

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Erkennung von Tau-Leptonen mit dem verbesserten Trigger des ATLAS-Flüssigargon-Kalorimeters

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Robert Wolff

geboren am 15.06.1991 in Potsdam

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden

2013

Eingereicht am 12. August 2013

1. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel

Zusammenfassung

Im ATLAS-Detektor am großen Teilchenbeschleuniger und -speicherring LHC (*engl. für* „Large Hadron Collider“) ist ein effizienter Nachweis von hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen wichtig. Das ATLAS-Flüssigargon-Kalorimeter hat dafür mit einem verbesserten Triggersystem neue Möglichkeiten. Die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen können aufgrund ihrer Showerprofile im Kalorimeter von Hintergrund wie QCD-Jets oder Elektronen und Photonen unterschieden werden. Dafür werden geeignete Variablen entwickelt und mittels Likelihood-Methode die Nachweiseffizienzen ermittelt.

Abstract

In the ATLAS detector at the Large Hadron Collider (LHC) an efficient detection of hadronic decaying tau leptons is important. There are new possibilities with the planned and improved trigger of the ATLAS liquid argon calorimeter. The hadronic decaying tau leptons can be distinguished from background like QCD jets or electrons and photons because of differences in their shower profiles in the calorimeter. For that proper variables are developed and efficiencies for detection are discovered by likelihood method.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
1.1 Der Large Hadron Collider (LHC)	1
1.2 Das ATLAS-Experiment	1
1.3 Tau-Leptonen	4
2 Analyse der Tau-Erkennung im neuen Kalorimeter-Trigger	5
2.1 Programmierumgebung	5
2.2 Datensätze aus der ATLAS-Upgrade-Simulation	5
2.3 Kartierung der Superzellen	6
2.4 Klassifizierung der interessanten Regionen (ROIs)	7
2.5 Vergleich der Schauerprofile	9
2.5.1 Berechnung der Schauerprofile	9
2.5.2 Auswertung der Schauerprofile	10
2.5.3 Entwicklung geeigneter Trigger-Variablen	12
2.6 Ermittlung der Nachweiseffizienzen mittels Likelihood-Methode	13
2.6.1 Vorgehensweise bei der Likelihood-Methode	13
2.6.2 Durchführung des Likelihood-Trainings	14
2.6.3 Durchführung des Tests der Likelihood-Funktionen	17
2.6.4 Darstellung der Nachweiseffizienzen	18
3 Zusammenfassung und Ausblick	21
4 Literaturverzeichnis	23

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Aufbau des LHC	1
1.2	Skizze eines elektromagnetischen Kalorimetermoduls des ATLAS-Detektors . .	2
1.3	Granularitäten der Kalorimeterschichten und Superzellen-Zusammensetzung .	3
2.1	Feynmandiagramme für Higgs- und Z-Bosonenzerfälle in den Datensätzen. . .	5
(a)	Higgs-Zerfall in τ^+, τ^-	5
(b)	Z-Zerfall in e^+, e^-	5
2.2	Feynmandiagramme für Top-Antitop-Paarproduktion.	6
(a)	s-channel (1)	6
(b)	s-channel (2)	6
(c)	t-channel (1)	6
(d)	t-channel (2)	6
2.3	Abstandsverteilung ΔR der ROIs zu den nahegelegensten Jets oder Teilchen vor der Klassifizierung der ROIs	8
2.4	Abstandsverteilung ΔR der ROIs zu den nahegelegensten Jets oder Teilchen nach der Klassifizierung der ROIs	8
2.5	Energieverteilung E der klassifizierten ROIs	9
2.6	Schauerprofile	11
(a)	„ElectronType“	11
(b)	„JetType“	11
(c)	„TauHadronType“	11
(d)	Vergleich bei $\Delta j_\phi = 0$	11
2.7	Verteilung der Testvariablen ρ_{oi}	15
2.8	Verteilung der Testvariablen r_{EM}	15
2.9	Verteilung der Testvariablen $\rho_{l,m}$	16
2.10	Berechnete Likelihood-Funktion in Abhängigkeit von der Variablen ρ_{oi}	16
2.11	Likelihoodverteilung für die Variable ρ_{oi}	17
2.12	Finale Likelihoodverteilung	18
2.13	Effizienzengraphik für Hintergrund „JetType“	19
2.14	Effizienzengraphik für Hintergrund „ElectronType“	19

1 Einleitung

1.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Der „Large Hadron Collider“ (LHC) in Genf ist ein Teilchenbeschleuniger und -speicherring mit einem Umfang von circa 26,7 Kilometern. Er dient der Erforschung von Hochenergiephysik, dem Nachweis von Theorien der Teilchenphysik sowie der Präzisionsmessung vorhergesagter Größen, wie zum Beispiel der Higgs-Boson. Das Higgs-Boson ist ein vorhergesagtes Elementarteilchen des Standardmodells. Im Juli 2012 ist der Nachweis eines solchen Teilchens am LHC bekannt gegeben worden [2].

Der LHC besteht aus einem großen unterirdischen Ring mit zwei benachbarten Strahlröhren. Des Weiteren befinden sich verschiedene Vorbeschleuniger und Detektoren am LHC (siehe Abbildung 1.1). Einer der Detektoren ist der ATLAS-Detektor.

In dem Doppelring sind zwei entgegengesetzt umlaufende Protonenstrahlen bislang auf eine maximale Schwerpunktsenergie von 8 TeV beschleunigt worden. Ab 2015 sollen Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV stattfinden [1].

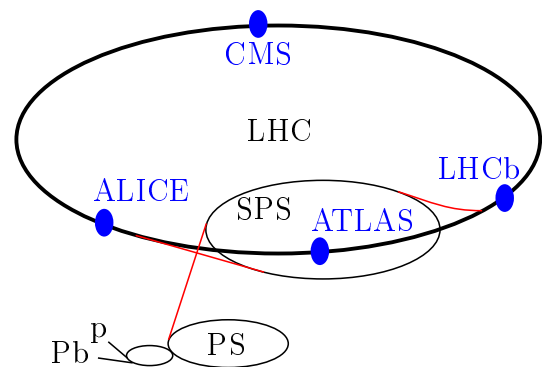


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau des LHC. Vorbeschleuniger: p, Pb, PS, SPS. Detektoren: ATLAS, CMS, ALICE, LHCb. Quelle: Arpad Horvath, CC BY-SA 2.5.

1.2 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor besteht aus verschiedenen Teilchendetektoren, die in Zwiebelstruktur um die Strahlröhre mit dem Kollisionspunkt angeordnet sind. In der Mitte befindet sich der innere Detektor, welcher die Impulse geladener Teilchen mittels deren Bahnkrümmung im Magnetfeld misst. Das angrenzende Kalorimetersystem misst die Energien geladener und neutraler Teilchen. Es besteht aus elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern. Das äußere Kalorimeter im ATLAS-Detektor erkennt Myonen, die aufgrund ihrer hohen Masse in den anderen Subdetektoren nur als minimal ionisierende Teilchen gemessen werden. Außerdem ist ein Magnetsystem im ATLAS-Detektor enthalten [4, S. 4].

Die im Detektor statt der Polarkoordinaten (θ, ϕ) üblicherweise genutzten Variablen sind die Pseudorapidität

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

und der Azimutwinkel ϕ . Die Strahlachse entspricht der Polarachse und der Kollisionspunkt dem Ursprung im Polarkoordinatensystem [4, S. 1].

Das elektromagnetische Kalorimeter nutzt Blei zur Absorption der Teilchenenergien und flüssiges Argon als aktives Medium. Im zentralen Teil ($|\eta| < 1,475$) ist es aus vier Kalorimeterschichten („LArLayer“, engl. „liquid argon calorimeter layer“) aufgebaut, die von innen nach außen mit „presampler“, „front layer“, „middle layer“ und „back layer“ bezeichnet werden. Die Kalorimeterschichten haben unterschiedliche Granularität $\Delta\eta \times \Delta\phi$. Die drei äußeren Kalorimeterschichten sind schematisch in Abbildung 1.2 für $\eta = 0$ dargestellt [4, S. 112 ff.].

