tau-Leptonen, die in ein bzw. in drei geladene Teilchen zerfallen, werden im Weiteren mit *1-Prong-Taus* bzw. mit *3-Prong-Taus* bezeichnet. Die Detektorsignatur der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen enthält aufgrund dieser Zerfallsstruktur hauptsächlich ein oder drei Spuren geladener Teilchen, sowie stark gebündelte Energiedepositionen in dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Diese Signatur ähnelt stark jener eines QCD-Jets, was eine genaue Unterscheidung der Tau-Leptonen von Jets durch Tau-Trigger und Tau-Identifikationsalgorithmen nötig macht. Der seltenere elektronische und myonische Zerfallskanal der Tau-Leptonen wird über das entstehende Elektron bzw. Myon identifiziert. [10]

1.5. Der $Z \rightarrow \tau \tau$ -Zerfall

Der $Z \rightarrow \tau \tau$ -Zerfall (Abbildung 1.6) ist als Standardmodellprozess mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt am LHC ein wichtiger Prozess für Tau-Performance-Studien. Dieser Prozess wird unter anderem genutzt, um Variablen zu untersuchen, die relevant für die Identifikation von hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen sind. [10]

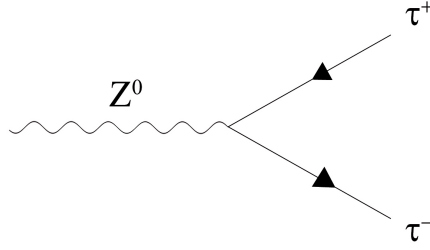


Abbildung 1.6.: Der Zerfall des Z-Bosons in ein Tau-Lepton (τ^-) und ein Antitau-Lepton (τ^+).

In der vorliegenden Arbeit wird der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall für Monte-Carlo-Studien von Tau-Simulation und Tau-Triggern genutzt. In der Triggerstudie werden die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle verwendet, in denen das eine Tau myonisch und das andere Tau hadronisch zerfällt ($Z \rightarrow \tau_\mu \tau_h$). Die meisten Hintergründe für diesen Zerfallskanal in einer Datenanalyse beinhalten ein echtes Lepton zusammen mit einem Quark- oder Gluon-Jet, der fälschlicherweise als hadronisch zerfallendes Tau-Lepton identifiziert wird. Der Einfluss des QCD-Multijethintergrund kann durch Isolationskriterien für das Lepton reduziert werden. Weitere Hintergründe stellen der Zerfall eines γ^*/Z -Bosons in ein Paar von Elektronen oder Myonen und die W +Jet Produktion dar.

Aufgrund der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung koppelt das Z-Boson bevorzugt an linkshändige Tau-Leptonen bzw. rechtshändige Antitau-Leptonen. Deshalb sind die Tau-Leptonen, die aus diesem Zerfall stammen, polarisiert: Es entstehen mehr linkshändige (rechtshändige) Tau- (Antitau-) Leptonen. [10]

1.6. Motivation der folgenden Studien

In der ATLAS-Analyse zur Suche nach Supersymmetrie mit mindestens zwei hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen ([7]) wird der größte irreduzible Untergrund aus Diboson-Prozessen (WW -, WZ und ZZ -Produktion) direkt aus Monte-Carlo-Simulationen durch den Generator *Sherpa* bestimmt. Um zu überprüfen, dass dieser Monte-Carlo-Generator über eine korrekte Simulation der Tau-Leptonen verfügt, wird die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation von Sherpa mit der Tau-Simulation von zwei weiteren Generatoren, *Alpgen* und *Pythia 8*, in Kapitel 2 verglichen. Zudem wurden *Trigger-Skalierungsfaktoren* in der Diboson-Untergrundbestimmung verwendet, die Unterschiede in der Triggereffizienz zwischen Monte-Carlo-Simulation und Daten korrigieren. Diese Faktoren wurden von der *ATLAS Tau Combined Performance Gruppe* anhand des $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_h$ -Zerfalls bestimmt. Da diese Studie mit dem Monte-Carlo-Generator Alpgen durchgeführt wurde und für die Diboson-Untergrundbestimmung jedoch Sherpa genutzt wird, untersucht die Triggerstudie in Kapitel 3, ob es zu einer Generatorabhängigkeit in der Triggereffizienz und so auch in den Trigger-Skalierungsfaktoren gibt. Zum anderen wird geprüft, ob diese Faktoren auch für Diboson-Prozesse genutzt werden können, d.h. ob die Triggereffizienzen in Diboson-Prozessen den im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall bestimmten entsprechen.

2. Komparative Studie zur Tau-Simulation von Monte-Carlo-Generatoren anhand des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls

2.1. Bedeutung der Monte-Carlo-Generatoren

Monte-Carlo-Generatoren sind aufgrund der vielseitigen Verwendung für das ATLAS-Experiment unverzichtbar. Sie simulieren in verschiedenen Schritten Ereignisse von Proton-Proton-Kollisionen bei der Schwerpunktsenergie des LHC: Zunächst wird die *harte Wechselwirkung* zweier Partonen störungstheoretisch bis zu einer festen Ordnung berechnet. Hinzu kommt eine Simulation des *Partonschauers*, die beschreibt, was mit den ein- und ausgehenden Quarks, Gluonen und Leptonen geschieht. Bei der Simulation des Partonschauers ist die Abstrahlung von Gluonen der dominante Prozess. Die *Hadronisierung* beschreibt die Bildung von Hadronen aus den Quarks und Gluonen. Neben der Bremsstrahlung durch abgestrahlte Photonen müssen ebenfalls sekundäre, niederenergetische Stöße der restlichen Partonen aus den beiden Protonen (*underlying event*) berücksichtigt werden. Abschließend werden die Zerfälle der entstandenen, instabilen Teilchen simuliert. Um einen Vergleich mit Daten aus dem ATLAS-Experiment durchzuführen, muss eine *Detektorsimulation* nachbilden, wie das simulierte Ereignis im ATLAS-Detektor aussehen würde.

Die Ereignissimulationen der Monte-Carlo-Generatoren werden beispielsweise für theoretische Vorhersagen, Untergrundabschätzungen, Effizienzbestimmungen und Detektorstudien verwendet. Je nach theoretischer Grundlage können dabei Unterschiede zwischen den Generatoren auftreten. So ist beispielsweise der Endzustand der harten Wechselwirkung von der Ordnung, in der dieser beschrieben wird, und der Wahl des Modells, das die Partonverteilung innerhalb des Protons beschreibt (*PDF*), abhängig. [11]

2.2. Technische Umsetzung und Herausforderung

Die vorliegende Generatorstudie untersucht die Simulation der Tau-Leptonen anhand von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensätzen, die von drei verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren (Sherpa [12], AlpGen [13] und Pythia 8 [14]) stammen. Die Analyse findet auf *MC-Truth-Level* statt. Das bedeutet, dass die Informationen aus der Simulation auf Teilchen-Ebene, vor der Detektorsimulation, verwendet werden. Wie die einzelnen Informationen auf dieser Ebene bereitgestellt werden, ist von Generator zu Generator unterschiedlich. Jedes Teilchen hat eine Identifikationsnummer (*PdgId*), die beschreibt, was für ein Teilchen vorliegt. Diese *PdgIds* folgen Konventionen der *Particle Data Group* (PDG) und sind daher für die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren gleich. Die Information, aus welchem Prozess das Teilchen stammt, ist jedoch bereits unterschiedlich aufbereitet. Es ist insbesondere interessant, die Teilchen, die an der harten Wechselwirkung beteiligt sind, zu identifizieren. Beispielsweise ist es für die Analyse notwendig, die Tau-Leptonen aus dem Zerfall des Z -Bosons von den Tau-Leptonen, die aus dem Zerfall schwerer Mesonen stammen, zu

unterscheiden. In Sherpa und auch in Alpgen ist diese Information über die *Status*-Variable leicht zugänglich. In Sherpa haben die Teilchen, die an der harten Wechselwirkung beteiligt sind, den Status 3. In Alpgen weisen die von der primären Wechselwirkung ausgehenden Teilchen den Status 123 oder 124 auf. In Pythia haben die ausgehenden Teilchen der primären Wechselwirkung keinen eigenen Status. Hier muss diese Information daher über die Zerfallskette der Teilchen nachvollzogen werden.

Um die Zerfälle zu rekonstruieren, sind die Mutter- und Tochterteilchen in den *parent*- und *child*-Variablen gespeichert. Um in Pythia die Tau-Leptonen aus der harten Wechselwirkung zu identifizieren, wird ein bestimmter Status gefordert (2 oder 10902) und zusätzlich muss das Tau-Lepton als Mutterteilchen das Z-Boson der primären Wechselwirkung aufweisen. Im Allgemeinen ist das Nachvollziehen der Zerfallsketten jedoch mit weiteren Komplikationen verbunden. Zwar kann auf die Mutter- und Tochterteilchen zugegriffen werden, allerdings stimmen diese nicht immer mit den physikalischen Mutter- und Tochterteilchen der Zerfallskette überein. Aus Gründen, die wahrscheinlich mit den internen Prozessen der Simulation zusammenhängen, werden Teilchen als Mutter oder Tochter gespeichert, die nicht in den Zerfall des betrachteten Teilchens involviert sind. Andererseits werden wahrscheinlich aus ähnlichen Gründen Mutter- oder Tochterteilchen dupliziert. In Alpgen sind die Zerfallsketten im Prinzip nachvollziehbar vorhanden, allerdings ist in einigen Fällen die Zerfallskette teilweise unterbrochen, sodass Tochterteilchen existieren, die keine Mutterteilchen aufweisen und ebenso Mutterteilchen, die zerfallen, aber keine Tochterteilchen haben. In einem Alpgen-Datensatz fehlen zudem bei sehr wenigen Ereignissen ($< 0.01\%$) die Tau-Leptonen aus der harten Wechselwirkung, was es unmöglich macht, die weitere Zerfallskette zu rekonstruieren. Ereignisse mit solch bruchstückhaften Informationen werden von der Analyse ausgeschlossen.

Erschwerend kommt hinzu, dass nicht alle Werte der Status-Variable eine physikalische Bedeutung haben. So wechseln die Tau-Leptonen aus der harten Wechselwirkung in der Sherpa- und der Alpgen-Simulation beispielsweise mehrfach ihren Status, bevor sie zerfallen. Unter anderem nehmen die Tau-Leptonen in Sherpa den Status 11 an, der keine physikalische Bedeutung hat, sondern aus internen, unbekannten Gründen der Simulation existiert. Dabei werden die Tau-Leptonen mehrfach dupliziert, was das Verfolgen der Zerfallskette von der primären Wechselwirkung zum Tau-Zerfall in Sherpa erheblich erschwert. Aufgrund dieser Komplikationen wird teilweise davon abgesehen, die Zerfallsketten zu rekonstruieren. Um beispielsweise die Tau-Leptonen von der harten Wechselwirkung in ihrem letzten Status vor ihrem eigenen Zerfall in der Sherpa-Simulation zu selektieren, werden stattdessen die Tau-Leptonen im Status 2 oder 10902 ausgewählt, die als Mutterteilchen ein Tau-Lepton im Status 11 aufweisen. In Alpgen werden ebenfalls aufgrund der bruchstückhaften Zerfallskette die Informationen der Mutter- und Tochterteilchen für diese Tau-Selektion nicht verwendet. Hier wird ausgenutzt, dass die Tau-Leptonen vor ihren Zerfällen den Status 195 haben und in dem Vektor, der die PdgIds enthält, direkt nach den Tau-Leptonen im ersten Status (123 oder 124) nach dem Z-Boson-Zerfall aufgelistet sind.

Ein weiterer Unterschied zwischen den Generatoren ist, dass Sherpa im Gegensatz zu den beiden anderen Generatoren nur die ein- und ausgehenden Teilchen, nicht aber die Teilchen in den Zwischenzuständen, wie das Z-Boson, speichert.

Diese Unterschiede in der Informationsaufbereitung erfordern die individuelle Anpassung der Analyse auf die drei Monte-Carlo-Generatoren. Dies betrifft unter anderem die Auswahlkriterien der unterschiedlichen Teilchen, die Verwendung der Status-Variable sowie die Rekonstruktion von Teilchenzerfällen.

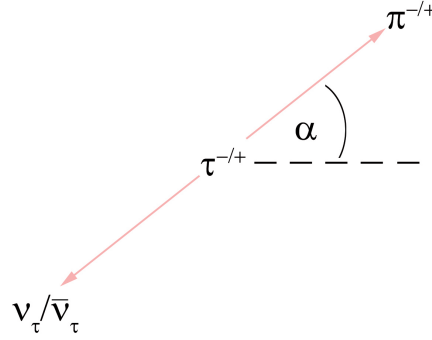


Abbildung 2.1.: Der Winkel α im $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ bzw. im $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$ Zerfallskanal zwischen der Bewegungsrichtung des geladenen Pions im Ruhesystem des Taus und der Bewegungsrichtung des Taus im Laborsystem (gestrichelte Linie).

2.3. Vergleich von Sherpa, Alpgen und Pythia 8

2.3.1. Tau-Polarisation

Für die Tau-Polarisation sensitive Variablen

Die Tau-Leptonen, die aus dem schwachen Zerfall des Z-Bosons stammen, sind aufgrund der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung polarisiert. Um die Simulation der Tau-Polarisation zu untersuchen und zwischen mehreren Monte-Carlo-Generatoren zu vergleichen, wird zum einen die $\cos(\alpha)$ -Verteilung im $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ bzw. im $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$ Zerfallskanal und zum anderen die Energieverteilung E' zwischen dem geladenen und dem ungeladenen Pion im ρ -Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$ bzw. $\tau^+ \rightarrow \rho^+ + \bar{\nu}_\tau \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \bar{\nu}_\tau$ verwendet.

Der Winkel α ist der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Pions im Ruhesystem des Tau-Leptons und der Bewegungsrichtung des Tau-Leptons im Laborsystem (Abbildung 2.1). Die beiden Tau-Leptonen, die aus dem Z-Boson-Zerfall stammen, müssen aufgrund der Impuls- und der Drehimpulserhaltung unterschiedliche Helizitäten aufweisen. Wird nun berücksichtigt, dass es fast nur linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Antineutrinos gibt, ergeben sich die in Abbildung 2.2 dargestellten Konstellationen für die Spins und die Bewegungsrichtungen der beteiligten Teilchen. Für den Fall eines rechtshändigen Antitaus und eines linkshändigen Taus gilt: $\alpha = 180^\circ$. Dies ist in der Abbildung 2.2 (a) dadurch zu erkennen, dass die Bewegungsrichtungen der Taus und der Pionen entgegengesetzt sind. Entstehen hingegen ein linkshändiges Antitau und ein rechtshändiges Tau, so liegt der Winkel α bei 0° . Die Taus und die Pionen bewegen sich also in Abbildung 2.2 (b) in die gleiche Richtung fort. Durch die Paritätsverletzung koppelt das Z-Boson bevorzugt an linkshändige Leptonen bzw. rechtshändige Antileptonen. Deshalb ist der erstgenannte Fall, bei dem $\alpha = 180^\circ$ ist, in der Natur häufiger realisiert. Für die $\cos(\alpha)$ -Verteilung bedeutet dies, dass bei $\cos(\alpha) = -1$ mehr Ereignisse erwartet werden als bei $\cos(\alpha) = 1$.