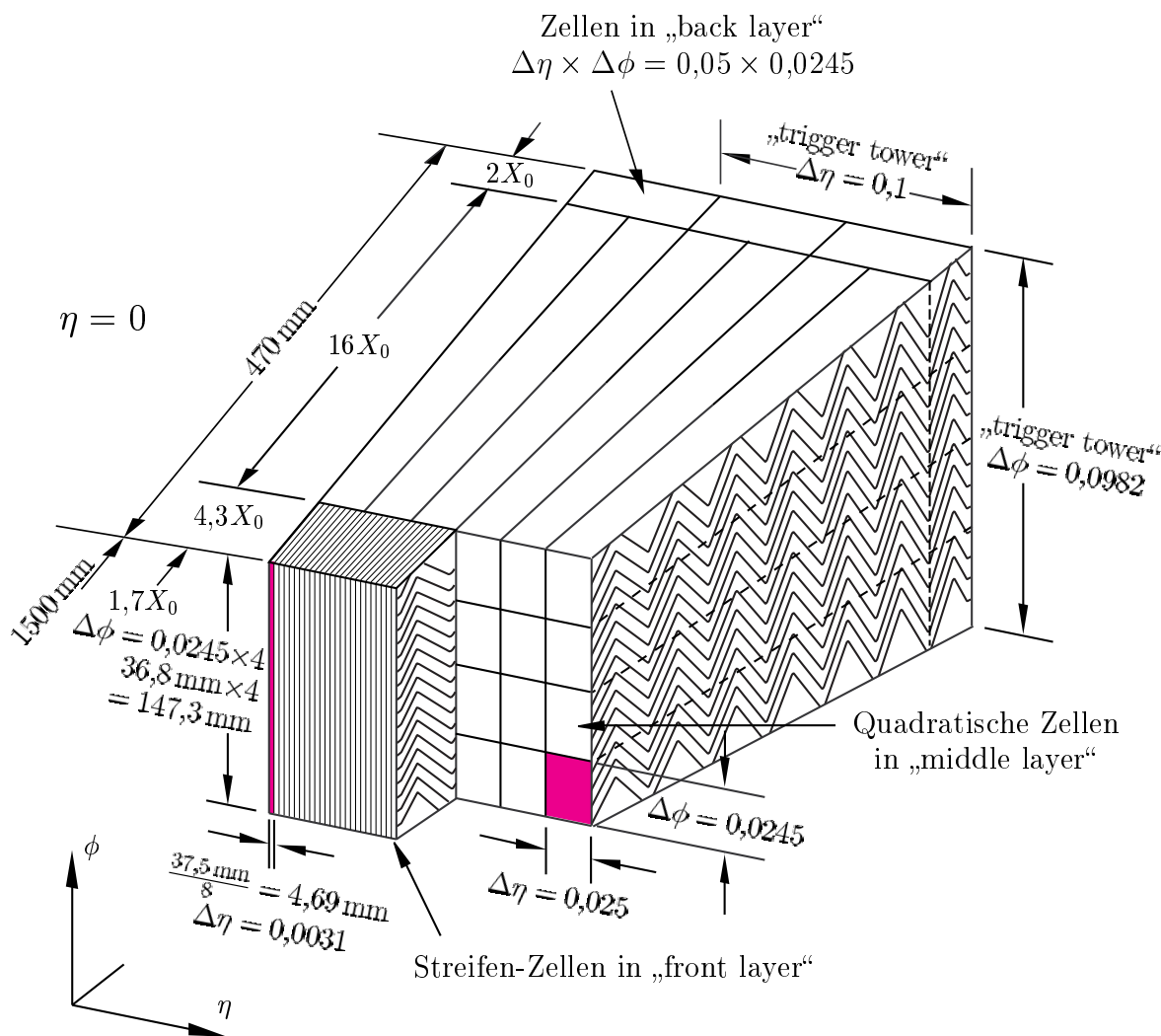


Abbildung 1.2: Skizze eines elektromagnetischen Kalorimetermodules bei $\eta = 0$ mit den Granularitäten $\Delta\eta \times \Delta\phi$ und Tiefen dreier Kalorimeterschichten sowie des „trigger towers“ (für die bisherige Auslese zusammengefasste Kalorimeterzellen). Quelle: [4, S. 114].

Für die elektronische Datenerfassung und Speicherung ist ein Triggersystem nötig, das die interessanten Protonenkollisionen aus der Menge der Daten auswählt. Das aktuelle Triggersystem besteht aus den Stufen L1, L2 und dem „event filter“. Der L1-Trigger reduziert die Rate elektronischer Impulse mit 40 MHz, die die Energieinformationen der Kalorimeterzellen beinhalten, auf 75 kHz. Er sucht oberhalb bestimmter Energieschwellen nach Teilchen und Teilchenjets und findet pro Kollision einige interessante Regionen (ROIs, *engl.* „regions of interest“), die im L2-Trigger genauer untersucht werden. Letztlich wird die Datenrate mit dem vorhandenen Triggersystem auf 200 Hz reduziert [4, S. 14].

Mit der geplanten erhöhten Luminosität von etwa $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und erhöhter mittlerer Zahl der Protonenkollisionen ab 2015 ist eine Verbesserung des Triggersystems nötig [1, S. 7]. Um die Trigger-Energieschwellen nicht anheben zu müssen, ist die Auswahl relevanter Ereignisse effektiver zu gestalten. Dazu wird zum Beispiel im elektromagnetischen Kalorimeter die Granularität verfeinert.

Die einzelnen elektromagnetischen Kalorimeterzellen werden zu größeren Superzellen zusammengesetzt. Mit dem neuen Trigger sollen „presampler“ und „back layer“ die Granularität $0,1 \times 0,1$ und „front layer“ und „middle layer“ $0,025 \times 0,1$ besitzen [4, S. 8 f.], [5, S. 5]. Dies ist in Abbildung 1.3 verdeutlicht. Hierbei ist stets $\Delta\phi = 2\pi/64 = 0,098 \approx 0,1$.

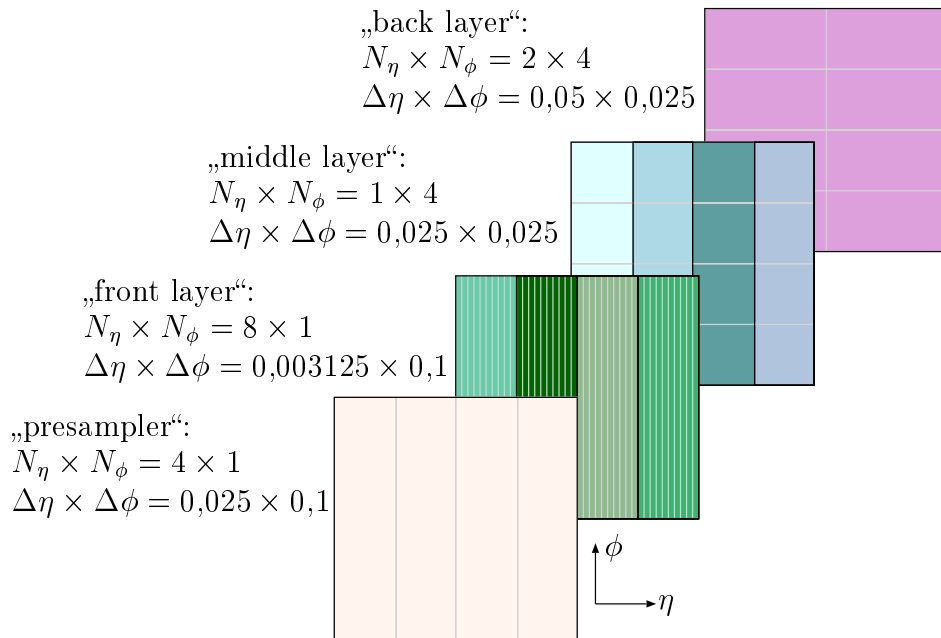


Abbildung 1.3: Granularitäten $\Delta\eta \times \Delta\phi$ der Kalorimeterschichten und Zusammensetzung der geplanten Superzellen aus $N_\eta \times N_\phi$ einzelnen Kalorimeterzellen. Quelle: [5, S. 5].

1.3 Tau-Leptonen

Tau-Leptonen spielen bei der Untersuchung neuer physikalischer Phänomene eine wesentliche Rolle [4, S. 349]. Aufgrund ihrer mittleren Lebensdauer von $(290,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-15}$ s müssen sie anhand ihrer Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Mit einer Masse von 1,777 GeV, was etwa dem 3550-fachen des Elektrons entspricht, können sie sowohl leptonisch als auch hadronisch zerfallen [6].

Da die zu circa 35 % leptonisch zerfallenden Tau-Leptonen nicht von sonstigen Elektronen, Positronen oder Myonen unterschieden werden können, benötigt es einen effizienten Trigger um die zu circa 65 % hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen zu identifizieren und zu rekonstruieren [8, S. 1]. Hadronische Zerfälle sind insbesondere Zerfälle in Pionen oder Kaonen [6]. Aufgrund der hohen Transversalimpulse der Zerfallsprodukte sind diese stark kollimiert und haben deshalb im Detektor ein schmaleres Schauerprofil als die Teilchenjets aus Prozessen der Quantenchromodynamik (QCD).

Aufgrund des viele Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitts des Hintergrunds der Teilchenjets und der durch die Hardware bedingten Begrenzung der Speicherfähigkeit, muss der Hintergrund möglichst gut unterdrückt sein [4]. Sonst dominiert die Rate falsch erkannter Tau-Leptonen die spätere Triggerrate. Des Weiteren wird auch der Hintergrund aus Elektronen, Positronen, Photonen und leptonisch zerfallenden Tau-Leptonen betrachtet.

Für die Unterscheidung werden die Schauerprofile, also die räumlichen Energieverteilungen, untersucht und zur Beschreibung geeignete Variablen entwickelt. In vorliegender Arbeit erfolgt die Auswahl der Teilchen mittels Likelihood-Methode. Zu jedem gewählten Likelihood-Schwellenwert können somit Nachweiseffizienzen für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen und den Hintergrund ermittelt werden.

2 Analyse der Tau-Erkennung im neuen Kalorimeter-Trigger

2.1 Programmierumgebung

Als Programmierumgebung wird die am CERN entwickelte, freie Analysesoftware ROOT, basierend auf C++, verwendet [14]. Mit ihr lassen sich zum Beispiel Histogramme zeichnen. In der Analyse werden außerdem von J. Philipp Grohs bereitgestellte Klassen zur Auslese der Datenbanken und Datenstrukturen verwendet.

2.2 Datensätze aus der ATLAS-Upgrade-Simulation

Drei Monte-Carlo-simulierte Datensätze aus der ATLAS-Upgrade-Simulation [13] mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV und einer mittleren Anzahl an Proton-Proton-Kollisionen pro Strahlkreuzung von $\langle\mu\rangle = 69$ stehen für die Auswertung zur Verfügung.

Der erste Datensatz (105334.HerwigVBFH120tautaulh) besteht aus 20900 Higgszerfällen in je ein hadronisch und ein leptonisch zerfallendes Tau-Lepton (siehe Abbildung 2.1(a)).

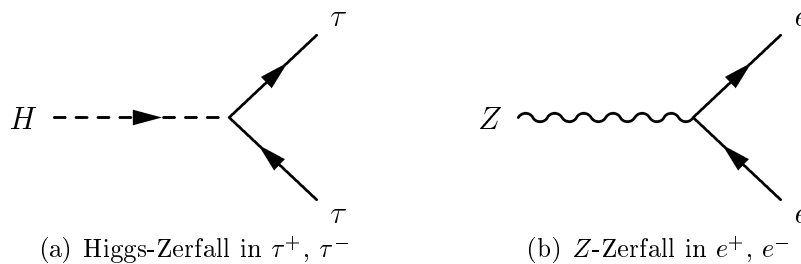


Abbildung 2.1: Feynmandiagramme für Higgs- und Z-Bosonenzerfälle in den Datensätzen.

Der zweite Datensatz (105568.ttbar_Pythia) enthält 24200 Topquark-Antitopquark-Paar-Produktionen (siehe Abbildung 2.2). Er liefert einen großen Teil der (Teilchen-)Jets, die durch Hadronisierung entstehen.

Aus 26900 Z-Bosonen-Zerfällen in Elektron-Positron-Paare, dargestellt in Abbildung 2.1(b), besteht der dritte Datensatz (106046.PythiaZee_no_filter).

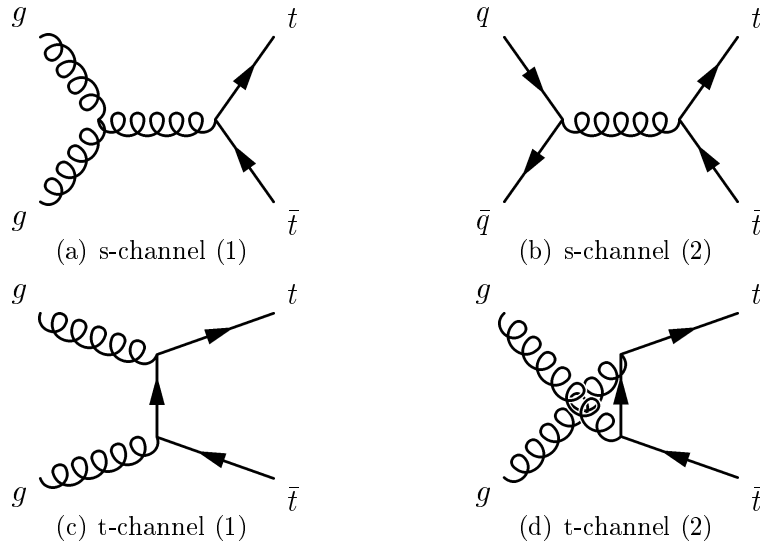


Abbildung 2.2: Feynmandiagramme für Top-Antitop-Paarproduktion.

Die Datensätze enthalten in den `trig_L1_emptau`-Variablen jeweils die Koordinaten der interessanten Regionen (ROIs, *engl.* „regions of interest“), wo Teilchen und Jets vom bisherigen Level-1-Triggersystem vorausgewählt worden sind. Die Energiedepositionen für die einzelnen Superzellen in den verschiedenen elektromagnetischen Kalorimeterschichten (LArLayer) sowie deren Koordinaten sind in den `scells`-Variablen enthalten.

Die Information über die vom Monte-Carlo-Programm generierten Teilchen, also die Koordinaten, die Energie, die Art sowie deren Zerfalls- und Hadronisierungsprodukte sind in den `mc`-Variablen zu finden. Die Art wird mittels der Variablen `mc_pdgId` beschrieben, welche die Teilchennummer nach dem „Monte Carlo Particle Numbering Scheme“ der „Particle Data Group“ [12] enthält. Danach haben die Photonen 22, die Elektronen +11, die Positronen -11, die Myonen ± 13 und die Tau-Leptonen ± 15 als Teilchennummer.

Die Jets sind mittels dem Anti- k_t -Algorithmus, der in [7] beschrieben wird, mit dem Parameter $R = 0,4$ erstellt worden. Sie werden mittels der `AntiKt4TruthJets`-Variablen beschrieben.

2.3 Kartierung der Superzellen

Um die Superzellen in der Analyse nutzen zu können, muss man benachbarte Superzellen leicht ansprechen können. Deshalb werden die Superzellen mittels ihrer Koordinaten in Matrizen eingeordnet. Dies erfolgt für alle vier Kalorimeterschichten („LArLayer“) separat. Der untersuchte Bereich ist durch $|\eta| \leq 1,4$ begrenzt. Für größere η -Beträge endet der Bereich konstanter Superzellengröße [4, S. 112 ff.] und man muss verschiedene Zellen zusammenfügen um ähnliche Betrachtungen anstellen zu können. Dies wird in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht untersucht.

Der Abstand zweier Koordinaten (η_1, ϕ_1) und (η_2, ϕ_2) im Pseudorapiditäts-Azimutwinkelraum

im Detektor wird mittels

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.1)$$

berechnet [4, S. 1]. Hierbei ist $\Delta\eta = (\eta_1 - \eta_2)$. Aufgrund der Drehsymmetrie ist

$$\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2) - 2\pi \left\lfloor \frac{\phi_1 - \phi_2 + \pi}{2\pi} \right\rfloor \leq \pi, \quad (2.2)$$

wobei $\lfloor \cdot \rfloor$ die Gaußklammer ist.

Da die Energiedepositionen mit Hilfe der ATLAS-Standardenergierekonstruktion [11] berechnet worden sind, kann es beim Untergrund Superzellen mit negativer Energie geben. Da dies nicht der Realität entspricht, wird die Energie der Superzellen $E_{\text{Superzelle}}$ im Fall von $E_{\text{Superzelle}} < 64 \text{ MeV}$ gleich Null gesetzt.

2.4 Klassifizierung der interessanten Regionen (ROIs)

Für jede Proton-Proton-Kollision werden alle interessanten Regionen (ROIs) im untersuchten Bereich von $|\eta| \leq 1,4$ auf Übereinstimmung mit Teilchen oder Jets überprüft. Hierfür werden für jede ROI folgende Schritte durchgeführt.

Für jede Kalorimeterschicht („LArLayer“) l wird in einem Bereich von $\eta \times \phi = 0,7 \times 0,7$ um die Superzelle mit den ROI-Koordinaten nach der sogenannten heißesten Superzelle gesucht, welche die Superzelle mit der höchsten Energie ist. Die Summe der Energien E_l dieser heißesten Superzellen wird als minimale Energie $E_{\text{min,ROI}} = \sum_l E_l$ für die Teilchen oder Jets gewählt.

Im nächsten Schritt wird das der ROI nahegelegenste Tau-Lepton, Elektron, Positron, oder Photon (mit einer Teilchenenergie $p_T \geq E_{\text{min,ROI}}$) in der zugehörigen Proton-Proton-Kollision bestimmt. Hierfür wird für jedes Teilchen der Abstand ΔR zu den ROIs berechnet. Aus der Abstandsverteilung, in Abbildung 2.3 dargestellt, wird als obere Grenze für den Abstand $\Delta R_{\text{max}} = 0,13$ festgelegt. Die Abstandsverteilung entspricht einer Rayleigh-Verteilung $f_{\text{Rayleigh}}(\Delta R) = A \cdot \Delta R \exp\left(\frac{-\Delta R^2}{2\sigma}\right) + c_0$ mit Fitparametern A , σ und c_0 .

Falls das nahegelegenste Teilchen ein Tau-Lepton ist, wird getestet, ob es hadronisch oder leptonisch zerfällt, indem dessen Zerfallsprodukte (Kinder) auf Elektronen, Positronen und Myonen untersucht werden. Ist ein hadronisch zerfallendes Tau-Lepton gefunden, bekommt die ROI die Markierung „TauHadronType“. Anderenfalls erhält sie die Markierung „ElectronType“. Ist der ROI kein Teilchen zuzuordnen, wird der nahegelegenste Jet gesucht. Auch für diesen werden die Grenzen $E_{\text{min,ROI}}$ und ΔR_{max} angewendet.

Letztlich erhält man für die ROIs die in Abbildung 2.4 dargestellte Abstandsverteilung und die in Abbildung 2.5 dargestellte Energieverteilung für die verschiedene Markierungen der ROIs. Hieraus ergeben sich die gewählten Grenzen $E_1 = 30 \text{ GeV}$ und $E_2 = 100 \text{ GeV}$ zur Einordnung der identifizierten Teilchen und Jets in drei Energiebereiche.