Die zweite Variable, E' , wird für den oben genannten Zerfallskanal betrachtet, der ein ρ -Vektormeson involviert. Dieses kann transversal (Helizität $h = -1$), oder longitudinal ($h = 0$) polarisiert sein. Aufgrund der Drehimpulserhaltung und der Tatsache, dass die entstandenen Tau-Leptonen stark geboostet sind, sind ρ -Mesonen, die aus dem Zerfall eines linkshändigen (rechtshändigen) Tau-Leptons stammen, überwiegend transversal (longitudinal) polarisiert. Betrachtet man den Winkel ψ , der das Äquivalent zu dem Winkel α im ρ -Zerfall darstellt, so stellt man fest, dass für transversal polarisierte

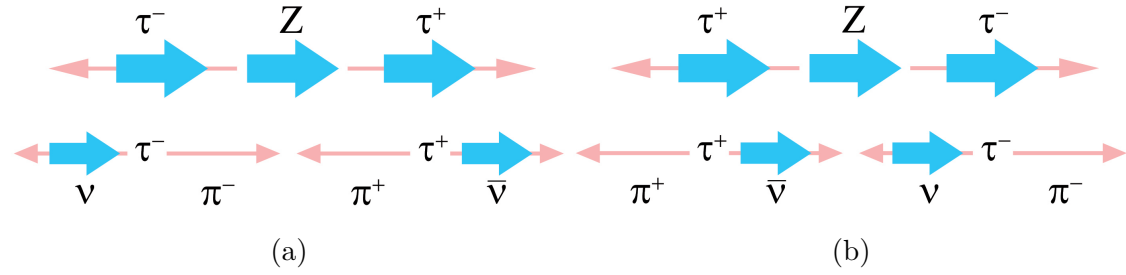


Abbildung 2.2.: Aus der Impuls- und Drehimpulserhaltung resultierende Konstellation der Spins (blaue Pfeile) und Bewegungsrichtungen (rote Pfeile) - (a): für ein rechtshändiges Antitau und ein linkshändiges Tau ($\alpha = 180^\circ$), (b): für ein linkshändiges Antitau und ein rechtshändiges Tau ($\alpha = 0^\circ$).

ρ -Mesonen dieser Winkel bevorzugt 90° und für longitudinal polarisierte ρ -Mesonen bevorzugt 0° oder 180° beträgt [15]. Die oben genannte Energieverteilung zwischen dem geladenen und dem ungeladenen Pion ist definiert als

$$E' = \frac{E_{\pi^\pm} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0}}. \quad (2.1)$$

Dabei ist E_{π^\pm} die Energie des geladenen und E_{π^0} die Energie des ungeladenen Pions im Laborsystem. Diese Energieverteilung ist sensitiv für die Tau-Polarisation, weil sie im relativistischen Grenzwert proportional zu $\cos(\psi)$ ist [15]. Letztendlich entscheidet die Polarisation des ρ -Mesons und somit auch die Polarisation des Tau-Leptons also darüber, wie die Energie zwischen den beiden Pionen aufgeteilt wird. Für linkshändige Tau-Leptonen wird die Energie bevorzugt gleichermaßen zwischen den beiden Pionen des ρ -Zerfalls aufgeteilt, während die Energieaufteilung für rechtshändige Tau-Leptonen eher einseitig ausfällt.

Verteilungen zum Vergleich der Tau-Polarisation

Für den Vergleich der Tau-Polarisation werden die Tau-Leptonen verwendet, die aus der primären Wechselwirkung, dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall, stammen (siehe Kapitel 2.2). Sherpa und Pythia 8 simulieren dabei den Tau-Zerfall selbstständig, während die Simulation des Tau-Zerfalls bei Alpgen durch Tauola [16] durchgeführt wird. Die $\cos(\alpha)$ -Verteilung ist in Abbildung 2.3 für alle drei Monte-Carlo-Generatoren dargestellt. Wie erwartet, zeigt die Verteilung mehr Ereignisse bei $\cos(\alpha) = -1$ als bei $\cos(\alpha) = 1$. Dazwischen ist ein linearer Abfall zu beobachten. Alle drei Generatoren modellieren also die Tau-Polarisation. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der Verteilung von Alpgen zu Sherpa bzw. zu Pythia 8 dargestellt. Dort ist zu sehen, dass die Abweichung von Alpgen zu Sherpa oder zu Pythia sich weitestgehend im Bereich zwischen 1 % und 2 % bewegt. Bei wenigen $\cos(\alpha)$ -Werten ist eine Abweichung von bis zu 5 % zu erkennen. Insgesamt liegt hier also eine gute Übereinstimmung der drei Generatoren vor.

Die E' -Verteilung ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Die Form der Verteilung ergibt sich aus einer Überlagerung der transversal polarisierten ρ -Mesonen, die bevorzugt Ereignisse bei $E' = 0$ aufweisen, und der longitudinal polarisierten ρ -Mesonen, die mehr Einträge bei höheren $|E'|$ -Werten haben. Auch hier ist die Abweichung der Generatoren untereinander als gering einzuschätzen. Das Verhältnis der E' -Werte von Alpgen zu den anderen beiden Generatoren, das im unteren Teil der Abbildung zu sehen ist, liegt für fast alle E' -Werte in einem Bereich von 3 % um eins.

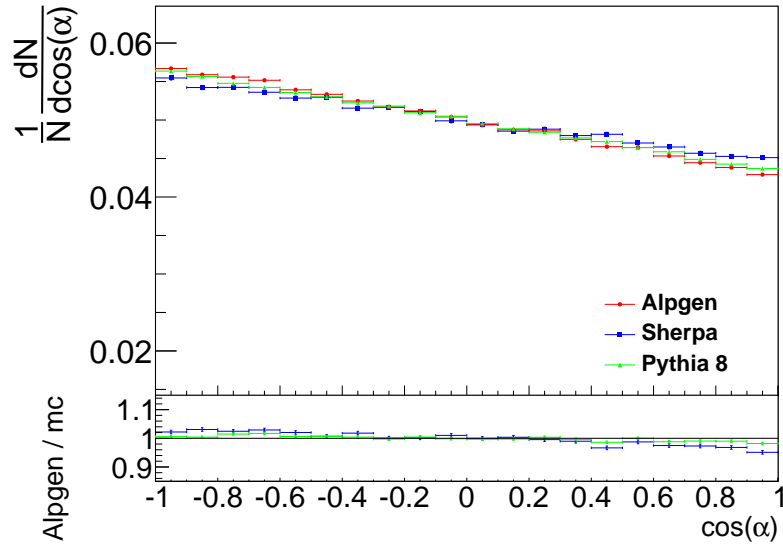


Abbildung 2.3.: Die auf die Fläche normierte $\cos(\alpha)$ -Verteilung für Sherpa, Alpgen und Pythia 8 aus dem $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ bzw. $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$ Zerfallskanal. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zur Sherpa-Verteilung (blau) bzw. zur Pythia-Verteilung (grün) gezeigt.

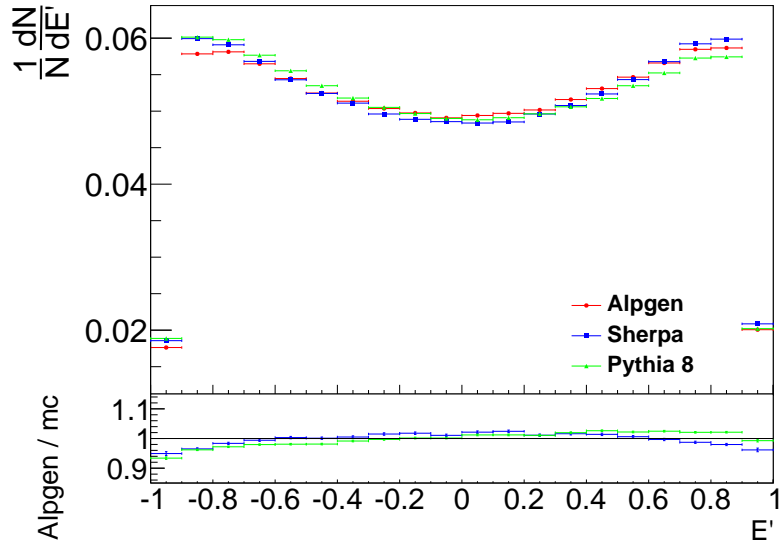


Abbildung 2.4.: Die auf die Fläche normierte E' -Verteilung für die Sherpa-, Alpgen- und Pythia-Simulation des $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$ bzw. des $\tau^+ \rightarrow \rho^+ + \bar{\nu}_\tau \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \bar{\nu}_\tau$ Zerfallskanals. Die untere Verteilung stellt das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zur Sherpa- (blau) bzw. Pythia-Verteilung (grün) dar.

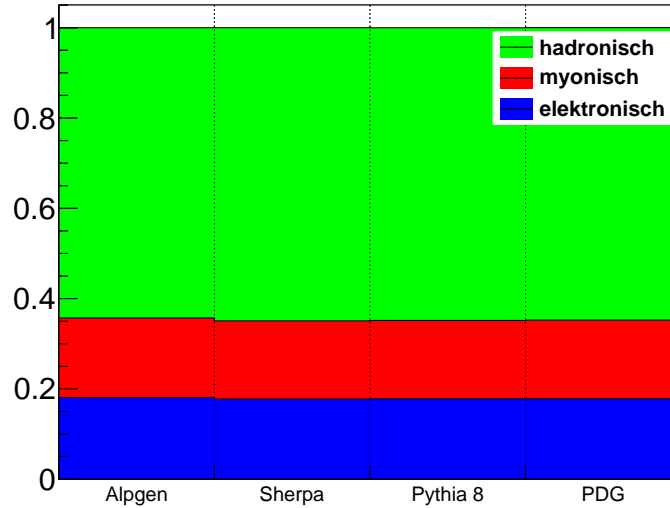


Abbildung 2.5.: Die Wahrscheinlichkeiten aus der Sherpa-, Algen- und Pythia- $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation für den elektronischen, den myonischen und den hadronischen Zerfallskanal der Tau-Leptonen zusammen mit den entsprechenden PDG-Werten [8] aus dem Jahr 2012.

Aus der guten Übereinstimmung der beiden für die Tau-Polarisation sensitiven Verteilungen kann geschlossen werden, dass alle drei Generatoren die Tau-Polarisation in ähnlicher Weise simulieren. Die erkennbaren Abweichungen sollten bei Monte-Carlo-Studien, die Tau-Leptonen involvieren, zu keinen größeren Differenzen in Verteilungen anderer Größen führen.

2.3.2. Tau-Zerfall

Um die Simulation des Tau-Zerfalls zwischen den Generatoren zu vergleichen, werden die Wahrscheinlichkeiten für bestimmte Tau-Zerfälle aus den Simulationen bestimmt. Es werden hierfür alle Tau-Leptonen aus der Simulation verwendet. Zunächst wird der Tau-Zerfall in drei Kanäle eingeteilt: den elektronischen, den myonischen und den hadronischen Zerfallskanal. Abbildung 2.5 stellt die gemessenen Wahrscheinlichkeiten für diese Zerfallskanäle graphisch dar. Für alle drei Monte-Carlo-Generatoren findet sich, dass etwa 65 % aller Tau-Leptonen hadronisch zerfallen. Der elektronische Zerfallskanal weist einen Anteil von ca. 17.8 % und der myonische von ca. 17.4 % auf. Die Abbildung zeigt des Weiteren die Zerfallswahrscheinlichkeiten, die von der PDG [8] aus dem Jahr 2012 stammen. Es ist ersichtlich, dass die gemessenen Zerfallswahrscheinlichkeiten unter den Generatoren und auch im Vergleich zu den PDG-Werten wie erwartet eine große Ähnlichkeit aufweisen.

Die genauen Zerfallswahrscheinlichkeiten und deren Fehler sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit $P(X)$ eines Zerfalls ergibt sich aus der Anzahl X , die angibt, wie oft der betrachtete Zerfall in der Simulation aufgetreten ist, dividiert durch die Gesamtanzahl N aller Tau-Zerfälle:

$$P(X) = \frac{X}{N}. \quad (2.2)$$

Die Fehler der Zerfallswahrscheinlichkeiten werden durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung

Zerfallskanal	AlpGen [%]	Sherpa [%]	Pythia 8 [%]	PDG [%]
elektronisch	18.10 ± 0.02	17.77 ± 0.02	17.82 ± 0.01	17.83 ± 0.04
myonisch	17.61 ± 0.02	17.28 ± 0.02	17.35 ± 0.01	17.41 ± 0.04
hadronisch	64.29 ± 0.03	64.95 ± 0.04	64.83 ± 0.02	64.78 ± 0.12

Tabelle 2.1.: Die genauen Zerfallswahrscheinlichkeiten für den elektronischen, den myonischen und den hadronischen Zerfallskanal des Tau-Leptons, bestimmt aus der Sherpa-, AlpGen- und Pythia- $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation. Die PDG-Werte [8] stammen aus dem Jahr 2012.

der statistischen Fehler von X und N berechnet:

$$\Delta P(X) = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \cdot \Delta X\right)^2 + \left(\frac{X}{N^2} \cdot \Delta N\right)^2}. \quad (2.3)$$

Dabei gilt für die statistischen Fehler $\Delta X = \sqrt{X}$ sowie $\Delta N = \sqrt{N}$. Die Werte aus Tabelle 2.1 zeigen, dass es geringe Unterschiede von weniger als 0.7 % zwischen den Generatoren gibt. Eine mögliche Erklärung für die geringen Unterschiede in den Zerfallssimulationen könnte darin liegen, dass die Simulationen zu unterschiedlichen Zeiten erstellt wurden. Deshalb wurden möglicherweise verschiedene PDG-Werte als Vorgabewerte für die Simulation verwendet. Dies würde die Unterschiede erklären.

Da der hadronische Zerfall mit ca. 65 % den größten Anteil der Tau-Zerfälle ausmacht, wird dieser genauer untersucht. Dazu wird er in 1-Prong-, 3-Prong-, und 5-Prong-Zerfälle unterteilt. Dafür werden alle Taus aus der Simulation in dem Status vor ihrem Zerfall selektiert. Der Tau-Zerfall wird dann anhand der child-Variable nachvollzogen. Diese Rekonstruktion muss allerdings über mehrere Generationen durchgeführt werden, da die Generatoren teilweise Teilchen in den Zwischenzuständen speichern. So kann das Tau-Lepton beispielsweise in der ersten Tochtergeneration ein ρ -Meson und ein Tau-Neutrino aufweisen. Dann müsste auch die zweite Generation betrachtet werden, um zu prüfen in wie viele geladene Teilchen das ρ -Meson zerfällt. Die Tochterteilchen werden mithilfe der PdgId-Nummern identifiziert. Nach der Identifikation wird die Anzahl der geladenen Teilchen in den Endzuständen bestimmt. Die geladenen Teilchen im Tau-Zerfall sind dabei Pionen oder Kaonen. Bei der anschließenden Zuordnung in die Kategorien 1-Prong, 3-Prong und 5-Prong spielt nur die Summe der geladenen Pionen und Kaonen, nicht aber die Anzahl der ungeladenen Tochterteilchen eine Rolle. Die gemessenen Zerfallswahrscheinlichkeiten für diese Aufteilung des hadronischen Zerfalls sind in Abbildung 2.6 dargestellt. Es ist erneut eine gute Übereinstimmung der Wahrscheinlichkeiten zwischen den verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren und den PDG-Werten zu sehen. Etwa 50 % aller Zerfälle sind hadronische Zerfälle mit einem geladenen Teilchen im Endzustand. 3-Prong-Zerfälle haben einen Anteil von ca. 15 %, während die 5-Prong-Zerfälle nur noch ungefähr 0.1 % aller Zerfälle ausmachen.

Die Tabelle 2.2 zeigt die genauen Wahrscheinlichkeiten für die hadronischen Zerfallskanäle der Tau-Leptonen und deren statistische Fehler. Wieder sind lediglich Differenzen von weniger als 1 % zu erkennen, die ebenfalls aus dem oben genannten Grund resultieren könnten.