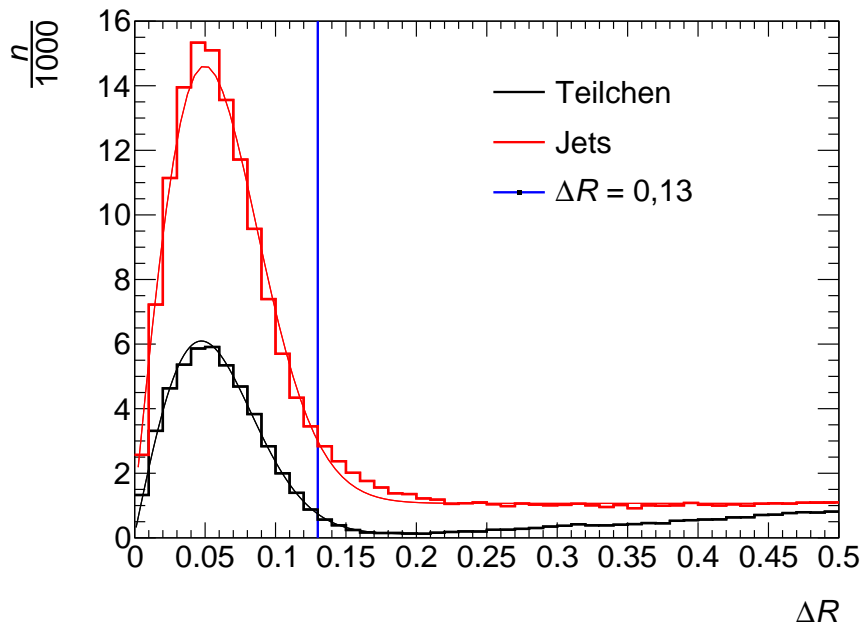


Abbildung 2.3: Abstandsverteilung ΔR der ROIs zu den nahegelegensten Jets oder Teilchen (Tau-Leptonen, Elektronen, Positronen) vor der Klassifizierung der ROIs, inklusive Beachtung der Energiegrenze. Fit mit Rayleigh-Verteilung $f_{\text{Rayleigh}}(\Delta R)$.

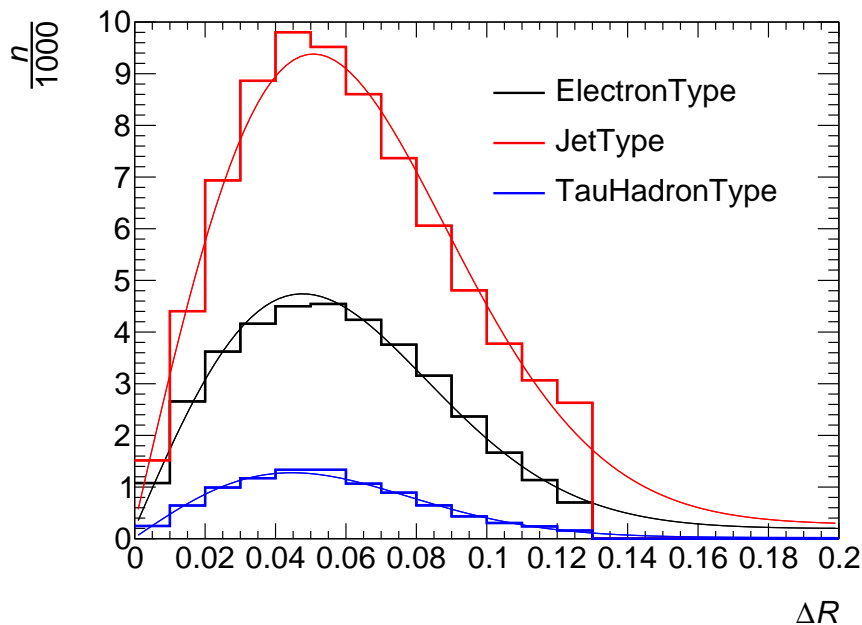


Abbildung 2.4: Abstandsverteilung ΔR der ROIs zu den nahegelegensten Jets oder Teilchen (Tau-Leptonen, Elektronen, Positronen) nach der Klassifizierung der ROIs, inklusive Beachtung der Grenzen $E_{\text{min,ROI}}$ und ΔR_{max} . Fit mit Rayleigh-Verteilung $f_{\text{Rayleigh}}(\Delta R)$.

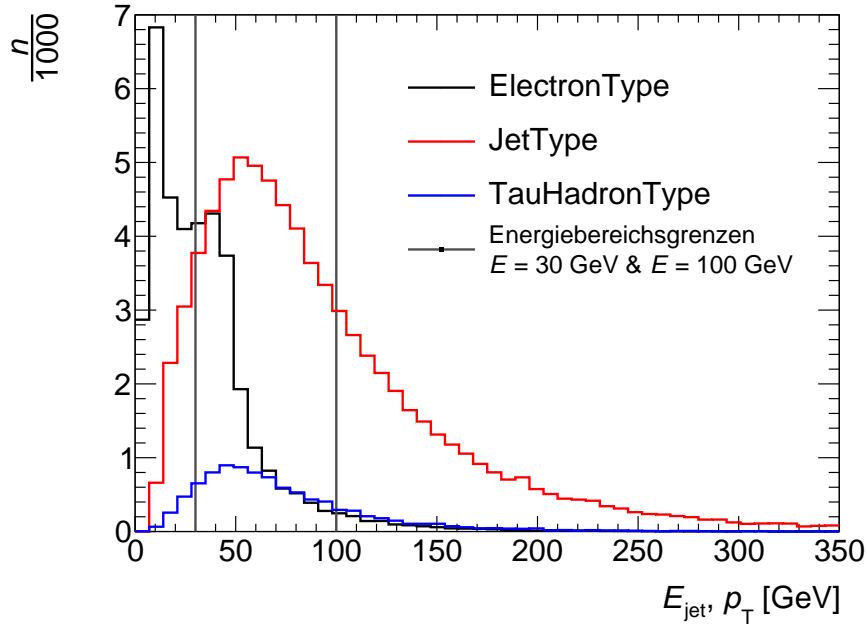


Abbildung 2.5: Energieverteilung E der klassifizierten ROIs mit den Grenzen $E_{\min,ROI}$ und ΔR_{\max} .

2.5 Vergleich der Schauerprofile

Das Schauerprofil eines Teilchens oder Jets wird mittels der Energieverteilung auf die Superzellen um die heißeste Superzelle beschrieben.

Für die drei Teilchenklassen, hadronischer Tau-Zerfall, Jet und Elektron, soll ein durchschnittliches Schauerprofil berechnet werden, um die verschiedenen ROI-Markierungen (zum Beispiel „TauHadronType“ und „JetType“) miteinander vergleichen zu können. Dies dient der Entwicklung geeigneter Variablen, die für die verschiedenen Teilchenklassen verschiedene Werte liefern sollen.

Die Schauerprofile werden für die Kalorimeterschichten („LArLayer“) separat berechnet und als zweidimensionale Histogramme dargestellt.

2.5.1 Berechnung der Schauerprofile

Für jede Kalorimeterschicht, jede Teilchenklasse und jeden Energiebereich wird folgendermaßen vorgegangen.

In einem Bereich von $\eta \times \phi = 0,7 \times 0,7$ um die heißeste Superzelle wird für jede Superzelle die Energie, normiert auf die gesamte Energie E_l in der jeweiligen Kalorimeterschicht l , in das zur Teilchenklasse zugehörige Histogramm eingetragen. Dabei bilden die Indexabstände Δj_η und Δj_ϕ zu der heißesten Superzelle die Klassen der Histogramme. Für ein durchschnittliches

Schauerprofil wird für jede Klasse der Histogramme der Mittelwert

$$e(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi) = \frac{1}{N(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi)} \cdot \sum_{i=1}^{N(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi)} e_i(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi) \quad (2.3)$$

berechnet, wobei $N(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi)$ die Gesamtzahl der Einträge i mit den normierten Superzellenenergien

$$e_i(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi) = \frac{E_i(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi)}{E_{l(i)}} \quad (2.4)$$

in der zugehörigen Klasse $(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi)$ ist.

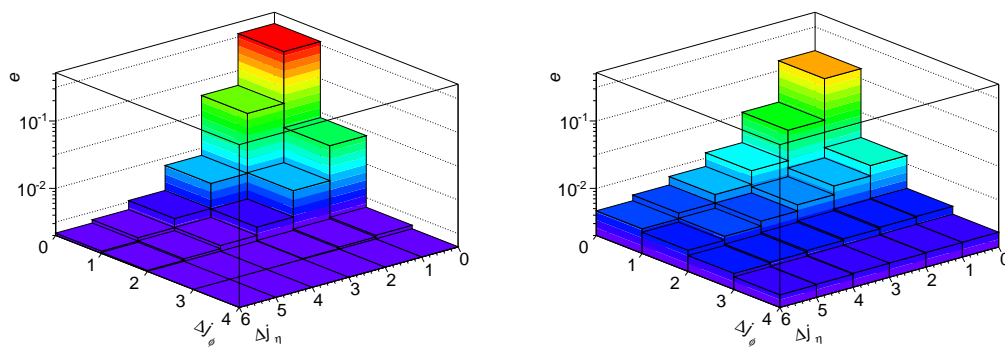
2.5.2 Auswertung der Schauerprofile

Die erhaltenen Schauerprofile sind exemplarisch für die mittlere Kalorimeterschicht („middle layer“) für den mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) in den Abbildungen 2.6(a) bis (c) für die verschiedenen Teilchenklassen dargestellt. Man erkennt, dass der „JetType“-Schauer in diesem Beispiel der am weitesten gefächerte ist und der „ElectronType“-Schauer mit $e(0,0) = 0,3547 \pm 0,0010$ die meiste Energie in der heißesten Superzelle besitzt. Für den „TauHadronType“-Schauer ist $e(0,0) = 0,1907 \pm 0,0015$ und für den „JetType“-Schauer ist $e(0,0) = 0,1406 \pm 0,0005$. Die angegebenen Messungenauigkeiten $\sigma_e(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi)$ sind die Standardabweichungen der Mittelwerte $e(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi) = \langle e(\Delta j_\eta, \Delta j_\phi) \rangle$, die mit

$$\begin{aligned} \sigma_e^2 &= \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (e_i - \langle e \rangle)^2 = \frac{1}{N-1} (\langle e^2 \rangle - \langle e \rangle^2) \\ &= \frac{1}{N \cdot (N-1)} \left(\sum_{i=1}^N e_i^2 - N \cdot \langle e \rangle^2 \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

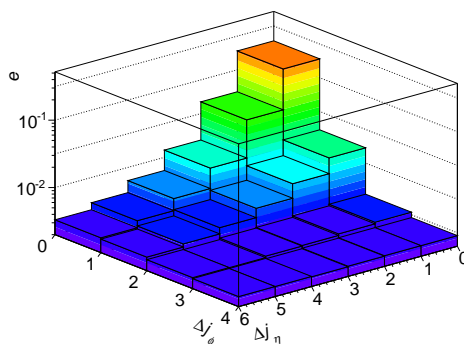
berechnet werden. Sie sind aufgrund der kleinsten Anzahl N für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen am größten, sind jedoch vernachlässigbar, da die relativen Messungenauigkeiten kleiner als 1 % sind.

In Abbildung 2.6(d) werden die Schauerprofile aus dem Beispiel bei $\Delta j_\phi = 0$ miteinander verglichen. Man erkennt, dass sich die Kurven von zum Beispiel „TauHadronType“ und „JetType“ bei $\Delta j_\eta \approx 3$ kreuzen. Bei $\Delta j_\phi = 1$ ist diese Kreuzung schon bei $\Delta j_\eta \approx 1,5$. Für $\Delta j_\phi \geq 2$ kreuzen sich die Kurven nicht mehr. Diese Erkenntnisse sind insbesondere bei der Entwicklung neuer Trigger-Variablen (siehe Abschnitt 2.5.3) eingeflossen.

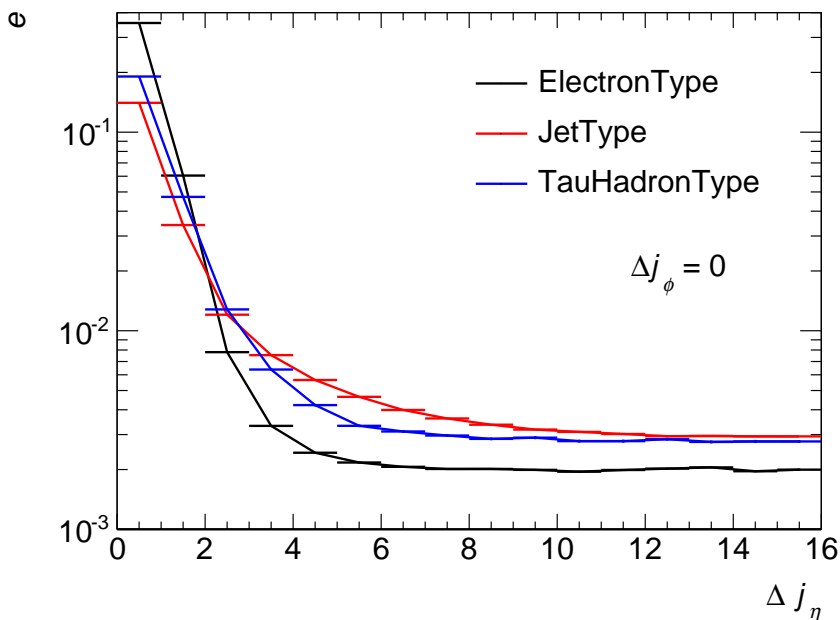


(a) „ElectronType“

(b) „JetType“



(c) „TauHadronType“



(d) Vergleich bei $\Delta j_\phi = 0$

Abbildung 2.6: Mittlere Schauerprofile für die verschiedenen Teilchenklassen, mittlere Kalorimeterschicht („middle layer“), mittlerer Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$), logarithmisch aufgetragen. Hierbei ist e die durchschnittliche normierte Superzellenenergie in Abhängigkeit der Indexabstände $\Delta j_\eta, \Delta j_\phi$ zur heißesten Superzelle.

2.5.3 Entwicklung geeigneter Trigger-Variablen

Um die Unterschiede zwischen den Schauerprofilen der verschiedenen Teilchenklassen qualitativ beschreiben zu können, benötigt es geeigneter Variablen. Solche Variablen sind zum Beispiel auch zur Rekonstruktion und Identifikation hadronischer Tau-Leptonen-Zerfälle mit experimentellen Daten aus dem Jahr 2011 [3] genutzt worden.

Besondere Anforderung an die Variablen ist, dass sie später von programmierbaren elektronischen Schaltkreisen berechnet werden sollen, also nicht zu komplex sein dürfen.

Es folgt die Beschreibung der entwickelten und genutzten Trigger-Variablen.

Energiegewichteter Radius

Für die vordere und die mittlere Kalorimeterschicht („front“ und „middle layer“) ist der energiegewichtete Radius r_{EM} aus [3] eine nützliche Variable. Hierbei werden die Superzellen im Radius $\Delta R \leq 0.3$ um die heißeste Superzelle ausgewählt. Die Variable wird mittels

$$r_{EM} = \frac{\sum_{i \in A}^{\Delta R_i \leq 0.3} \Delta R_i \cdot E_i}{\sum_{i \in A}^{\Delta R_i \leq 0.3} E_i} \quad (2.6)$$

für jedes gefundene Teilchen oder jeden gefundenen Jet berechnet. A ist die Menge aller Superzellen in der jeweiligen Kalorimeterschicht. E_i ist die zur jeweiligen Superzelle i gehörige Energie und ΔR_i ist der Abstand zur heißesten Superzelle.

Verhältnis von äußerer zu innerer Energie

Eine weitere Variable, die gut die Unterschiede zwischen den verschiedenen Teilchenklassen beschreibt, wird ebenfalls für die vordere und die mittlere Kalorimeterschicht („front“ und „middle layer“) mittels

$$\rho_{oi} = \frac{E_{\text{ohne innere Superzellen}}}{E_{\text{innere Superzellen}}} = \frac{E_{\text{ganz}} - E_{\text{innere Superzellen}}}{E_{\text{innere Superzellen}}} \quad (2.7)$$

als Verhältnis ρ_{oi} von äußerer zu innerer Energie berechnet. Die innere Energie $E_{\text{innere Superzellen}}$ ist die Summe der Energien der sieben zentralen Superzellen inklusive der heißesten Superzelle. Diese Superzellen sind diejenigen mit $\Delta j_\phi \leq 2$ für $\Delta j_\eta = 0$ und $\Delta j_\phi = 0$ für $\Delta j_\eta = 1$. Die gesamte Energie in der jeweiligen Kalorimeterschicht im Bereich von $\eta \times \phi = 0,7 \times 0,7$ um die heißeste Superzelle ist E_{ganz} .

Verhältnis der Energien zwischen Kalorimeterschichten

Die dritte Variablenart ist das Verhältnis $\rho_{l,m}$ der Gesamtenergien E_l zu E_m zwischen zwei Kalorimeterschichten l und m .

$$\rho_{l,m} = \frac{E_l}{E_m} \quad (2.8)$$

Ich habe hier die Verhältnisse von „front layer“ zu „presampler“, von „middle“ zu „front layer“ und von „back“ zu „middle layer“ gewählt.

Alles in Allem ergibt das sieben verschiedene Variablen zur Beschreibung der Schauer.

2.6 Ermittlung der Nachweiseffizienzen mittels Likelihood-Methode

Ein hohe Nachweiseffizienz der Erkennung der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen soll einer geringen Hintergrundeffizienz gegenüberstehen. Der Hintergrund ist einerseits die Menge der „ElectronType“-Teilchen oder andererseits die der Jets.

2.6.1 Vorgehensweise bei der Likelihood-Methode

Die Nachweiseffizienzen können mittels der Likelihood-Methode (siehe auch: [10, S. 3]) ermittelt werden. Dafür werden die Datensätze in zwei Hälften geteilt.

Mit der ersten Hälfte werden die Likelihood-Variablen-Abhängigkeiten trainiert. Dazu werden (für jeden Energiebereich separat) als erstes für jedes identifizierte Teilchen und jeden identifizierten Jet die sieben im Abschnitt 2.5.3 vorgestellten Variablen berechnet. Deren Verteilung wird für die verschiedenen Teilchenklassen in Histogrammen dargestellt. In diesen können schon mögliche Rückschlüsse auf die Güte der Separation gemacht werden. Die jeweilige relative Häufigkeit in Abhängigkeit von der Variable x_i wird als $f(x_i)$ bezeichnet. Der nächste Schritt besteht darin, aus diesen Diagrammen die Likelihood-Funktionen $L_i(x_i)$ in Abhängigkeit von den Variablen x_i mittels

$$L_i(x_i) = \frac{f^\tau(x_i)}{f^\tau(x_i) + f^{\text{Hintergrund}}(x_i)} \quad (2.9)$$

zu berechnen. Hierbei ist $f^\tau(x_i)$ die relative Häufigkeit des Wertes x_i für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen und $f^{\text{Hintergrund}}(x_i)$ die für den gewählten Hintergrund. Die Likelihood-Funktionen werden in Diagrammen dargestellt. Für jede Variable und jeden Energiebereich erhält man für beide Hintergründe je eine Kurve. Dabei ist die Likelihood definitionsgemäß für den Hintergrund tendenziell geringer als für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen.