Insgesamt wird der Tau-Zerfall von den drei Monte-Carlo-Generatoren daher sehr ähnlich hinsichtlich der Verzweungsverhältnisse simuliert. Der Vergleich mit den PDG-Werten zeigt zusätzlich, dass die Wahrscheinlichkeiten der betrachteten Zerfallskanäle korrekt von den Monte-Carlo-Generatoren simuliert werden. Die auftretenden, sehr

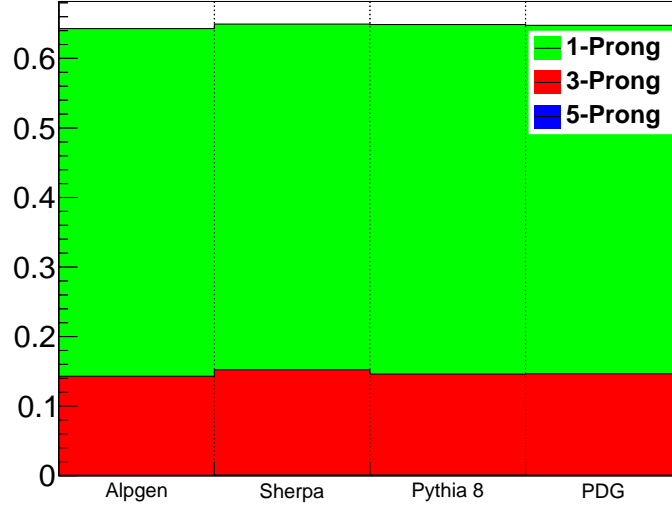


Abbildung 2.6.: Aufteilung des hadronischen Zerfalls, mit einem Gesamtanteil von ca 65 %, in 1-Prong, 3-Prong und 5-Prong-Zerfälle für Sherpa, Alpgen und Pythia 8, sowie die PDG-Vergleichswerte [8].

Zerfallskanal	Alpgen [%]	Sherpa [%]	Pythia 8 [%]	PDG [%]
1-Prong	49.99 ± 0.03	49.74 ± 0.04	50.26 ± 0.02	50.11 ± 0.09
3-Prong	14.23 ± 0.01	15.11 ± 0.02	14.51 ± 0.01	14.57 ± 0.07
5-Prong	0.07 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.10 ± 0.01

Tabelle 2.2.: Die genauen Wahrscheinlichkeiten für den 1-Prong-, 3-Prong- und 5-Prong-Zerfall der Tau-Leptonen in der Sherpa-, Alpgen- und Pythia-Simulation. Die letzte Spalte enthält die PDG-Werte [8].

geringen Abweichungen sind als vernachlässigbar einzuschätzen.

2.3.3. Kinematische Aspekte der Tau-Simulation

In diesem Kapitel wird die Tau-Simulation der drei Monte-Carlo-Generatoren Sherpa, Alpgen und Pythia 8 anhand der p_T - und η -Verteilungen der Tau-Leptonen verglichen. Hierzu werden die Tau-Leptonen, die aus dem Z-Boson-Zerfall kommen, in dem Status direkt vor ihrem eigenen Zerfall (siehe Kapitel 2.2) selektiert, um sicherzugehen, dass eventuelle Abstrahlungen von Photonen bei allen Generatoren bereits stattgefunden haben. Um eine Vergleichbarkeit der Generatoren herzustellen, werden die Bedingungen, die ein Generator an die Tau-Leptonen auf MC-Truth-Level stellt auch bei den anderen Generatoren angewendet: Die invariante Masse der beiden Tau-Leptonen, die vom Zerfall des Z-Bosons stammen, muss überhalb von 60 GeV liegen. Für beide Tau-Leptonen wird außerdem $p_T > 20$ GeV gefordert.

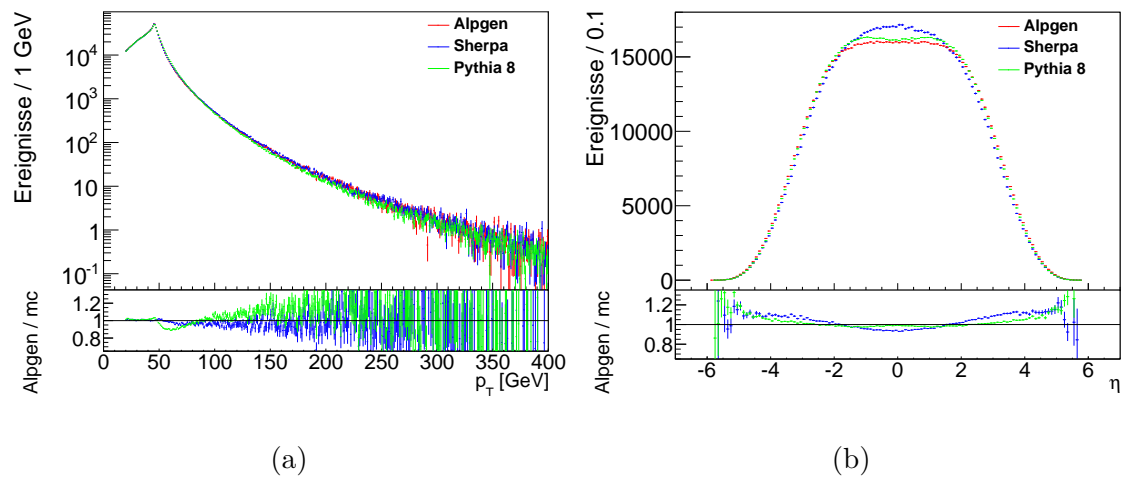


Abbildung 2.7.: Die p_T - und η -Verteilungen für das Tau-Lepton aus dem Z-Boson-Zerfall mit dem höheren transversalen Impuls für Sherpa, Alpgen und Pythia 8. In der unteren Abbildung ist das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zu der Sherpa- (blau) bzw. zur Pythia-Verteilung (grün) dargestellt.

Abbildung 2.7 zeigt die p_T - (a) und die η -Verteilung (b) für das Tau-Lepton aus dem Z-Boson-Zerfall, das den höheren transversalen Impuls aufweist. Die p_T -Verteilung steigt zunächst in einem Bereich von 20 GeV bis 45 GeV an. Ihr Maximum liegt zwischen 45 GeV und 46 GeV. Dies ist also der wahrscheinlichste p_T -Bereich für das vom Z-Boson stammende Tau-Lepton, das den höheren Transversalimpuls aufweist. Zu höheren p_T -Werten nimmt die Verteilung ab. Unterhalb der p_T -Verteilung ist das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zur Sherpa- (blau) bzw. zur Pythia-Verteilung (grün) dargestellt. Dort ist zu erkennen, dass bis auf eine Abweichung kurz nach dem Maximum der p_T -Verteilung um ca. 5 % bei Sherpa und um ca. 10 % bei Pythia 8 eine gute Übereinstimmung der Generatoren in der p_T -Verteilung vorliegt. Die η -Verteilungen in Abbildung 2.7 (b) zeigen, dass die Tau-Leptonen in den meisten Ereignissen in der zentralen Region um $\eta = 0$ registriert werden. Zu höheren $|\eta|$ -Werten fällt die Verteilung symmetrisch in beide Richtungen ab. Das Verhältnis der Verteilungen im unteren Teil der Abbildung zeigt, dass Pythia 8 im Allgemeinen besser mit Alpgen übereinstimmt als Sherpa mit Alpgen, was besonders in der zentralen Region zu erkennen ist. Ein möglicher Grund für diese Unterschiede ist die Verwendung von unterschiedlichen Partonverteilungsfunktionen. Alp-

gen und Pythia verwenden beide *CTEQ6L1* [17]. Sherpa hingegen verwendet *CT10* [18] und zeigt möglicherweise deshalb eine etwas andere η -Verteilung.

Die gleichen Verteilungen für das zweite Tau-Lepton aus dem Z-Boson-Zerfall mit einem niedrigeren Transversalimpuls sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Das Maximum in der p_T -Verteilung ist bei etwas niedrigeren p_T -Werten, zwischen 40 GeV und 42 GeV, zu sehen. Der Abfall zu höheren p_T -Werten fällt etwas steiler aus. Wieder ist eine gute Übereinstimmung der drei Generatoren in der p_T -Verteilung zu erkennen. In der η -Verteilung dagegen sind vor allem im Zentralbereich erneut Unterschiede zu sehen. Allerdings ist hier die Übereinstimmung zwischen Alpgen und Sherpa besser als die Übereinstimmung zwischen Alpgen und Pythia 8. Dies scheint der Überlegung zu widersprechen, dass die verschiedenen PDFs der Grund für die Differenzen in den η -Verteilungen der beiden Taus sind, da hier die beiden Generatoren, die die gleiche Partonverteilungsfunktion verwenden, Unterschiede aufweisen.

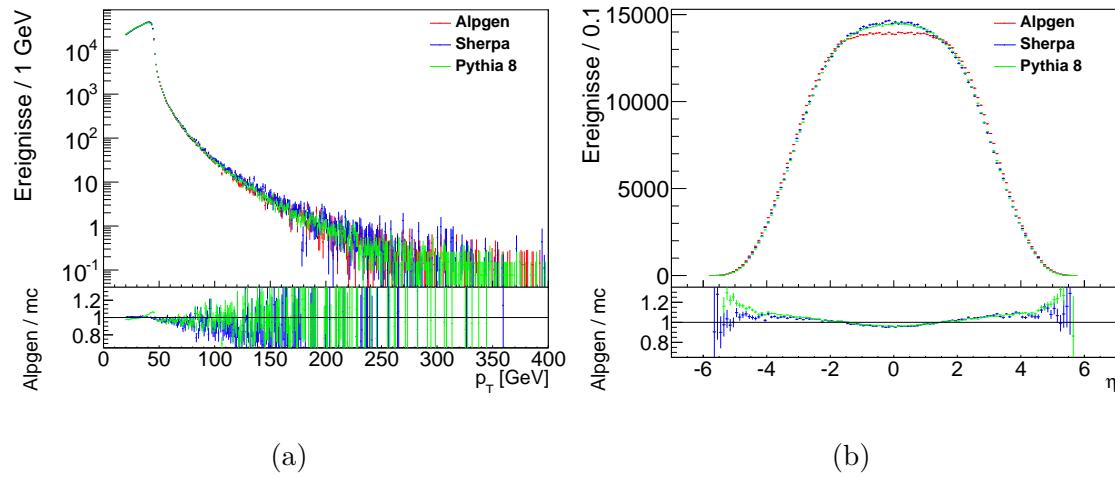


Abbildung 2.8.: Die p_T - und η -Verteilungen für das zweite Tau-Lepton aus dem Z-Boson-Zerfall mit dem niedrigeren transversalen Impuls für die drei Monte-Carlo-Generatoren. Im unteren Teil der Abbildung ist erneut die Verteilung der Verhältnisse zu sehen.

Dennoch scheinen die beobachteten Unterschiede in der η -Verteilung eher gering, sodass auch die kinematische Simulation der Tau-Leptonen unter den verschiedenen Generatoren sehr ähnlich ausfällt.

2.3.4. Jet-Simulation

Die Simulation der Jets ist besonders deshalb für Analysen mit Tau-Leptonen relevant, weil die Unterscheidung zwischen Tau-Leptonen und Jets einen wesentlichen Bestandteil der Tau-Rekonstruktion darstellt. Somit wird in dieser Analyse auch die Simulation der Jets in den drei Monte-Carlo-Generatoren untersucht und verglichen.

Im Folgenden werden die *Anti- k_t 4Truth-Jets* verwendet, die die Bedingung $p_T > 20$ GeV erfüllen. Zusätzlich wird ein Overlap-Removal-Prozess durchgeführt. Dabei werden Jets verworfen, die innerhalb eines Bereiches von $\Delta R < 0.4$ zu einem Tau-Lepton liegen.

Abbildung 2.9 zeigt die Verteilung der Jet-Multiplizität für alle drei Generatoren. Ca. 75 % der Ereignisse weisen keinen Jet auf. Die Verteilung fällt mit steigender Anzahl der Jets monoton ab. Das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zu den anderen beiden Generatoren im unteren Teil der Abbildung zeigt, dass Alpgen und Sherpa bis zu einer

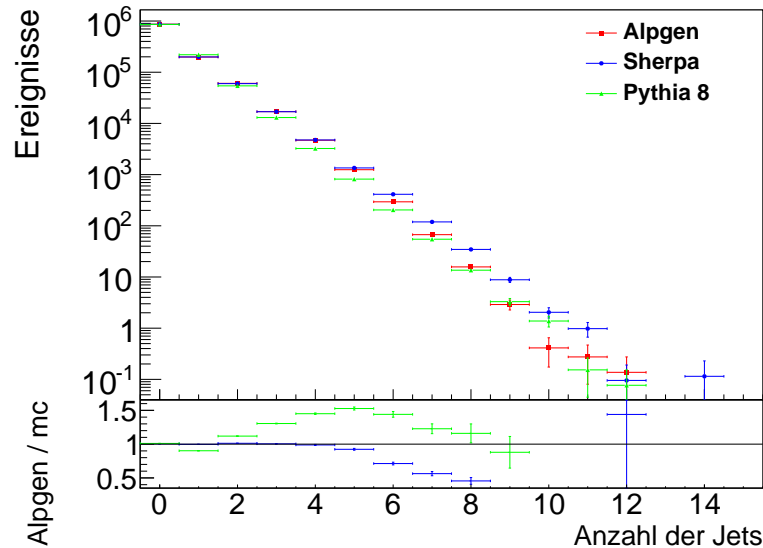


Abbildung 2.9.: Die Verteilung der Jet-Multiplizität für Sherpa, Alpgen und Pythia 8. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis der Verteilung aus der Alpgen-Simulation zu der Verteilung aus der Sherpa- (blau) bzw. aus der Pythia-Simulation.

Anzahl von fünf Jets gut miteinander übereinstimmen. Danach weist Sherpa eine etwas größere Anzahl an Jets auf als Alpgen. Da die Ereignisse mit bis zu fünf Jets jedoch bereits einen Anteil von mehr als 99 % aller Ereignisse darstellen, ist die Übereinstimmung dieser beiden Generatoren als gut einzuschätzen. Pythia 8 dagegen zeigt bei fast allen Jet-Multiplizitäten eine geringere Anzahl an Jets als die Alpgen- und die Sherpa-Simulation. Dies ist damit zu erklären, dass Pythia 8 den harten Wechselwirkungsprozess nur bis zur führenden Ordnung beschreibt. Das bedeutet, dass alle Jets bei Pythia aus dem Partonschauer stammen. Alpgen und Sherpa simulieren zusätzlich Jets aus dem Matrix-Element der harten Wechselwirkung. Insgesamt weist Pythia somit eine geringere Anzahl an Jets auf.

In Abbildung 2.10 sind die p_T - und die η -Verteilung für den Jet mit dem höchsten transversalen Impuls dargestellt. Die p_T -Verteilung zeigt über den gesamten p_T -Bereich einen monoton abfallenden Verlauf. Ab etwa 100 GeV zeigt die Verteilung für Pythia 8 eine starke Abweichung von über 80 % zu Alpgen. Dies ist auch im Verhältnis der Verteilungen im unteren Teil der Abbildung zu sehen. Die Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass alle Jets aus der Pythia-Simulation, wie oben erwähnt, aus dem Partonschauer stammen. Diese Jets haben im Vergleich zu den Jets aus der harten Wechselwirkung ein weiches p_T -Spektrum. Sherpa zeigt hingegen eine gute Übereinstimmung zu Alpgen. Das Verhältnis der Verteilung von Alpgen zu der Verteilung von Sherpa fluktuiert um eins herum und lässt keine größeren Abweichungen erkennen. Die η -Verteilung hat wiederum die meisten Einträge in der zentralen Region um $\eta = 0$, ähnlich wie bei der Verteilung der Tau-Leptonen. Während Alpgen und Sherpa erneut gut übereinstimmen, was auch an dem Verhältnis der Verteilungen zu sehen ist, weist die Pythia-Simulation wieder ein signifikant unterschiedliches Verhalten auf. Dieses erklärt sich ebenfalls dadurch, dass Pythia nur Jets aus dem Partonschauer simuliert.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass Sherpa und Alpgen in allen untersuchten Aspekten zur Jet-Simulation gut übereinstimmen. Pythia zeigt in allen Verteilungen

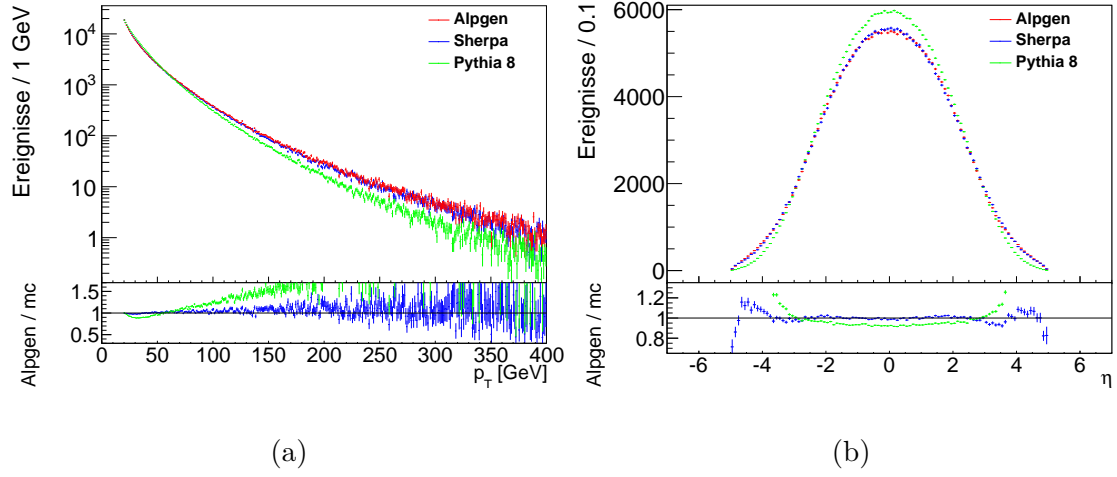


Abbildung 2.10.: Die p_T - und η -Verteilungen des Jets mit dem größten transversalen Impuls für Sherpa, Alpgen und Pythia 8. Die untere Verteilung zeigt das Verhältnis der Verteilung aus der Alpgen-Simulation zu den Verteilungen der anderen beiden Generatoren.

größere Unterschiede zu den anderen beiden Generatoren, die jedoch konsistent mit der Tatsache sind, dass hier eine Simulation bis zur führenden Ordnung vorliegt.