Mit der zweiten Hälfte der Datensätze werden die Likelihood-Funktionen getestet und letztlich daraus die Nachweiseffizienzen berechnet. Dafür werden wieder für jedes identifizierte Teilchen und jeden identifizierten Jet die sieben vorgestellten Variablen berechnet. Danach werden aus den Likelihood-Diagrammen in Abhängigkeit von den Variablen die zugehörigen Werte für die Likelihood abgelesen. Diese können in Likelihood-Histogrammen gesammelt werden. Für die finale Likelihood-Verteilung $f_L(L)$ wird das Produkt aus den einzelnen Likelihoods L_i

$$L = \prod_{i=1}^7 L_i \quad (2.10)$$

berechnet. Die Likelihood-Verteilung zeigt für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen bei höheren Likelihoods ein stärkeres Auftreten als für den jeweils gewählten Hintergrund.

Um hieraus die Effizienzen ermitteln zu können, werden Likelihood-Schwellenwerte L_{schwell} untersucht. Die Effizienzen ε können für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen und den gewählten Hintergrund mittels Integration der relativen Häufigkeit $f_L(L)$ vom Likelihood-Schwellenwert L_{schwell} zur rechten Seite L_{max} berechnet und übereinander aufgetragen werden. Der Ausdruck

$$\varepsilon(L_{\text{schwell}}) = \int_{L_{\text{schwell}}}^{L_{\text{max}}} f_L(L) \quad (2.11)$$

beschreibt diese Berechnung. Am Ende erhält man für jeden Energiebereich und für die beiden Hintergründe je eine Effizienzen-Kurve (siehe auch: [10, S. 3]).

2.6.2 Durchführung des Likelihood-Trainings

In den Abbildungen 2.7, 2.8 und 2.9 sind die Verteilungen exemplarisch für verschiedene Variablen im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) dargestellt. Man erkennt schon hier stets eine gute Separation von „TauHadronType“ zu „ElectronType“. Die Unterscheidung von „TauHadronType“ zu „JetType“ ist nicht ganz so gut. Speziell für die Verhältnisse der Energien zwischen Kalorimeterschichten ist diese Separation quasi nicht vorhanden.

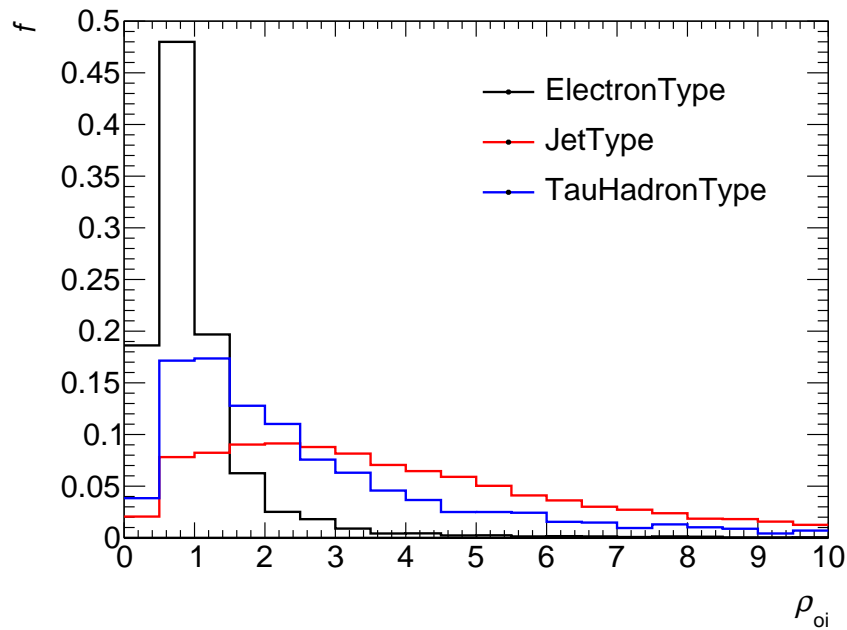


Abbildung 2.7: Relative Häufigkeit f der nach Formel 2.7 berechneten Variablen ρ_{oi} in der mittleren Kalorimeterschicht („middle layer“) im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{jet}\} \leq 100 \text{ GeV}$) mit der ersten Hälfte der Datensätze.

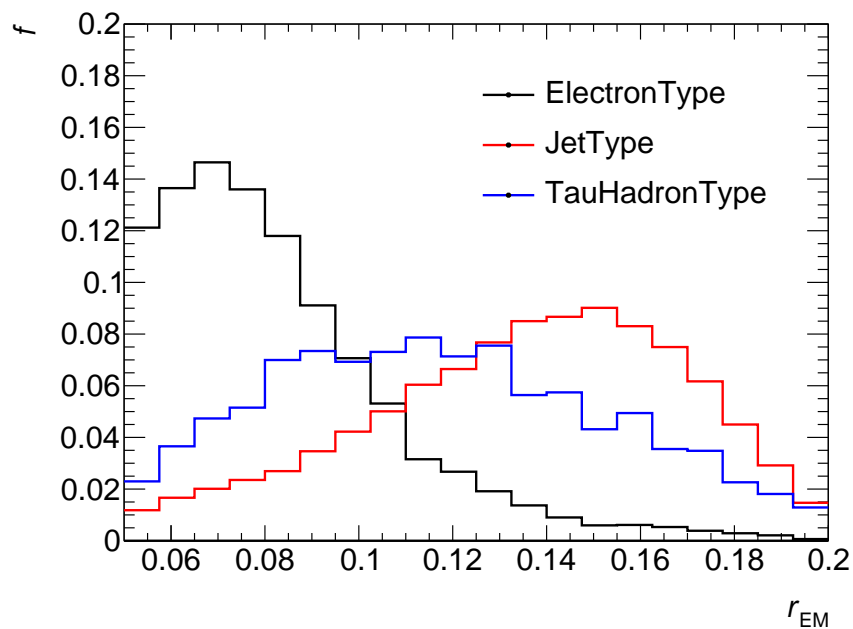


Abbildung 2.8: Relative Häufigkeit f der nach Formel 2.6 berechneten Variablen r_{EM} in der mittleren Kalorimeterschicht („middle layer“) im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{jet}\} \leq 100 \text{ GeV}$) mit der ersten Hälfte der Datensätze.

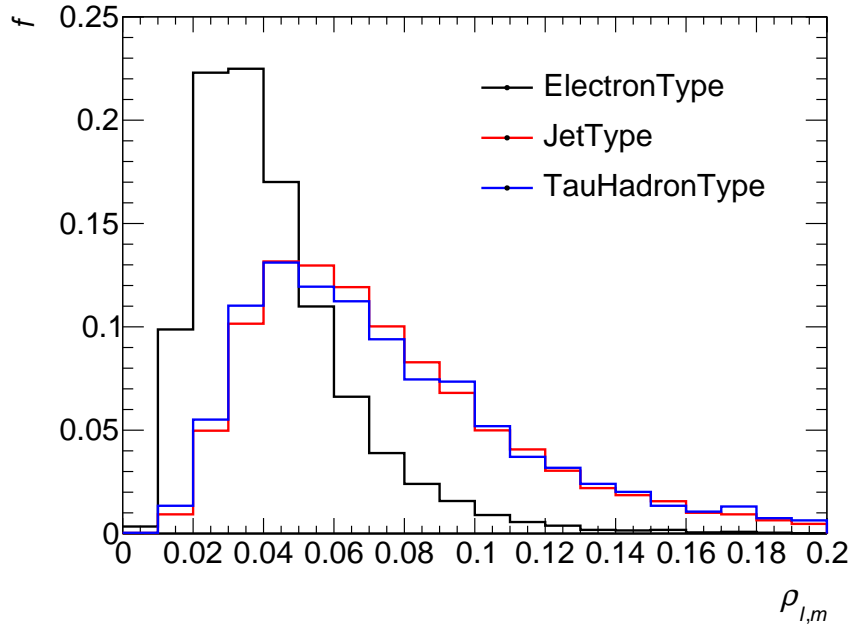


Abbildung 2.9: Relative Häufigkeit f der nach Formel 2.8 berechneten Variablen $\rho_{l,m}$, wobei l die hintere und m die mittlere Kalorimeterschicht ist, im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) mit der ersten Hälfte der Datensätze.