3. Triggerstudie mit dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall

In der vorliegenden Triggerstudie werden zum einen die Effizienzen zweier verschiedener Einzel-Tau-Trigger bestimmt und zum anderen die Triggereffizienzen für zwei unterschiedliche Monte-Carlo-Generatoren, Sherpa und Alpgen, verglichen. Hierfür werden zunächst ausschließlich Monte-Carlo-Simulationen des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls verwendet. Später wird die Triggerstudie auf Simulationen von Diboson-Prozessen erweitert.

3.1. Der Tau-Trigger

Der Tau-Trigger wurde konzipiert, um hadronisch zerfallende Taus zu selektieren. Wie zuvor in Kapitel 1.4 beschrieben, ist der hadronische Tau-Zerfall in über 95 % [9] der Fälle durch ein oder drei geladene Pionen, ein Tau-Neutrino und eventuell zusätzliche ungeladene Pionen charakterisiert. Von diesen Komponenten sind nur die Pionen für den Detektor sichtbar. Deren Detektorsignatur weist eine große Ähnlichkeit zu schmalen QCD-Jets von Quark- oder Gluon-Prozessen auf, deren Wirkungsquerschnitte die der hadronisch zerfallenden Taus um einige Größenordnungen übersteigen. Somit besteht die große Herausforderung des Tau-Triggers primär darin, die hadronisch zerfallenden Taus von Jets zu unterscheiden. Zusätzlich können auch Elektronen oder Myonen fälschlicherweise als Tau-Lepton identifiziert werden.

In der ersten Triggerstufe, Level-1, wird die Energiedeposition der Zerfallsprodukte des Tau-Leptons innerhalb einer Kern- und einer Isolationsregion genutzt, um Tau-Kandidaten zu identifizieren. Hierfür wird ein Sliding Window Algorithmus verwendet. Bei einer Größe der Trigger-Tower von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ beträgt die Fenstergröße in der Kernregion 2×2 Trigger-Tower. Die Isolationsregion besteht aus den 12 Trigger-Towern, die die Kernregion umgeben. Die Energie der Tau-Kandidaten in der Kernregion wird aus den zwei nebeneinander liegenden, elektromagnetischen Trigger-Towern, die die höchste Energiedeposition verzeichnen, und den 2×2 hadronischen Towern rekonstruiert. Einige Tau-Trigger setzten zusätzlich eine Energieschwelle für die Isolationsregion fest.

In der zweiten Stufe, Level-2, werden in den RoI aus L1 die Flugbahnen der elektrisch geladenen Teilchen rekonstruiert. Dies wird, zusammen mit der Kalorimeterinformation, genutzt, um Tau-Leptonen von Jets zu unterscheiden, die von Quarks oder Gluonen ausgehen. Hier geht vor allem die oben erwähnte Charakteristik des Tau-Zerfalls von überwiegend einem oder drei geladene Teilchen innerhalb eines schmalen Kegels ein. Deshalb werden Variablen, wie die Anzahl der rekonstruierten Teilchenbahnen oder der Energieanteil innerhalb des zentralen Kegels von $\Delta R < 0.1$ genutzt, um unerwünschte QCD-Jets herauszufiltern.

In der letzten Triggerstufe, dem Event Filter, werden Algorithmen, basierend auf Boosted Decision Trees [9], verwendet, um Tau-Leptonen zu identifizieren. Die optimierten Arbeitspunkte dieser an die Offline-Identifikation angelehnten Algorithmen hängen von der Anzahl der rekonstruierten Tracks ab. So liegt der Arbeitspunkt eines Triggers, der mit „medium“ gekennzeichnet ist, für Kandidaten mit einer Spur bei 80 % und für Kandidaten mit drei Tracks bei 85 %. [19, 9]

3.2. Methode zur Bestimmung der Triggereffizienz

Zur Bestimmung der Triggereffizienz wird in der vorliegenden Studie eine Tag & Probe Methode für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall verwendet. Hierfür werden mit Hilfe einer spezifischen Ereignisselektion, siehe Kapitel 3.3, jene Ereignisse ausgewählt, in denen das eine, vom Z-Boson stammende Tau-Lepton insgesamt in ein Myon, ein Myon-Neutrino und ein Tau-Neutrino und das andere Tau-Lepton hadronisch zerfällt.

Das Myon stellt das Tag-Objekt der Methode dar. Für dieses wird gefordert, dass entweder der *EF_mu24i_tight*- oder der *EF_mu36_tight*-Myonen-Trigger gefeuert hat. Zusätzlich müssen das vom Trigger rekonstruierte Myon und das Myon aus der Objektselektion (siehe Kapitel 3.3) innerhalb eines Radius von $\Delta R < 0.15$ voneinander liegen (*Trigger-Matching*). Im Folgenden werden Teilchen, die aus der Triggerrekonstruktion stammen, als *Trigger-Teilchen* und jene aus der Objektselektion als *Offline-Teilchen* bezeichnet.

Das Probe-Objekt der Methode ist das hadronisch zerfallende Tau-Lepton. Zur Bestimmung der Triggereffizienzen der Einzel-Tau-Trigger *EF_tau20Ti_medium1*¹ und *EF_tau29Ti_medium1*¹ wird nun jeweils geprüft, ob der entsprechende Trigger für das Probe-Tau gefeuert hat. Hierbei wird zusätzlich zur Triggerentscheidung ebenfalls ein Trigger-Matching zwischen Trigger-Tau und Offline-Tau von $\Delta R < 0.2$ gefordert. Die beiden untersuchten Einzel-Tau-Trigger waren die beiden Bestandteile des Ditau-Triggers *EF_tau29Ti_medium1_tau20Ti_medium1* bei der Datennahme des ATLAS Detektors im Jahr 2012. Für die Effizienz des Ditau-Triggers $\epsilon^{2\tau}$ wird angenommen, dass sie in die Effizienzen ihrer beiden Trigger-Komponenten faktorisiert:

$$\epsilon^{2\tau} = \epsilon_{leg1}^{1\tau} \cdot \epsilon_{leg2}^{1\tau}. \quad (3.1)$$

Der Ditau-Trigger *EF_tau29Ti_medium1_tau20Ti_medium1* ist der zentrale Trigger für Suchen nach neuer Physik mit Tau-Signaturen, bei denen wenig bis keine anderen sichtbaren Objekte im Ereignis vorhanden sind. Die bereits erwähnte SUSY-Analyse [7] stellt ein Beispiel für eine solche Suche dar.

Die Effizienz ϵ der Einzel-Tau-Trigger ist definiert als Quotient aus der Anzahl der Offline-Taus, die das Trigger Matching mit einem Trigger-Tau, für das der Einzel-Tau-Trigger gefeuert hat, passieren (*Offline-Trigger-Taus*) und der Anzahl aller Offline-Taus:

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl der Offline-Trigger-Taus}}{\text{Anzahl der Offline-Taus}}. \quad (3.2)$$

Da die Menge der Offline-Trigger-Taus eine echte Teilmenge der Offline-Taus darstellt, sind die Fehler von Zähler und Nenner korreliert. Um die statistischen Fehler der Effizienz zu bestimmen, wird die Entscheidung, ob ein Offline-Tau als ein Offline-Trigger-Tau akzeptiert wird oder nicht, als Bernoulli-Experiment interpretiert. Dieses Bernoulli-Experiment wird für alle Offline-Taus durchgeführt. Damit kann die Anzahl der Offline-Trigger-Taus als binomialverteilte Größe behandelt werden:

$$P(m; N, \epsilon) = \binom{N}{m} \cdot \epsilon^m \cdot (1 - \epsilon)^{N-m}. \quad (3.3)$$

Dabei ist m die Anzahl der Offline-Trigger-Taus und N die Anzahl aller Offline-Taus. Die Effizienz ϵ wird also als die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem Bernoulli-Experiment ein Offline-Tau auch als Offline-Trigger-Tau akzeptiert wird, interpretiert. Betrachtete man

¹Die Bezeichnung des Triggers wird in Kapitel 3.4.1 erläutert.

die zu Gleichung 3.3 gehörige Likelihood-Funktion in Abhängigkeit der Effizienz ϵ , dann ergibt sich Gleichung 3.2 ($\epsilon = \frac{m}{N}$) als diejenige Effizienz, die die Likelihood-Funktion maximiert. Dies rechtfertigt den Ansatz, die Effizienz weiterhin durch Gleichung 3.2 zu bestimmen. Für die Varianz ergibt sich:

$$\text{Var}(m) = N \cdot \epsilon \cdot (1 - \epsilon) \quad (3.4)$$

bzw.

$$\text{Var}(\epsilon) = \text{Var}\left(\frac{m}{N}\right) = \frac{1}{N^2} \cdot \text{Var}(m) = \frac{\epsilon \cdot (1 - \epsilon)}{N}. \quad (3.5)$$

Würde man nun die Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\text{Var}(\epsilon)}$ als Fehler für die Effizienz verwenden, so würde dieser Ansatz bei einer Effizienz von 100 % oder von 0 % einen Fehler von 0 % ergeben.

Um dies zu vermeiden wird in der Analyse ein Ansatz aus der *Bayesschen-Statistik* [20] verwendet, dem eine andere Auffassung von Wahrscheinlichkeit zugrunde liegt. Dabei wird eine Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(m; N, \epsilon)$ zusammen mit einer *A-Priori* Wahrscheinlichkeitsfunktion $P_{\text{priori}}(\epsilon)$ genutzt, um eine *A-Posteriori* Wahrscheinlichkeitsfunktion $P_{\text{posteriori}}(\epsilon; N, m)$ mithilfe des *Bayesschen-Theorems* [20] zu errechnen:

$$P_{\text{posteriori}}(\epsilon; N, m) = \frac{P(m; N, \epsilon) \cdot P_{\text{priori}}(\epsilon)}{\int P(m; N, \epsilon) \cdot P_{\text{priori}}(\epsilon) \cdot d\epsilon}. \quad (3.6)$$

Bei diesem Ansatz wird $P(m; N, \epsilon)$ als binomialverteilt angenommen (Gleichung 3.3) und P_{priori} durch

$$P_{\text{priori}}(\epsilon) = \begin{cases} 1, & \text{falls } 0 \leq \epsilon \leq 1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.7)$$

definiert. Dadurch wird sichergestellt, dass die Effizienz ϵ in dem physikalisch sinnvollen Bereich $0 \leq \epsilon \leq 1$ bleibt. Mit dieser Wahl von $P(m; N, \epsilon)$ und $P_{\text{priori}}(\epsilon)$ ist das Maximum von $P_{\text{posteriori}}(\epsilon; N, m)$ durch die Effizienz gegeben, die sich aus Gleichung 3.2 ($\epsilon = \frac{m}{N}$) ergibt [21]. So kann dieses Maximum als Wert für die Effizienz verwendet werden, wodurch die Definition der Effizienz im Vergleich zu 3.2 nicht geändert wird. Der Vorteil des Bayesschen Ansatzes liegt in der Fehlerberechnung. Als Fehler für die Effizienz wird das kleinste Intervall gewählt, das 68.3 % der Wahrscheinlichkeit enthält. Man kann zeigen, dass dadurch der Fehlerbereich immer zwischen 0 und 1 liegt. Das Intervall wird auf numerischen Wege berechnet und muss nicht notwendigerweise symmetrisch sein, da $P_{\text{posteriori}}(\epsilon; N, m)$ asymmetrisch ausfallen kann. Für den Fall, dass die Effizienz 0 % oder 100 % ist, wird das Fehlerintervall einseitig berechnet. So kann auch ein Fehler für den Fall $\epsilon = 100 \%$ bzw. $\epsilon = 0 \%$ angegeben werden. [20][21]

3.3. Objekt- und Ereignisselektion

Für diese Studie wurde eine Ereignis- und Objektselektion verwendet, die sehr stark an der in Kapitel 1.6 erwähnten Suche nach elektroschwach produzierten supersymmetrischen Teilchen [7] orientiert ist.

Für Myonen wird ein transversaler Impuls von $p_T > 10 \text{ GeV}$ gefordert, sowie $|\eta| < 2.4$, da der Myon-Trigger nur für diesen η -Bereich arbeitet. Zusätzlich werden verschiedene weitere Kriterien für eine gute Qualität der Myon-Spuren gefordert. So müssen beispielsweise mindestens ein Signal aus dem Pixel- und mindestens fünf Signale aus dem Silizium-Streifen-Detektor vorhanden sein.

Hadronisch zerfallende Tau-Kandidaten passieren die Objektselektion, wenn sie die folgenden Kriterien erfüllen. Der Mindestwert des transversalen Impulsanteils liegt bei $p_T > 20$ GeV, während ebenfalls $|\eta| < 2.47$ gelten muss. Ein oder drei rekonstruierte Tracks werden gefordert, sowie eine Gesamtladung der Tracks von ± 1 Elementarladung. Des Weiteren muss der Tau-Kandidat den Offline-JetBDT-Algorithmus bei dem Arbeitspunkt *medium* passieren. Zusätzlich wird ein Myon-Veto für die Tau-Leptonen angewendet.

Elektronen und Jets müssen für den Overlap Removal-Prozess ebenfalls definiert werden. Elektronen müssen einen Transversalimpuls von $p_T > 20$ GeV und einen $|\eta|$ -Wert von $|\eta| < 2.47$ aufweisen. Zudem müssen sie den *medium++* Selektionskriterien [22] genügen.

Die Jets werden mithilfe des anti- k_t -Algorithmus [23, 24] mit einem Radius Parameter von 0.4 identifiziert. Für den transversalen Impulsanteil wird $p_T > 20$ GeV und für den η -Bereich $|\eta| < 4.5$ gefordert.

Nach der Objektselektion wird ein Overlap Removal-Prozess angewendet, der sicher stellen soll, dass jedes Objekt im Detektor nur einer Klasse von rekonstruierten Objekten, Elektron, Myon, Tau oder Jet, zugeordnet ist. Myonen werden dabei verworfen, wenn sie innerhalb $\Delta R < 0.2$ zu einem Jet, innerhalb $\Delta R < 0.01$ zu einem Elektron oder innerhalb $\Delta R < 0.05$ zu einem anderen Myon liegen. Ebenso wird ein Tau-Kandidat abgelehnt, falls ein Elektron-, Jet- oder Myon-Kandidaten innerhalb von $\Delta R < 0.2$ um den Tau-Kandidaten existiert.