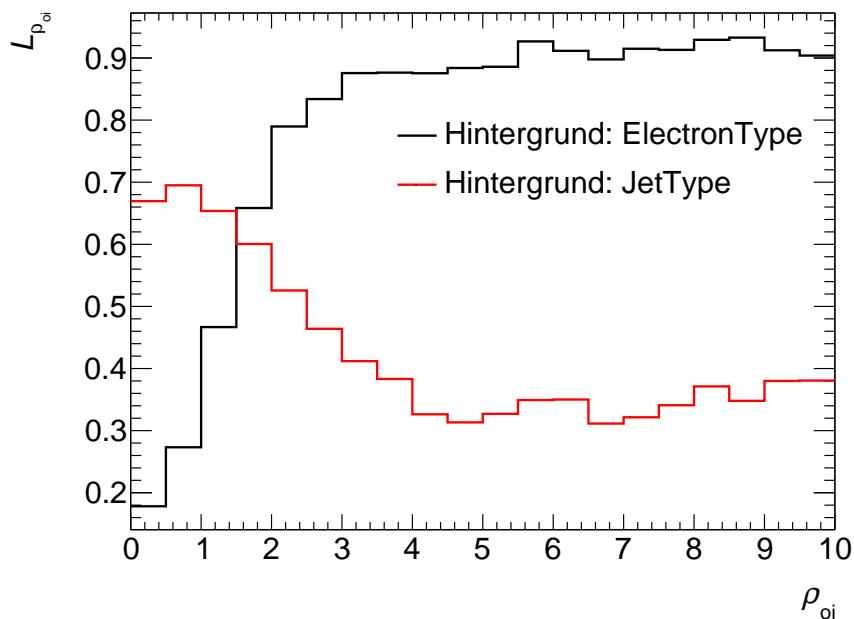


Abbildung 2.10: Berechnete Likelihood $L_{\rho_{oi}}$ in Abhängigkeit von der nach Formel 2.7 berechneten Variablen ρ_{oi} in der mittleren Kalorimeterschicht („middle layer“) im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) mit der ersten Hälfte der Datensätze.

In Abbildung 2.10 ist die Likelihood-Funktion $L_{\rho_{oi}}$ in Abhängigkeit von der Variablen ρ_{oi} in der mittleren Kalorimeterschicht („middle layer“) dargestellt. Man erkennt darin, dass ρ_{oi} für

die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen tendenziell größer als für „ElectronType“-ROIs und kleiner als für Jets ist. Die Differenz von minimaler zu maximaler Likelihood ist ein Gütesiegel für die Separation. Erneut ist ersichtlich, dass die Unterscheidung von „TauHadronType“ zu „ElectronType“ mit $\Delta L_{\rho_{oi}} \approx 0,7$ besser als die zu „JetType“ mit $\Delta L_{\rho_{oi}} \approx 0,3$ ist.

2.6.3 Durchführung des Tests der Likelihood-Funktionen

Die Verteilung der Likelihood $L_{\rho_{oi}}$ bei Jets als Hintergrund, die sich bei der Berechnung von ρ_{oi} für die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen und Jets ergibt, ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Wie erwartet, haben die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen die tendenziell größere Likelihood als die Jets. In Abbildung 2.12 ist derselbe Sachverhalt für die finale Likelihood L als Produkt der einzelnen Likelihoods L_i erkennbar.

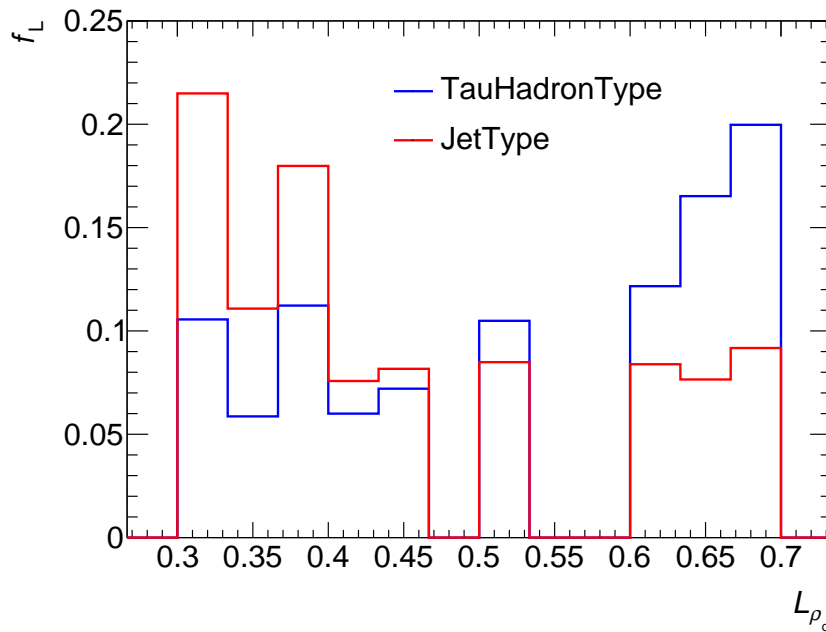


Abbildung 2.11: Verteilung $f_L(L_{\rho_{oi}})$ der Likelihood $L_{\rho_{oi}}$ für die nach Formel 2.7 berechnete Variable ρ_{oi} bei Jets als Hintergrund in der mittleren Kalorimeterschicht („middle layer“) im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) mit der zweiten Hälfte der Datensätze.

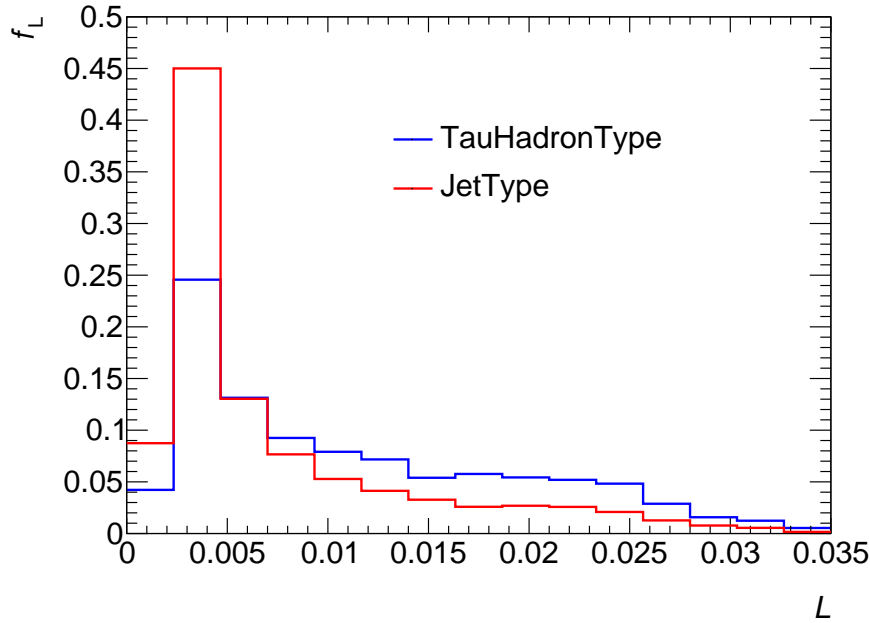


Abbildung 2.12: Verteilung $f_L(L)$ der finalen Likelihood L bei Jets als Hintergrund im mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) mit der zweiten Hälfte der Datensätze.

2.6.4 Darstellung der Nachweiseffizienzen

In Abbildung 2.13 ist die Hintergrundeffizienz $\varepsilon_{\text{JetType}}$ der Jets über die Nachweiseffizienz $\varepsilon_{\text{TauHadronType}}$ der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen für die verschiedenen Energiebereiche aufgetragen. So erhält man zum Beispiel für eine Zieffizienz der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen von 60 % eine Hintergrundeffizienz der Jets von etwa 30 %.

Die angegebenen Fehler entsprechen der statistischen Unsicherheit des Monte-Carlo-Datensatzes. Sie sind mittels der `TEfficiency`-Klasse von ROOT unter Anwendung Bayesscher Statistik ermittelt worden [9, S. 4 f.].

Ein ähnlicher Zusammenhang besteht, wenn statt der Jets die „ElectronType“-Teilchen als Hintergrund betrachtet werden. Dies ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Hier ist die Kurve etwas tiefer, das bedeutet, dass die Separation besser ist. So ist bei einer Zieffizienz der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen von $\varepsilon_{\text{TauHadronType}} = 60 \%$ die zugehörige Hintergrundeffizienz $\varepsilon_{\text{ElectronType}} \approx 25 \%$. Speziell für den mittleren Energiebereich ($30 \text{ GeV} \leq \{p_T, E_{\text{jet}}\} \leq 100 \text{ GeV}$) ist die Separation noch besser.

Wenn nun eine bestimmte Zieffizienz der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen gewünscht ist, reicht es jedoch nicht, einfach die zugehörigen Hintergrundeffizienzen aus den beiden Graphen zu bestimmen, da verschiedene Tau-Leptonen bis zur gewählten Grenze getriggert werden. Hierfür bedarf es weiterer Nachforschung.