Das Tag-Myon ist ein Offline-Myon, das neben dem in Kapitel 3.2 erwähnten Trigger-Matching und den hier genannten Kriterien für Myonen noch weitere Bedingungen erfüllen muss. Zum einen muss die Summe der Transversalimpulse innerhalb von $\Delta R < 0.3$ um die Tag-Myonenspur geteilt durch den Transversalimpuls des Tag-Myons kleiner als 0.12 sein. Dieses Isolationskriterium soll die Wahrscheinlichkeit verkleinern, dass das Tag-Myon aus einem Jet stammt. Außerdem muss für den longitudinalen Impact-Parameter $|z_0 \sin(\theta)| < 1$ mm und den transversalen-Impact Parameter $\text{Sig}(d_0) < 3\sigma$ gelten.²

Das Probe-Tau muss neben der Objektselektion auch das bereits genannte Trigger-Matching passieren (siehe Kapitel 3.2).

Die für diese Analyse verwendeten Ereignisse müssen bestimmte Qualitätskriterien erfüllen. Der primäre Vertex muss mindestens fünf Tracks aufweisen. Es darf kein Jet im Ereignis vorkommen, der von Untergrundereignissen stammt oder durch Detektor-Effekte hervorgerufen wurde [25]. Keines der Myonen, darf ein kosmisches Myon sein [26]. Für die Ereignisse der Tag & Probe Methode wird exakt ein Myon und mindestens ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton gefordert. Des Weiteren wird gefordert, dass das Tag-Myon und das Probe-Tau verschiedene Ladungsvorzeichen aufweisen. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass die beiden Teilchen aus demselben Zerfall des ungeladenen Z-Bosons resultieren.

Für die Simulationen, die Diboson-Prozesse einschließen (Kapitel 3.6), wird eine zusätzliche Anforderung an die invariante Masse $m_{\mu\tau}$ zwischen dem Tag-Myon und dem Probe-Tau gestellt, um sicherzugehen, dass die beiden Teilchen von dem Zerfall eines Z-Bosons stammen. Die invariante Masse muss innerhalb des folgenden Bereiches liegen:

$$(53.61 - 17) \text{ GeV} < m_{\mu\tau} < (53.61 + 17) \text{ GeV}. \quad (3.8)$$

Dieser Bereich wurde aus der Verteilung der invarianten Masse $m_{\mu\tau}$ aus dem verwendeten Sherpa $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz bestimmt, die in Abbildung 3.1 zu sehen ist. In einem Bereich um den Peak des Z-Bosons, $38 \text{ GeV} < m_{\mu\tau} < 70 \text{ GeV}$, wurde eine Gauß-Funktion an die Verteilung gefittet. Die Details des Fits sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Der Erwartungswert

²Hierbei bezeichnet z_0 den kleinsten Abstand des Tracks zu dem rekonstruierten primären Vertex in der transversalen Ebene und d_0 den kleinsten longitudinalen Abstand zwischen Track und Vertex. [9]

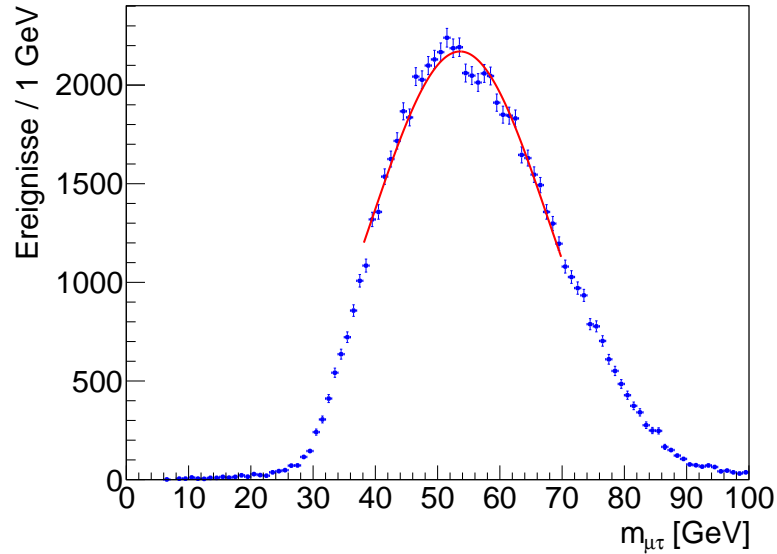


Abbildung 3.1.: Verteilung der invarianten Masse von Myon und Tau-Lepton aus der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation von Sherpa. Der Fit einer Gauß-Funktion im Bereich von $38 \text{ GeV} < m_{\mu\tau} < 70 \text{ GeV}$ ist durch die rote Linie dargestellt.

Erwartungswert μ [GeV]	Standardabweichung σ [GeV]	χ^2_{red}
53.61 ± 0.10	14.2 ± 0.2	2.76

Tabelle 3.1.: Details zum Fit einer Gauß-Funktion an die Verteilung aus Abbildung 3.1.

der Gauß-Funktion, $\mu = (53.61 \pm 0.10) \text{ GeV}$, wurde als Näherung für die sichtbare Masse des Z-Bosons verwendet. Anschließend wurde ein etwa dem Fitbereich entsprechendes, symmetrisches Intervall von $\pm 17 \text{ GeV}$ festgesetzt, in dem sich die invariante Masse des Myons und des Tau-Leptons befinden muss.

Existieren nach der Objektselektion mehrere Tau-Kandidaten, so wird jener Kandidat als Probe-Tau verwendet, der zusammen mit dem Myon eine invariante Masse aufweist, die am nächsten an dem durch den Fit bestimmten Wert der sichtbaren Z-Masse liegt.

3.4. Vergleich zweier Einzel-Tau-Trigger

3.4.1. Beschreibung der verwendeten Trigger

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, wird die Triggerstudie für zwei verschiedene Einzel-Tau-Trigger durchgeführt. Ihre formellen Bezeichnungen lauten $EF_tau29Ti_medium1$ und $EF_tau20Ti_medium1$. Die Zahl in der Mitte steht für die minimale Transversalenergie, die ein Tau-Kandidat auf Event-Filter-Ebene aufweisen muss. Der erstgenannte Trigger stellt somit bezüglich der Energieschwelle eine höhere Anforderung an die Tau-Kandidaten. Bei niedrigen Energien um die Schwellenenergie herum erwartet man hier also für den tau29-Trigger ein weniger effizientes Triggerverhalten als für den tau20Trigger. Das „T“ in den Triggernamen steht für eine Anhebung der Energieschwelle auf Level-1 im Vergleich zu vorherigen Triggern gleichen Namens auf EF (von 8 GeV auf 11 GeV bzw. von 11 GeV auf 15 GeV) [27]. Die L1-Seeds der beiden Trigger sind daher $L1_TAU11I$ und $L1_TAU15I$. Auf L2 beträgt die transversale Mindestenergie für den tau29-Trigger 20.696 GeV und

	EF_tau_29Ti_medium1	EF_tau_20Ti_medium1
L1	L1-Seed L1_TAU15I $E_T > 15 \text{ GeV}$ $E_T^{iso} < 4 \text{ GeV}$	L1-Seed L1_TAU11I $E_T > 11 \text{ GeV}$ $E_T^{iso} < 4 \text{ GeV}$
L2	$E_T > 20.696 \text{ GeV}$ $f_{core} > 0.7755$ 1 - 4 Spuren	$E_T > 15.199 \text{ GeV}$ $f_{core} > 0.7485$ 1 - 4 Spuren
EF	$E_T > 29 \text{ GeV}$ 1 - 3 Spuren BDT medium	$E_T > 20 \text{ GeV}$ 1 - 3 Spuren BDT medium

Tabelle 3.2.: Zusammenfassung der genannten Triggerkonfigurationen der beiden Einzel-Tau-Trigger.

den tau20-Trigger 15.199 GeV. Das „i“ im Triggernamen kennzeichnet die Existenz von Isolationskriterien. Bereits auf L1 wird ein Höchstgrenze für die transversale Energie in der Isolationsregion (siehe Kapitel 3.1) von 4 GeV gefordert. Auf L2 wird z.B. ein Mindestwert von 0.7755 bzw. 0.7485 für den transversalen Energieanteil in der zentralen Region ($\Delta R < 0.1$) im Verhältnis zur Transversalenergie in dem Isolationsbereich ($\Delta R < 0.4$) gefordert³. Das Wort „medium“ bezieht sich auf den Arbeitspunkt des auf EF-Ebene verwendeten multivariaten Tau-Identifikationsalgorithmus (BDT). Schließlich werden zusätzlich Kriterien für die Anzahl der Spuren formuliert. Auf Level-2 werden mindestens eine und höchstens vier Spuren gefordert, während die Anzahl der Spuren auf EF-Ebene zwischen eins und drei liegen muss. Dies wird durch die „1“ am Ende des Triggernamens gekennzeichnet.

Entsprechend der Namensgebung werden auf den EF-Ebene dieselben Tau-Identifikationen für die beiden Tau-Trigger verwendet. Auf L2 existieren hingegen kleine Unterschiede in der Tau-Identifikation, was zu Differenzen in der Effizienz führen kann. Die erwähnten Triggerkonfigurationen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. [28, 29]

3.4.2. Analyse zum Vergleich der Triggereffizienzen

Im Folgenden werden die Triggereffizienzen der beiden Einzel-Tau-Trigger EF_tau29Ti_medium1 und EF_tau20Ti_medium1 bestimmt und miteinander verglichen. Dafür wird ein durch Sherpa simulierter $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz verwendet. Abbildung 3.2 zeigt die Triggereffizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses des Tau-Leptons. Man erkennt, dass die Triggereffizienz zunächst in einem Bereich von $20 \text{ GeV} < p_T < 40 \text{ GeV}$ (*Turn-On-Region*) ansteigt. In dieser niederenergetischen Region ist der Einfluss der unterschiedlichen Mindestenergien der beiden Trigger sichtbar, da der EF_tau29Ti_medium1-Trigger aufgrund seiner höheren Energieschwelle nicht die Effizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers aufweisen kann.

Ab $p_T \approx 40 \text{ GeV}$ erreichen beide Effizienzkurven den Plateau-Bereich, der sich bei einer Effizienz von ungefähr 80 % befindet. Deshalb wird im Folgenden bei Verteilungen, die die Effizienz in Abhängigkeit von anderen Größen darstellen, das Kriterium $p_T > 40 \text{ GeV}$ für die Tau-Leptonen angewendet. So wird sichergestellt, dass diese Verteilungen bei voller Triggereffizienz betrachtet werden. Zu Beginn des Plateau-Bereiches

³Dieses Verhältnis wird als *Core Energy Fraction* f_{core} bezeichnet.

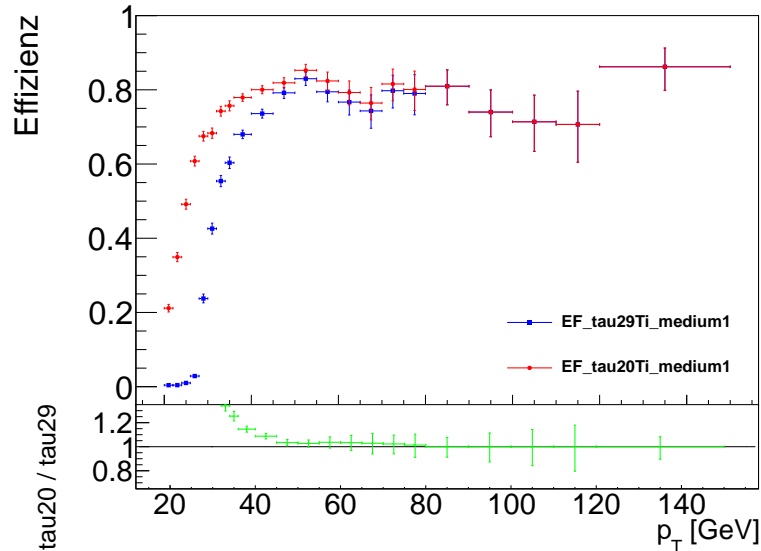


Abbildung 3.2.: Die Triggereffizienz der beiden Einzel-Tau-Trigger in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Offline-Taus. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis aus den Verteilungen der beiden Trigger.

($40 \text{ GeV} < p_T < 70 \text{ GeV}$) fallen die Effizienzen der Trigger noch leicht unterschiedlich aus, was ebenfalls noch als Auswirkung der unterschiedlichen Energieschwellen der Trigger anzusehen ist. Die Effizienzverläufe gleichen sich jedoch immer weiter an, bis die Effizienzen beider Trigger ab einem Wert von $p_T > 70 \text{ GeV}$ den gleichen Verlauf zeigen.

Abbildung 3.3 zeigt die integrierte Effizienz als Funktion von η . Der tau20-Trigger weist im Allgemeinen wieder eine höhere Effizienz auf. Dies kommt daher, dass die Effizienz dieses Triggers zu Beginn des Plateau-Bereiches der Verteilung aus Abbildung 3.2 noch immer etwas höher ist als die des tau29-Triggers. Bei $|\eta| \approx 1.5$ ist eine kleine Verringerung der Effizienz zu beobachten. Dies ist durch den Überlapp des elektromagnetischen und des hadronischen Endkappen-Kalorimeters zu erklären, was zu mehr totem Material in diesem Bereich führt.

Die Effizienz in Abhängigkeit der Anzahl der primären Vertices (Vertices mit mindestens fünf Tracks) ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Zwischen einem und zehn Vertices liegen die beiden Effizienzen zwischen ca. 80 % und 85 %. Hin zu einer höheren Anzahl an Vertices ist ein Abfall auf etwa 65 % bis 75 % zu sehen. Bei einer großen Anzahl von primären Wechselwirkungspunkten ist der Anteil der Vertices größer, die nicht von der harten Wechselwirkung kommen, sondern durch sekundäre Wechselwirkungen anderer Protonen entstehen. Der Abfall um ca. 10 % bis 20 % belegt daher, dass das Triggerverhalten nur begrenzt robust gegenüber Pile-up ist. Eine Erklärung dafür könnte sein, dass mit steigender Anzahl der primären Vertices auch die Anzahl der Jets zunimmt, was die Unterscheidung zwischen Tau-Leptonen und Jets noch schwieriger werden lässt.

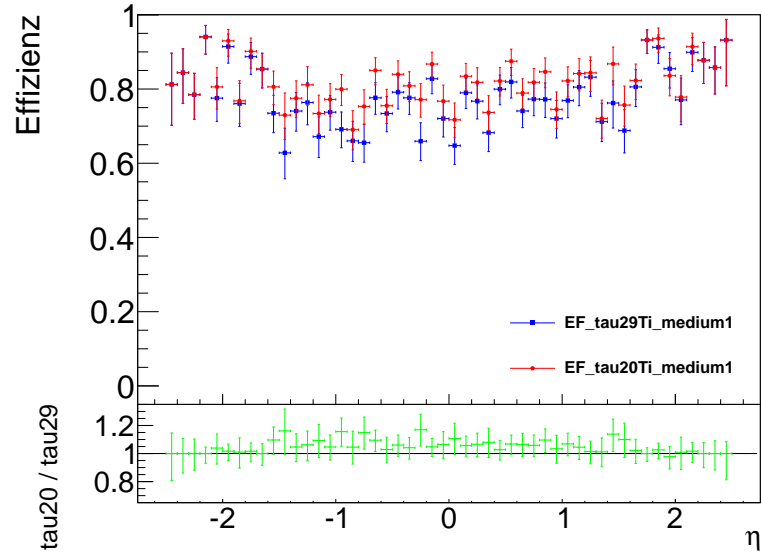


Abbildung 3.3.: Die Effizienz der beiden Trigger in Abhängigkeit der Pseudorapidität η der Offline-Taus mit $p_T > 40$ GeV. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis der beiden Verteilungen.