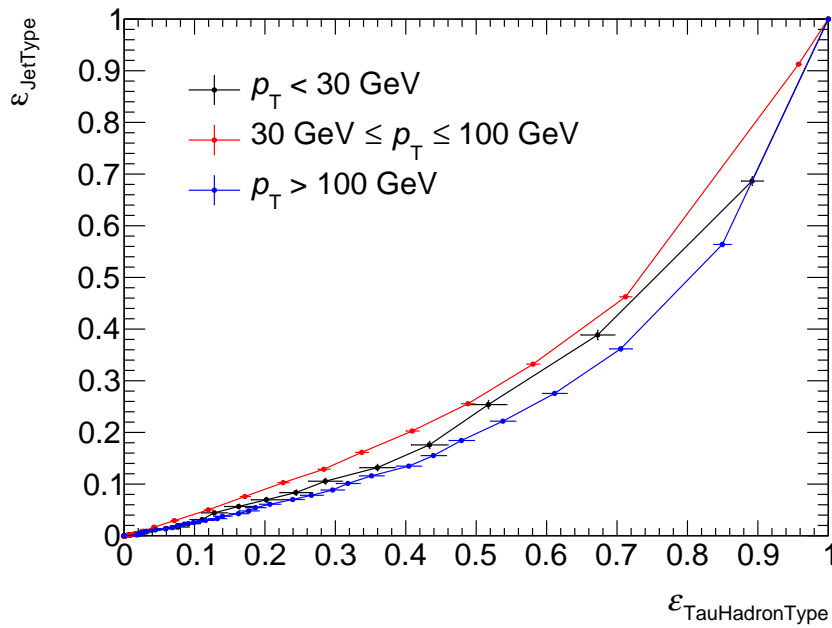


Abbildung 2.13: Hintergrundeffizienz $\varepsilon_{\text{JetType}}$ der Jets in Abhängigkeit von der Zieleffizienz $\varepsilon_{\text{TauHadronType}}$ der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen für verschiedene Energiebereiche. Die angegebenen Fehler entsprechen der statistischen Unsicherheit des Monte-Carlo-Datensatzes.

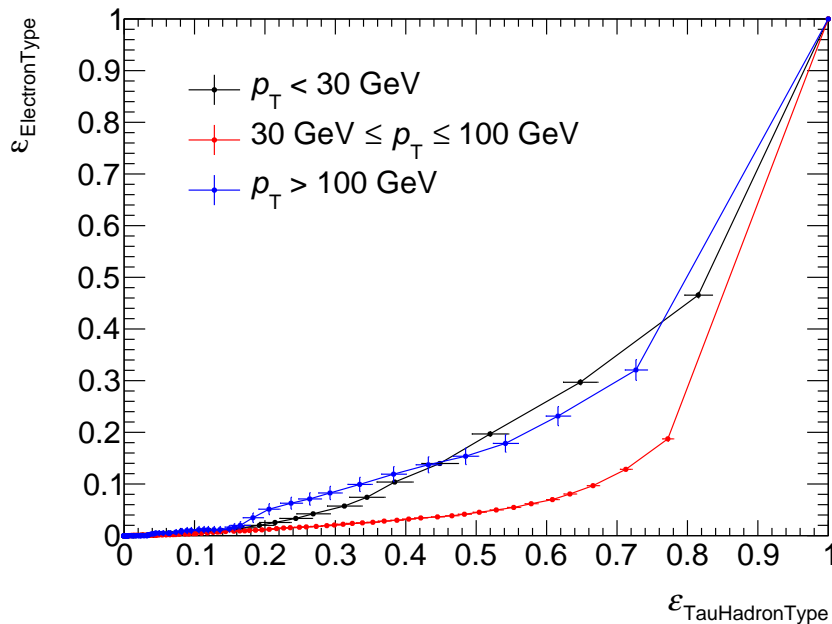


Abbildung 2.14: Hintergrundeffizienz $\varepsilon_{\text{ElectronType}}$ der „ElectronType“-Teilchen in Abhängigkeit von der Zieleffizienz $\varepsilon_{\text{TauHadronType}}$ der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen für verschiedene Energiebereiche. Die angegebenen Fehler entsprechen der statistischen Unsicherheit des Monte-Carlo-Datensatzes.

3 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit ist die Tau-Triggerung anhand der Unterschiede der Schauerprofile im elektromagnetischen Flüssigargon-Kalorimeter des ATLAS-Detektors untersucht worden. Hierbei ist insbesondere auf die Unterdrückung des Hintergrunds der Jets eingegangen worden. Die geplanten Superzellen sind korrekt kartiert und die Identifizierung der interessanten Regionen (ROIs) ist erfolgreich durchgeführt worden.

Mittels Likelihood-Methode ist eine Möglichkeit der Triggerung hadronisch zerfallender Tau-Leptonen untersucht worden. Mit der erfolgten Analyse ist es möglich bei einer gewählten Nachweiseffizienz der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen von zum Beispiel 60% etwa 70% der Jets zu unterdrücken. Im Vergleich hierzu ist die Hintergrundunterdrückung mit experimentellen Daten aus dem Jahr 2011 [3, Abb. 5, „1-prong“] bei derselben Tau-Leptonen-Nachweiseffizienz mit mindestens 90 % etwas höher. Diese Auswahl der Tau-Leptonen ist jedoch nicht vom Trigger sondern erst im Nachhinein berechnet worden. Zudem sind die hadronischen Kalorimeter im ATLAS-Detektor einbezogen worden.

Die ermittelten Werte können möglicherweise mittels weiterer Variablen oder besserer Auswahl derselben noch verbessert werden.

Die Effizienzenkurve ist außerdem von der Wahl der Klassenbreite der Likelihood-Verteilungen abhängig. Im Fall einer Programmierung in Hardware können Histogramme, wie die Likelihood-Variablen-Abhängigkeit (siehe Abbildung 2.10), durch Funktionen angenähert werden.

Des Weiteren ist die Effizienzenkurve vom gewählten Energiebereich abhängig. Speziell am Beispiel des Hintergrunds aus Elektronen, etc. (siehe Abbildung 2.14) ist zu erkennen, dass die gewählten Variablen auf den Energiebereich $30 \text{ GeV} \leq p_T \leq 100 \text{ GeV}$ abgestimmt sind. Hier wird bei einer Nachweiseffizienz der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen von 60 % circa 93 % des Hintergrunds unterdrückt. In weiteren Untersuchungen muss deshalb eine feinere Einteilung der Energiebereiche betrachtet werden.

Allgemein hat sich gezeigt, dass die hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen besser von den Elektronen, etc. als von den Jets separiert werden können.

Die feinere Granularität in den geplanten Superzellen hat positive Auswirkung auf die Analyse, da die verwendeten Variablen, die sich als gut herausgestellt haben (insbesondere r_{EM} und ρ_{oi}), dies ausnutzen.

Der neue Trigger wird auch das hadronische Kalorimeter nutzen, was hier noch nicht betrachtet worden ist. Das wird weitere Verbesserungen bringen.

Eine wichtige Größe ist die Trigger-Rate für hadronische Tau-Leptonen. Diese konnte mit dem Top-Antitop-Paar-Datensatz nicht direkt ermittelt werden, wird aber in Zukunft mit Hilfe von 2-Jet-Simulationen errechnet werden.

Um die wahre Nachweiseffizienz ermitteln zu können, muss beachtet werden, dass schon bei der Generierung der bei der Analyse verwendeten ROIs eine gewisse Effizienz vorliegt.

4 Literaturverzeichnis

- [1] The ATLAS Collaboration: *Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment*. CERN-LHCC-2011-012, 2011. (<https://cds.cern.ch/record/1402470>)
- [2] The ATLAS Collaboration: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. CERN-PH-EP-2012-218, 2012. (<https://cds.cern.ch/record/1471031>)
- [3] The ATLAS Collaboration: *Performance of the Reconstruction and Identification of Hadronic τ Decays in ATLAS with 2011 Data*. ATLAS-CONF-2012-142, 2012. (<https://cds.cern.ch/record/1485531>)
- [4] The ATLAS Collaboration: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3 S08003, 2008. (<http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08003>)
- [5] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Group: *ATLAS Liquid Argon Calorimeters Trigger Electronics for LHC Phase-I upgrade*. ATL-COM-LARG-2012-031, ATU-SYS-ES-0010, 2013. (<https://edms.cern.ch/document/1160765>)
- [6] J. Beringer u. a. (Particle Data Group): *Particle Listings, tau*. PR D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition (<http://www-pdg.lbl.gov/2013/listings/rpp2013-list-tau.pdf>)
- [7] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam und Gregory Soyez: *The anti- k_t jet clustering algorithm*. JHEP 0804:063, LPTHE-07-03, 2008. (<http://arxiv.org/abs/0802.1189>)
- [8] Patrick Czodrowski: *Triggering on hadronic Tau Decays in ATLAS: Algorithms and Performance*. J. Phys.: Conf. Ser. 396 012015, 2012. (<https://cds.cern.ch/record/1458576>)
- [9] Christian Gumpert: *TEfficiency – A ROOT class for calculating efficiencies*. 2010. (<http://iktp.tu-dresden.de/~cgumpert/downloads/TEfficiency.pdf>)

- [10] Dugan C. O’Neil (the ATLAS Collaboration): *Tau identification using multivariate techniques in ATLAS*. J. Phys.: Conf. Ser. 368 012029, 2012. (<http://iopscience.iop.org/1742-6596/368/1/012029>)
- [11] Nikiforos Nikiforou, The ATLAS Collaboration: *Performance of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter after three years of LHC operation and plans for a future upgrade*. ATL-LARG-PROC-2013-003, 2013. (<https://cds.cern.ch/record/1552074>)
- [12] Particle Data Group: *Monte Carlo Particle Numbering Scheme*. Überarbeitet von J.-F. Arguin, L. Garren, F. Krauss, C.-J. Lin, S. Navas, P. Richardson und T. Sjostrand, 2012. (http://pdg.lbl.gov/2013/mcdata/mc_particle_id_contents.html)
- [13] ATLAS-Upgrade-Simulation: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/UpgradeSimulation>, eingeschränkte Nutzung mit CERN-Nutzungsdaten
- [14] Analysesoftware ROOT: <http://root.cern.ch>

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Robert Wolff

Dresden, August 2013