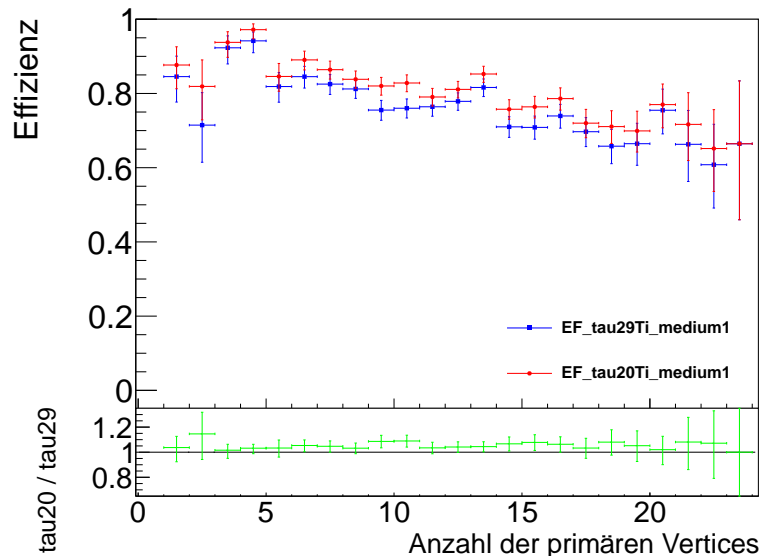


Abbildung 3.4.: Die Triggereffizienz in Abhängigkeit der Anzahl der primären Vertices. Für das Probe-Tau wird $p_T > 40$ GeV gefordert.

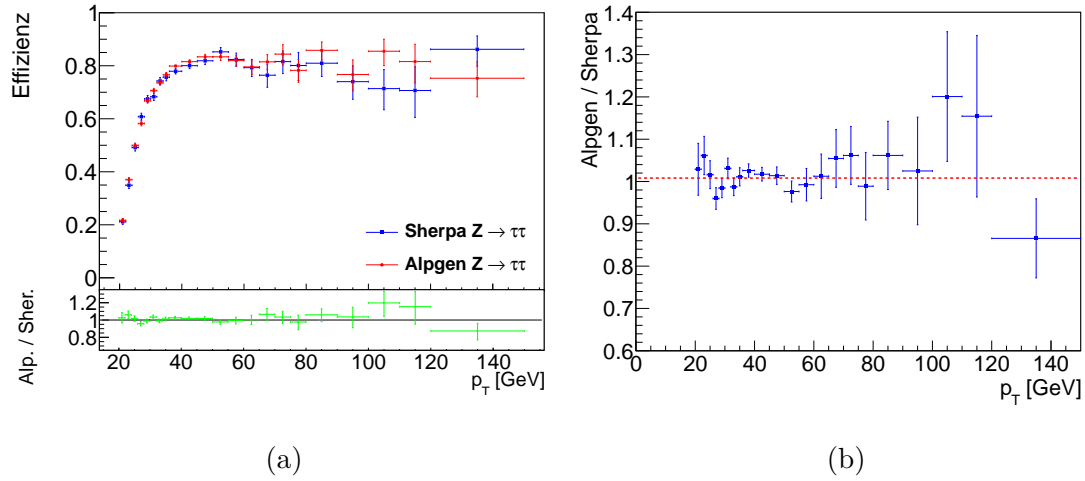


Abbildung 3.5.: In (a) ist die Triggereffizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers in Abhängigkeit des transversalen Impulsanteils des Tau-Leptons für zwei verschiedene Monte-Carlo-Generatoren zu sehen. (b) zeigt den linearen Fit an das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zur Sherpa-Verteilung.

	konstanter Fit-Parameter	χ^2_{red}
EF_tau20Ti_medium1	1.0082 ± 0.0064	0.84
EF_tau29Ti_medium1	1.0042 ± 0.0088	0.96

Tabelle 3.3.: Details zum Fit einer konstanten Funktion an die Verteilung aus Abbildung 3.5 (b) bzw. Abbildung 3.6 (b).

3.5. Untersuchung zur Generatorabhängigkeit des Tau-Triggers mit Sherpa und Alpgen

3.5.1. Generatorabhängigkeit der Triggereffizienz

Um die Generatorabhängigkeit der Triggereffizienz zu bestimmen, werden die Effizienzverläufe aus zwei $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulationen verschiedener Monte-Carlo-Generatoren, Sherpa und Alpgen, bestimmt und verglichen. Abbildung 3.5 (a) (Abbildung 3.6 (a)) zeigt die Effizienz des EF_tau20Ti_medium1- (EF_tau29Ti_medium1-) Triggers in Abhängigkeit des transversalen Impulses für beide Generatoren. Die beiden Effizienzverläufe weisen eine große Ähnlichkeit auf. Im unteren Teil der Abbildung ist zu erkennen, dass das Verhältnis der Effizienzen bei nahezu allen Werten von p_T konsistent mit eins ist. Dies zeigt bereits, dass die Generatorabhängigkeit als gering einzuschätzen ist. Um eine qualitative Aussage treffen zu können, wird an diese Verteilung des Verhältnisses von Alpgen und Sherpa eine konstante Funktion gefittet (Abbildung 3.5 (b) bzw. Abbildung 3.6 (b)) und anhand dieser überprüft, wie groß die Abweichung des Fit-Wertes gegenüber eins ist. Der Vorteil des Fits besteht darin, dass er den Einfluss der statistischen Fluktuationen gerade bei hohem p_T des Offline-Taus verringert. In Tabelle 3.3 sind die Fit-Werte für die konstante Funktion zusammengefasst. Der EF_tau29Ti_medium1-Trigger weist keinen signifikanten Unterschied bezüglich der Triggereffizienzen der beiden Generatoren auf, während der Wert der konstanten Fitfunktion des EF_tau20Ti_medium1-Triggers um 0,18 % von eins abweicht.

Aus dieser Abschätzung lässt sich folgern, dass die Generatorabhängigkeit kleiner als

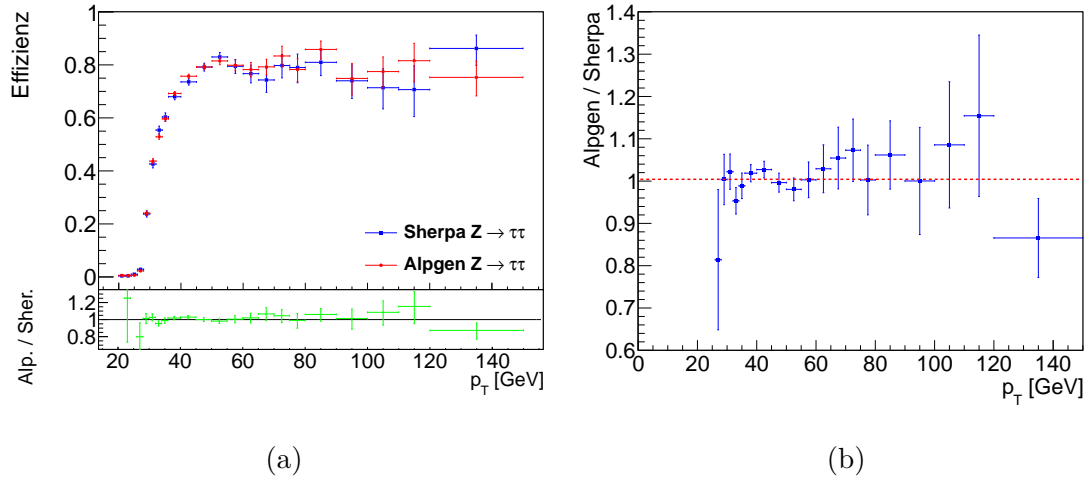


Abbildung 3.6.: Die Triggereffizienz des EF_tau29Ti_medium1-Triggers in Abhängigkeit des transversalen Impulsanteils des Tau-Leptons für zwei verschiedene Monte-Carlo-Generatoren. (b) zeigt den linearen Fit an das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zur Sherpa-Verteilung.

0.2 % ist. Auch die Effizienz des EF_tau20Ti_medium1- (Abbildung 3.7 (a)) und des EF_tau29Ti_medium1-Triggers (Abbildung 3.7 (b)) in Abhängigkeit von η weisen keine größeren Differenzen zwischen Alpgen und Sherpa auf. Die Effizienz liegt hier zwischen ca. 75 % und 85 %. Das Verhältnis der beiden Effizienzen fluktuiert um eins und zeigt keinen erkennbaren Trend.

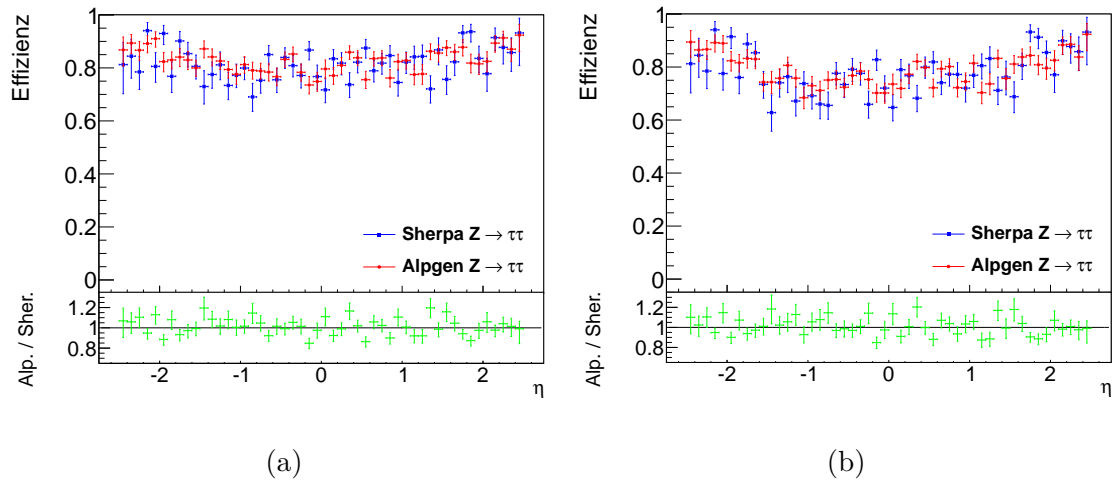


Abbildung 3.7.: Die Triggereffizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers (a) und des EF_tau29Ti_medium1-Triggers (b) in Abhängigkeit der Pseudorapidität η des Tau-Leptons ($p_T > 40$ GeV) für die beiden Monte-Carlo-Generatoren Sherpa und Alpgen.

3.5.2. Qualitativer Vergleich der Triggereffizienz

Um die Triggereffizienz im Plateau-Bereich zu bestimmen, wird in der Region von $50 \text{ GeV} < p_T < 150 \text{ GeV}$ eine konstante Funktion an den Effizienzverlauf angepasst.

Dies geschieht separat für die Verteilung aller Tau-Leptonen, der 1-Prong-Taus und der 3-Prong-Taus. Die Verteilungen mit den Fits sind in den Abbildungen Abbildung 3.8, Abbildung 3.9 und Abbildung 3.10 jeweils für beide Tau-Trigger dargestellt. Man erkennt

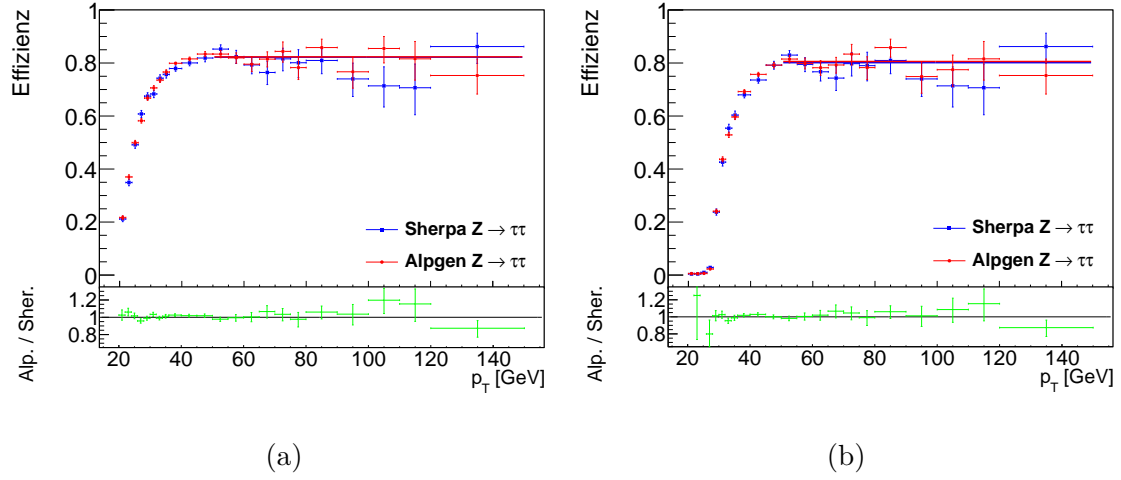


Abbildung 3.8.: Die Triggereffizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers (a) und des EF_tau29Ti_medium1-Triggers (b) in Abhängigkeit des transversalen Impulses aller Tau-Leptonen. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis der Alpgen- zur Sherpa-Verteilung.

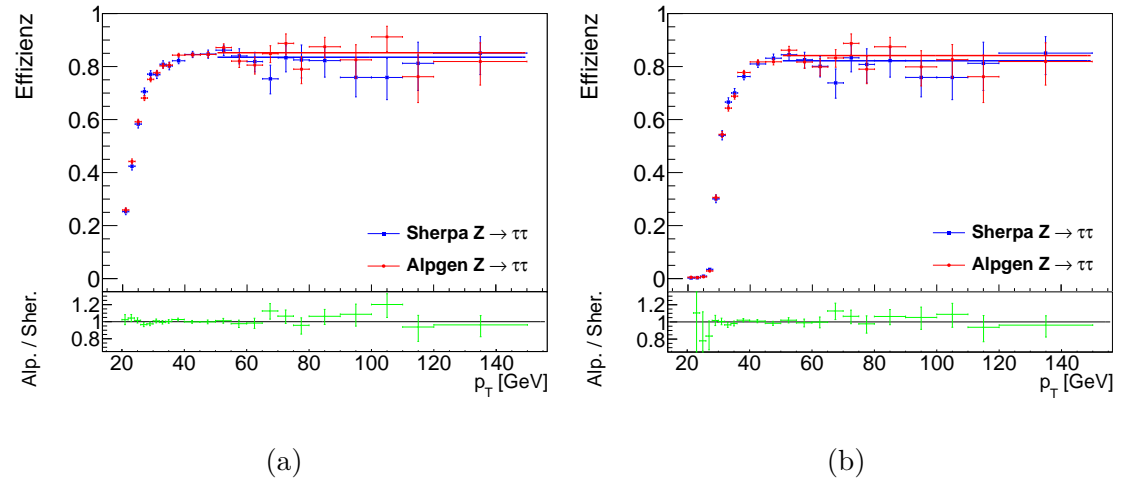


Abbildung 3.9.: Die Triggereffizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers (a) und des EF_tau29Ti_medium1-Triggers (b) für 1-Prong-Taus in Abhängigkeit des transversalen Impulses.

bereits hier, dass die Werte der konstanten Fitfunktionen von Alpgen und Sherpa in allen Verteilungen nur sehr geringe Unterschiede aufweisen. Außerdem ist auffällig, dass die Effizienz aus der 3-Prong-Tau-Selektion um einige Prozent niedriger ausfällt als jene aus der 1-Prong-Tau-Selektion. Die Effizienzverteilung der 3-Prong-Taus hat ab $p_T > 100$ GeV eine sehr geringe Statistik. Dies ist durch das kleinere Verzweungsverhältnis der 3-Prong-Zerfälle von ca. 15 % [9] zu begründen. Aus dieser geringen Statistik resultiert ein scheinbarer Abfall der Effizienzkurve bei Sherpa. Alpgen weist in dieser Region ein Bin mit $\epsilon = 1$ auf, was ebenfalls auf die zu geringe Statistik zurückzuführen ist. Der

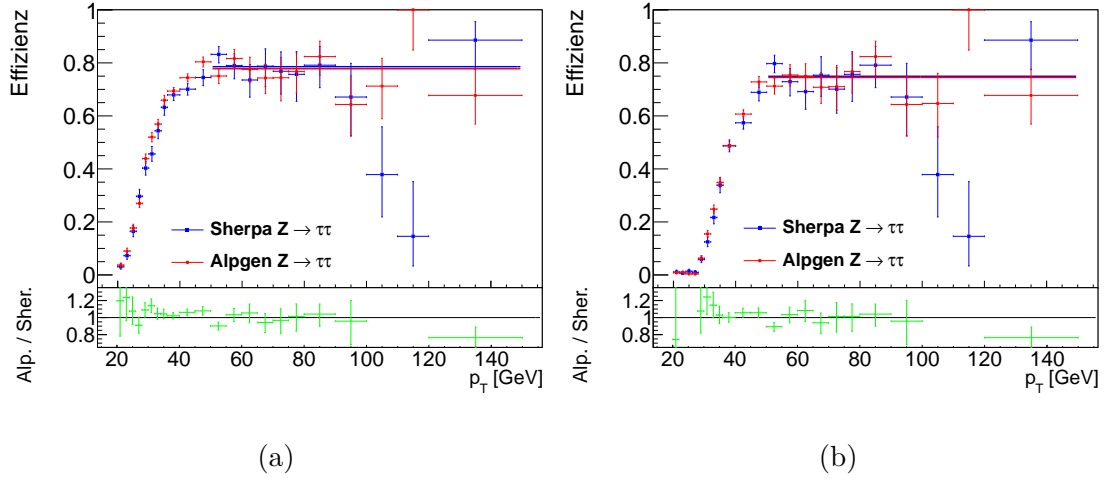


Abbildung 3.10.: Die Triggereffizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers (a) und des EF_tau29Ti_medium1-Triggers (b) für 3-Prong-Taus in Abhängigkeit des transversalen Impulses.

	$\epsilon_{\text{Sherpa}} [\%]$	$\epsilon_{\text{Alpgen}} [\%]$	$\chi^2_{\text{red, Sherpa}}$	$\chi^2_{\text{red, Alpgen}}$
EF_tau20Ti_medium1	82.20 ± 1.06	82.33 ± 0.85	1.23	0.67
1-Prong- τ	83.52 ± 1.24	85.21 ± 0.96	0.72	1.13
3-Prong- τ	78.56 ± 1.95	77.80 ± 1.64	1.94	0.83
EF_tau29Ti_medium1	80.13 ± 1.11	80.58 ± 0.89	1.02	0.65
1-Prong- τ	82.18 ± 1.28	84.15 ± 0.98	0.60	0.92
3-Prong- τ	74.95 ± 2.06	74.50 ± 1.71	1.83	0.82

Tabelle 3.4.: Die aus dem Fit einer konstanten Funktion an den Plateau-Bereich erhaltenen Effizienzwerte, sowie die χ^2_{red} -Werte der Fits.

Wert des Fitparameters der konstanten Funktion wird als Abschätzung für die Effizienz verwendet. Die so bestimmten Effizienzen sind in Tabelle 3.4 mit den Details der Fits zusammengefasst.

Die Effizienzwerte zwischen Sherpa und Alpgen stimmen für alle drei Tau-Selektionen innerhalb ihrer Fehlerbereiche überein. Dies unterstreicht erneut, dass die Generatorabhängigkeit der Triggereffizienzen sehr gering ist. Die Effizienz der 3-Prong-Taus liegt ca. 2 % bis 7 % unter der Effizienz der 1-Prong-Taus. Dies ist hauptsächlich dadurch zu erklären, dass jedes der drei geladenen Zerfallsprodukte bei einem 3-Prong-Zerfall im Durchschnitt eine geringere Energie als das eine Zerfallsprodukt aus einem 1-Prong-Zerfall aufweist und die Präzision der Energiemessung im Kalorimeter bei geringen Energien schlechter ausfällt als bei höheren Energien. Durch diese größere Ungenauigkeit in der Energiebestimmung wird ein 3-Prong-Tau durch den Tau-Trigger öfter abgelehnt. Deshalb ist die Effizienz bei dieser Tau-Selektion geringer.

3.6. Diboson-Prozesse

Die Triggereffizienzen werden zusätzlich für Simulationen von WZ- und ZZ-Diboson-Prozessen bestimmt und anschließend mit den Effizienzen aus den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulationen verglichen. Hierfür wird erneut der Monte-Carlo-Generator Sherpa verwendet. Im Fall

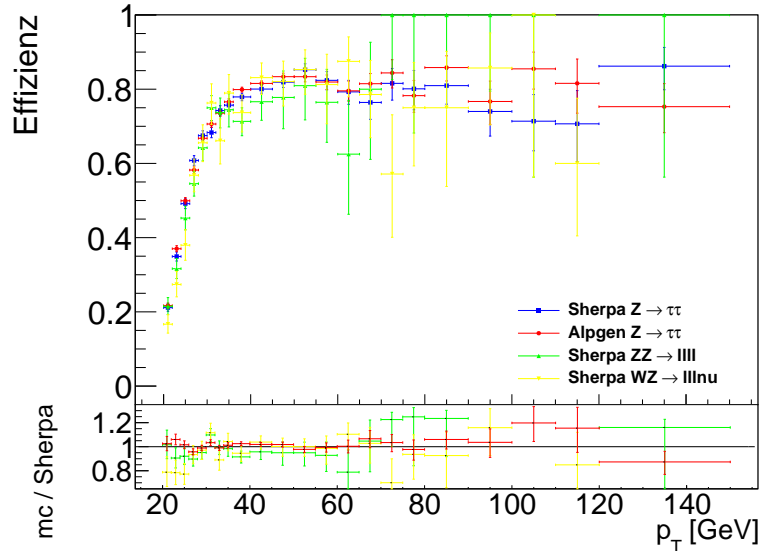


Abbildung 3.11.: Effizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers in Abhängigkeit des Transversalimpulses für $Z \rightarrow \tau\tau$ - und Diboson-Simulationen. Die Verteilung im unteren Teil der Abbildung stellt das Verhältnis der verschiedenen Verteilungen zur Sherpa- $Z \rightarrow \tau\tau$ -Verteilung dar.

der ZZ -Produktion wird der Zerfall von zwei Z -Bosonen in vier Leptonen ($ZZ \rightarrow llll$) betrachtet, wobei hierbei mit Leptonen Elektronen, Myonen und Taus gemeint sind. Für die WZ -Produktion wird der Zerfallskanal von W - und Z -Boson in insgesamt drei Leptonen und ein Neutrino ($WZ \rightarrow lll\nu$) analysiert.

Abbildung 3.11 stellt die Effizienz des EF_tau20Ti_medium1-Triggers in Abhängigkeit des transversalen Impulses für die Sherpa- und Alpgen- $Z \rightarrow \tau\tau$ - und die beiden Diboson-Simulationen dar. Die Effizienz aus dem $ZZ \rightarrow llll$ -Datensatz zeigt in einem Bereich von $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$ eine gute Übereinstimmung mit der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation, was an dem Verhältnis der Effizienzen des $ZZ \rightarrow llll$ und des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatzes, das nahe bei eins liegt, zu sehen ist. Ab $p_T > 60 \text{ GeV}$ ist die Statistik stark reduziert, sodass die Triggereffizienz aus dieser Diboson-Simulation überhalb von 70 GeV bei $\epsilon = 1$ liegt. In dem Bin $110 \text{ GeV} < p_T < 120 \text{ GeV}$ ist gar kein Eintrag vorhanden. Im Rahmen der Statistik stimmen die Effizienzen aus den beiden Simulationen jedoch weiterhin überein.

Die $WZ \rightarrow lll\nu$ -Simulation zeigt ein ähnliches Verhalten. Zu Beginn der Turn-On-Region scheint die Abweichung zur $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation minimal größer zu sein. Ab $p_T > 26 \text{ GeV}$ liegt jedoch auch hier eine gute Übereinstimmung zur Sherpa $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation vor. Zu hohem p_T der Taus nimmt auch hier die Statistik stark ab. Im letzten Bin ist aufgrund dieser kein Eintrag vorhanden. Doch wie bei der Simulation des $ZZ \rightarrow llll$ -Prozesses stimmen auch in der Region hoher p_T -Werte die Effizienzen im Rahmen der Statistik überein.

Abbildung 3.12 zeigt die gleiche Verteilung für die Effizienz des EF_tau29Ti_medium1-Triggers. Hier zeigt sich eine analoge Situation bezüglich der Übereinstimmung zwischen den Effizienzen aus den $Z \rightarrow \tau\tau$ - und den Diboson-Simulationen: Bei niedrigeren p_T -Werten liegt eine gute Übereinstimmung vor, zu höheren p_T -Werten nimmt auch hier die Statistik ab, allerdings sind auch in diesem Bereich im Rahmen der gegebenen Statistik keine Abweichungen zwischen den Triggereffizienzen erkennbar.

Insgesamt kann daher gefolgert werden, dass eine gute Übereinstimmung zwischen den

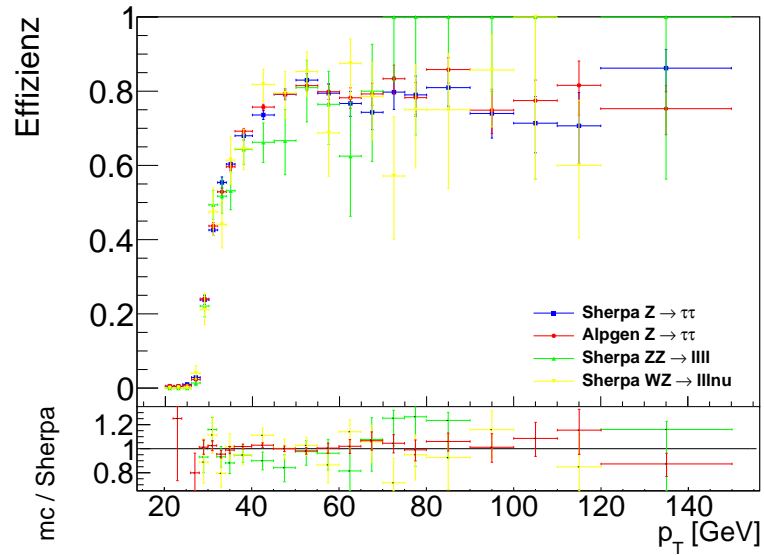


Abbildung 3.12.: Effizienz des EF_tau29Ti_medium1-Triggers in Abhängigkeit des Transversalimpulses für $Z \rightarrow \tau\tau$ - und Diboson-Simulationen. Die Verteilung im unteren Teil der Abbildung stellt das Verhältnis der verschiedenen Verteilungen zur Sherpa- $Z \rightarrow \tau\tau$ -Verteilung dar.

verschiedenen physikalischen Prozessen der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle und der WZ- und ZZ-Diboson-Prozesse vorliegt, soweit dies mit der vorliegenden Statistik beurteilt werden kann. Somit wird davon ausgegangen, dass die Ergebnisse der Triggerstudien für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall, inklusive daraus errechneter Skalierungsfaktoren, auch auf die Diboson-Simulationen übertragen werden können. Da die Trigger-Skalierungsfaktoren beispielsweise in der SUSY-Analyse [7] pro Tau und unabhängig von dem zugrunde liegenden physikalischen Prozess angewendet werden, ist diese Unabhängigkeit der Triggereffizienz von dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Prozess sehr wichtig.

4. Fazit

Tau-Leptonen sind als schwere Partner von Elektronen und Myonen Bestandteil des Standardmodells. Sie bieten aufgrund ihrer wesentlich höheren Masse jedoch Möglichkeiten zur Suche nach Physik jenseits des Standardmodells in Phasenräumen, die über die leichten Leptonen nicht zugänglich sind. Ein Beispiel hierfür ist die Suche nach Supersymmetrie mit mindestens zwei hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen in der ATLAS-Analyse [7].

Ziel dieser Arbeit war die Studie von Tau-Leptonen in Monte-Carlo-Simulationen aufgrund der zunehmenden Bedeutung dieser Leptonen in den Analysen. Die Tau-Simulation der drei Monte-Carlo-Generatoren Sherpa, Alpgen und Pythia 8 wurde bezüglich der Tau-Polarisation, dem Tau-Zerfall, der Kinematik der Tau-Leptonen und der Jet-Simulation für den $Z \rightarrow \tau\tau$ -Prozess verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass in den untersuchten Verteilungen zur Tau-Simulation kein signifikanter Unterschied zwischen den drei Generatoren besteht. Insbesondere die korrekte Tau-Simulation in Sherpa ist für SUSY-Analysen mit Taus, wie z.B. [7], relevant, da für die Simulation vieler Hintergrundprozesse Sherpa verwendet wird. Pythia simuliert die primäre Wechselwirkung in ausschließlich führender Ordnung, was sich in der vorliegenden Studie durch einer geringeren Anzahl an Jets, einem weicheren Jet- p_T -Spektrum und Abweichungen in der Jet- η -Verteilung bemerkbar machte.

Des Weiteren wurde in dieser Arbeit die Generator- und Prozessabhängigkeit von Triggereffizienzen für die zwei Tau-Trigger `EF_tau20Ti_medium1` und `EF_tau29Ti_medium1` untersucht. Hierfür wurde die Sherpa-Simulationen mit der Alpgen-Simulation des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls verglichen. Die obere Grenze für die Generatorabhängigkeit der Triggereffizienz konnte auf ca. 0.2 % bestimmt werden. Ein Vergleich der Triggereffizienzen aus den Diboson-Prozessen $WZ \rightarrow lll\nu$ und $ZZ \rightarrow llll$ mit der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation zeigte, dass die Effizienzen der beiden untersuchten Tau-Trigger ebenfalls unabhängig vom physikalischen Prozess sind. Für die Analyse mit Tau-Leptonen bedeutet dies, dass die Trigger-Skalierungsfaktoren, die mit dem Generator Alpgen ATLAS intern bestimmt wurden, ohne weitere Korrekturen z.B. für die Diboson-Untergrundbestimmung mit Sherpa verwendet werden können.

A. Studie zur Tau-Simulation von Monte-Carlo-Generatoren

Kinematische Aspekte der Tau-Simulation

In Kapitel 2.3.3 sind die Verteilungen für die Tau-Leptonen aus dem Z-Boson-Zerfall in ihrem Status vor ihrem eigenen Zerfall dargestellt. Zum Vergleich folgen die gleichen Verteilungen der Tau-Leptonen in ihrem Status direkt nach dem Z-Boson-Zerfall.

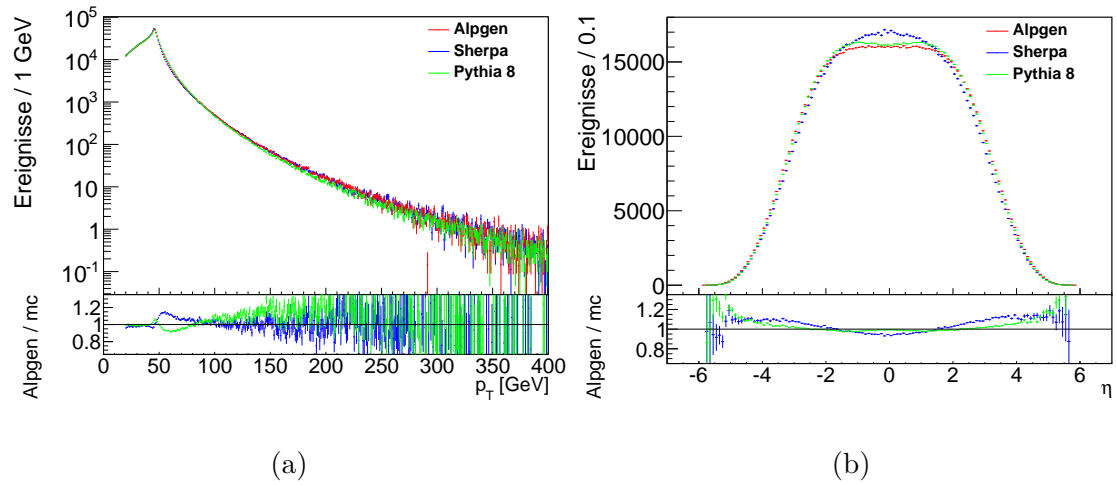


Abbildung A.1.: Die p_T - und η -Verteilungen für das Tau-Lepton in dem ersten Status nach dem Z-Boson-Zerfall mit dem höheren transversalen Impuls für Sherpa, AlpGen und Pythia 8. In der unteren Abbildung ist das Verhältnis der AlpGen-Verteilung zu der Sherpa- (blau) bzw. Pythia-Verteilung (grün) dargestellt.

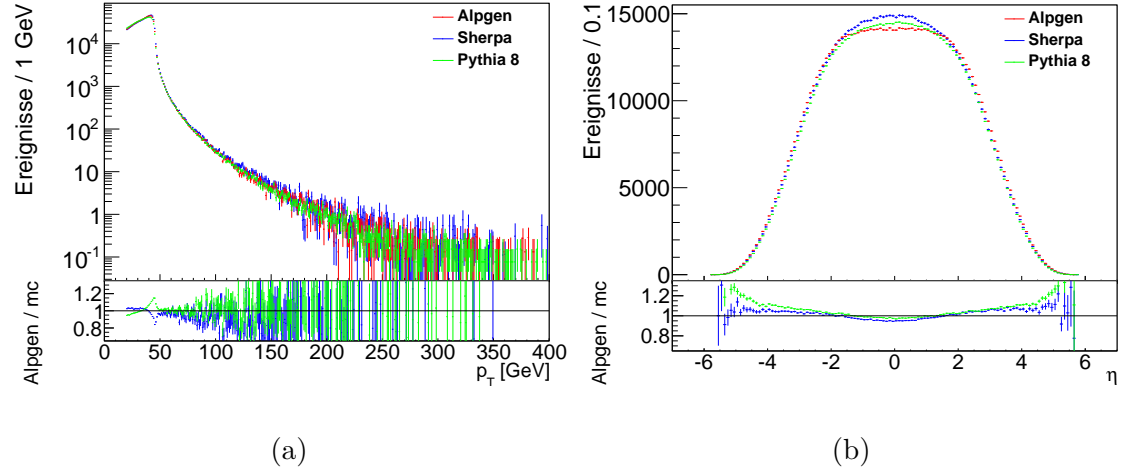


Abbildung A.2.: Die p_T - und η -Verteilungen für das Tau-Lepton in dem ersten Status nach dem Z-Boson-Zerfall mit dem niedrigeren transversalen Impuls für Sherpa, Alpgen und Pythia 8. In der unteren Abbildung ist das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zu der Sherpa- (blau) bzw. Pythia-Verteilung (grün) dargestellt.

Jet-Simulation

Im Folgenden sind die analogen Verteilungen zu denen aus Kapitel 2.3.4 für den Jet mit dem zweithöchsten Transversalimpuls p_T sowie für die übrigen Jets dargestellt. Die Jets der Pythia-Simulation weisen erneut ein weiches p_T -Spektrum auf.

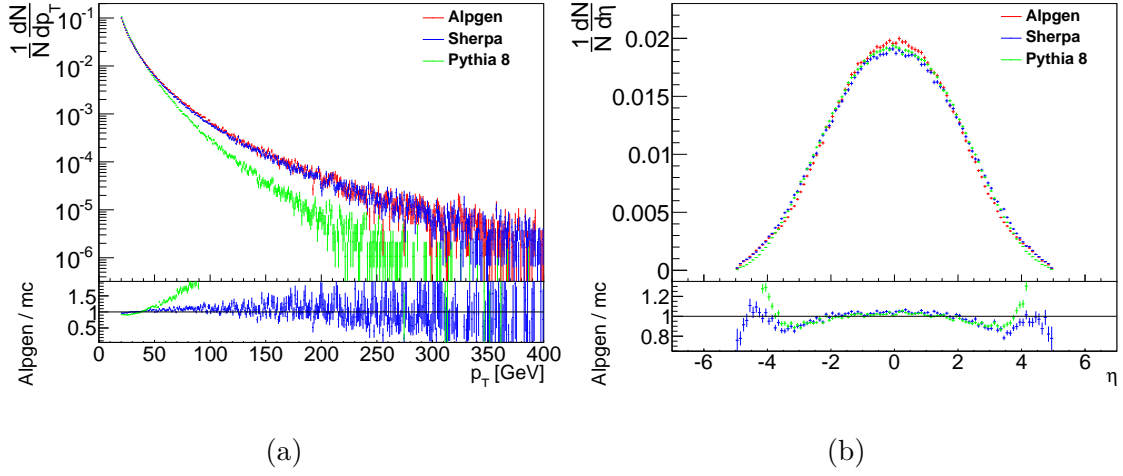


Abbildung A.3.: Die auf die Fläche normierten p_T - und η -Verteilungen des Jets aus der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation mit dem zweithöchsten transversalen Impuls für Sherpa, Alpgen und Pythia 8. In der unteren Abbildung ist das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zu der Sherpa- (blau) bzw. Pythia-Verteilung (grün) dargestellt.

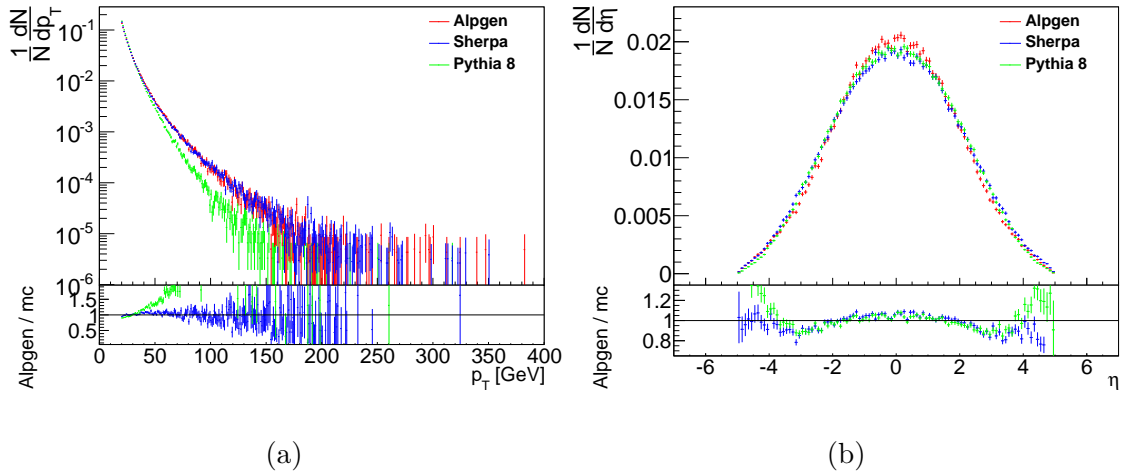


Abbildung A.4.: Die auf die Fläche normierten p_T - und η -Verteilungen der übrigen Jets aus der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation für Sherpa, Alpgen und Pythia 8. In der unteren Abbildung ist das Verhältnis der Alpgen-Verteilung zu der Sherpa- (blau) bzw. Pythia-Verteilung (grün) dargestellt.

B. Triggerstudie

Vergleich zweier Einzel-Tau-Trigger

Auch der Vergleich der Triggereffizienz in Abhängigkeit von ϕ in Abbildung B.1 zeigt keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Einzel-Tau-Trigger.

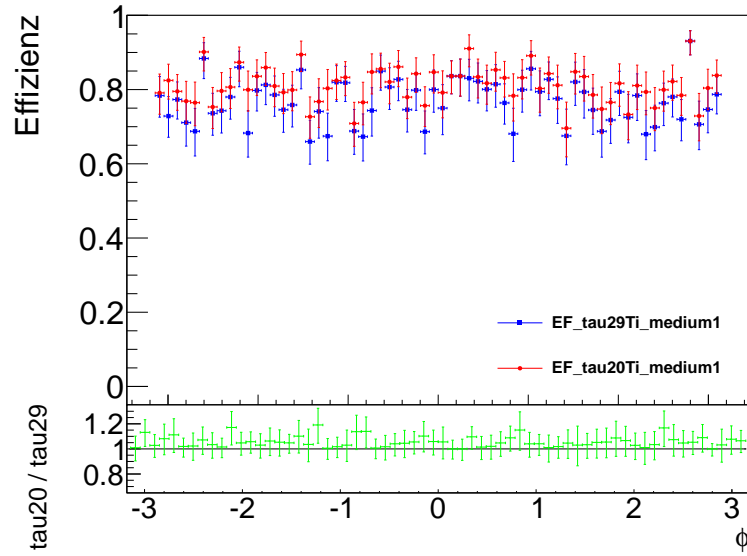


Abbildung B.1.: Die Triggereffizienz der beiden untersuchten Tau-Trigger in Abhängigkeit vom Winkel ϕ der Tau-Leptonen, die die Bedingung $p_T > 40$ GeV erfüllen. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der Verteilungen dargestellt.

Untersuchung zur Generatorabhängigkeit des Tau-Triggers

Abbildung B.2 vergleicht die Triggereffizienz aus der Sherpa- und der Alpgen-Simulation in Abhängigkeit vom Winkel ϕ der Tau-Leptonen.

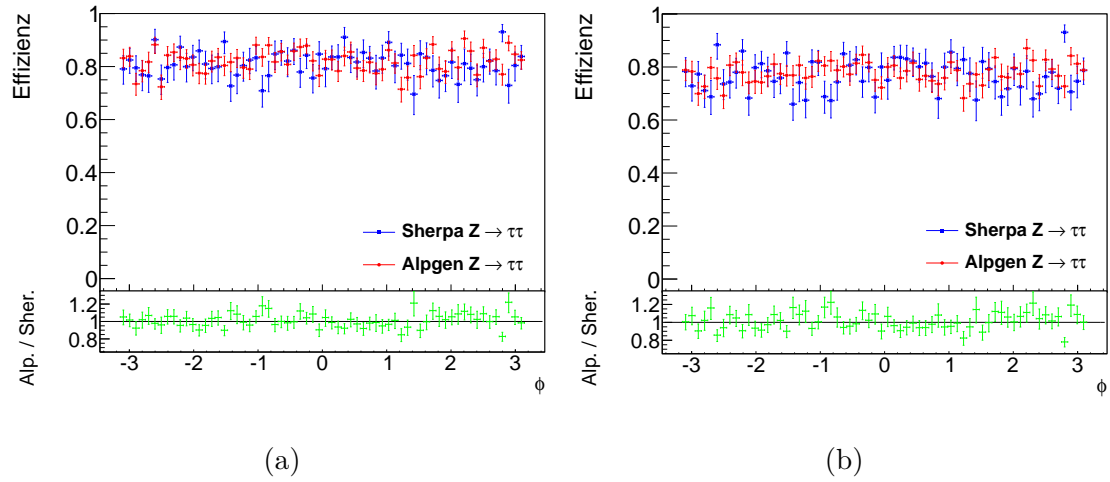


Abbildung B.2.: Die Triggereffizienzen der Tau-Trigger EF_tau20Ti_medium1 in (a) und EF_tau29Ti_medium1 in (b) in Abhängigkeit vom Winkel ϕ der Tau-Leptonen, für deren Transversalimpuls $p_T > 40$ GeV gilt. In der unteren Abbildung ist das Verhältnis der Verteilung von Alpgen zu Sherpa zu sehen.

Literatur

- [1] D. A. Greenwood W. N. Cottingham. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [2] B. Müller W. Greiner u. a. *Gauge Theory of Weak Interactions*. Springer, 2009.
- [3] G. Aad u. a. „Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector“. In: *Phys. Rev. D* 86.arXiv:1207.0319. CERN-PH-EP-2012-167 (Juli 2012).
- [4] M.P. Casado. „Higgs results from ATLAS and CMS“. In: ATL-PHYS-PROC-2013-207 (Juli 2013).
- [5] P. Bryant L. Evans. „LHC machine“. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001.
- [6] ATLAS Collaboration. „The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider“. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003.
- [7] ATLAS collaboration. „Search for electroweak production of supersymmetric particles in final states with at least two hadronically decaying taus and missing transverse momentum with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV“. In: ATL-CONF-2013-028 (März 2013).
- [8] J. Beringer u. a. „The Review of Particle Physics“. In: *Physical Review D* 86.1 (2012).
- [9] ATLAS collaboration u. a. „Performance of the reconstruction and identification of hadronic τ decays in ATLAS with 2011 data“. In: ATL-CONF-2012-142 (2012).
- [10] ATLAS Collaboration. „Measurement of the $Z \rightarrow \tau\tau$ Cross Section with the ATLAS Detector“. In: *Phys. Rev. D* 84.arXiv:1108.2016. CERN-PH-EP-2011-097 (Aug. 2011).
- [11] M. Marx M.H. Seymour. „Monte Carlo Event Generators“. In: *arXiv:1304.6677* (2013).
- [12] T. Gleisberg u. a. „Event generation with SHERPA 1.1“. In: *J. High Energy Phys.* 02 arXiv:0811.4622. (Dez. 2008).
- [13] L. Mangano u. a. „ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions“. In: *J. High Energy Phys. hep-ph/0206293*. 07 (Juni 2002).
- [14] P. Skands T. Sjöstrand S. Mrenna. „A Brief Introduction to PYTHIA 8.1“. In: *Comput. Phys. Commun.* arXiv:0710.3820. (Okt. 2007).
- [15] M. Dam Z. Czczyula. „Prospects of Measuring the Tau Polarization in $Z' \rightarrow \tau^- \tau^+$ events in ATLAS“. In: Technical Report ATL-COM-PHYS-2009-174, CERN, Genf (2009).
- [16] W. Zbigniew S. Jadach J. H. Kühn. „TAUOLA-a library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized τ leptons“. In: *Computer Physics Communications* 64.2 (1991).
- [17] J. Pumplin u. a. „New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis“. In: *Journal of High Energy Physics* 2002.07 (2002), S. 012.

- [18] H.-L. Lai u. a. „New parton distributions for collider physics“. In: *Physical Review D* 82.7 (2010), S. 074024.
- [19] P.K. Rados. „The ATLAS Tau Trigger“. In: ATL-COM-DAQ-2013-033 (2013).
- [20] F. James. *Statistical Methods in Experimental Physics*. World Scientific, 2006.
- [21] M. Paterno. *Calculating Efficiencies and Their Uncertainties*. United States. Department of Energy, 2004.
- [22] ATLAS collaboration u. a. „Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data“. In: *Eur. Phys. J. C* 72.arXiv:1110.3174. CERN-PH-EP-2011-117 (Okt. 2011), 1909. 45 p.
- [23] G. Soyez M. Cacciari G. P. Salam. „The anti- k_t jet clustering algorithm“. In: *J. High Energy Phys.* 04.arXiv:0802.1189. LPTHE-07-03 (Feb. 2008).
- [24] G. P. Salam M. Cacciari. „Dispelling the N^3 myth for the Kt jet-finder“. In: *Phys. Lett. B* 641.hep-ph/0512210. LPTHE-2005-32 (Dez. 2005), 57–61. 9 p.
- [25] P. Jorge. *Recommendations for jet cleaning for data 2011*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/HowToCleanJets2011>. 2013.
- [26] S. Pataaraia u. a. *Cosmics Estimation for 2011 Analysis*. <https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=6&resId=0&materialId=slides&confId=132166>. 2011.
- [27] ATLAS collaboration u. a. „Performance of the ATLAS tau trigger in 2011“. In: ATLAS-CONF-2013-006 (Jan. 2013).
- [28] W. Davey. *EF_tau29Ti_medium1_Hypo_00_06_11*. https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Trigger/TrigAnalysis/TrigTauAnalysis/TrigTauEmulation/trunk/share/triggers/TrigTauHypo_00_06_11/EF_tau29Ti_medium1_Hypo_00_06_11.xml. 2013.
- [29] W. Davey. *EF_tau20Ti_medium1_Hypo_00_06_11*. https://svnweb.cern.ch/trac/atlasoff/browser/Trigger/TrigAnalysis/TrigTauAnalysis/TrigTauEmulation/trunk/share/triggers/TrigTauHypo_00_06_11/EF_tau20Ti_medium1_Hypo_00_06_11.xml. 2013.

Erklärung

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

Heidelberg, den 25.07.2013

Unterschrift