

Systematische Studien zur Suche nach Photonen mit Energien unterhalb von 10^{18} eV

Bachelorarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science (B.Sc.)

der Universität Siegen



Department Physik

Vorgelegt von
Alexander Schicke

April 2019

Inhaltsverzeichnis

1 Kosmische Strahlung	1
1.1 Primäre kosmische Strahlung	1
1.1.1 Zusammensetzung	2
1.1.2 Quellen und Beschleunigungsmechanismen	2
1.2 Ausgedehnte Luftschauer	4
1.2.1 Die elektromagnetische Komponente	5
1.2.2 Die hadronische, myonische und Neutrino-Komponente	6
1.3 Primäre UHE Photonen	7
2 Das Pierre-Auger-Observatorium	9
2.1 Der Oberflächendetektor	9
2.2 Der Fluoreszenzdetektor	10
2.3 Erweiterung für niedrigere Energien	11
3 Simulation	13
3.1 Luftschauer- und Detektorsimulation	13
3.2 Observablen für die multivariate Analyse zur Suche nach primären Photonen	14
4 Variation des Spektralindex in der MVA	19
5 Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle	23
6 Zusammenfassung	29
7 Anhang	31
8 Literaturverzeichnis	33
9 Erklärung	37

1 Kosmische Strahlung

Victor Franz Hess flog 1912 mit Ballons in eine Höhe von 5 km [1], um die Ionisation der Luft durch γ -Strahlung in Abhängigkeit der Höhe zu messen [2]. Er machte die Entdeckung, dass ab einer Höhe von einem Kilometer die Ionisationswerte anstiegen. Daraus interpretierte er, dass Strahlung von außerhalb der Atmosphäre kommen musste [3].

Pierre Auger stellte 1938 mehrere Geiger-Müller-Zähler in den Alpen auf, um Spuren der kosmischen Strahlung aufzuzeichnen. Er variierte den Abstand der Kammern bis auf 300 m und registrierte Koinzidenzen der Zeiten verschiedener Kammern. Daraus schloss er, dass ein primäres Teilchen der kosmischen Strahlung (siehe Abschnitt 1.1) einen ausgedehnten Teilchenschauer aus Sekundärteilchen (siehe Abschnitt 1.2) in der Atmosphäre auslöst [4].

1.1 Primäre kosmische Strahlung

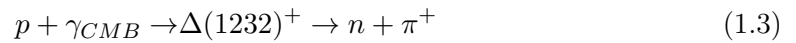
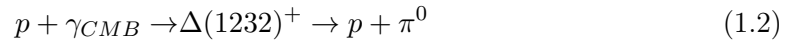
Heutzutage ist das Spektrum des differentiellen Teilchenflusses der kosmischen Strahlung φ über einen großen Energiebereich durch zahlreiche Experimente bekannt. In Abbildung 1.1 ist der Fluss der Primärteilchen gegen ihre Energie aufgetragen. Der Fluss geht logarithmisch über 34 Größenordnungen und die Energie logarithmisch über 31 Größenordnungen. Dieses Spektrum lässt sich im Wesentlichen durch ein Potenzgesetz der Form

$$\varphi(E) \propto E^{-\gamma} \tag{1.1}$$

mit dem Spektralindex γ darstellen.

Bei Energien unter einigen 10 GeV ist der Fluss durch den Einfluss des Erdmagnetfelds und der Aktivität der Sonne beeinflusst [5]. Um das Erdmagnetfeld zu überwinden braucht das Teilchen eine gewisse Schwellenergie, die abhängig vom einfallenden Winkel und dem geomagnetischen Breitengrad ist. Bei einer Energie von ungefähr 4 PeV ist das "Knie". Hier ändert sich der Spektralindex von $\gamma = 2,7$ auf $\gamma = 3,1$. Beim "Knöchel" ($E = 4 \text{ EeV}$) flacht das Spektrum wieder auf einen Index von $\gamma = 2,7$ ab [6]. Dies könnte ein Hinweis dafür sein, dass für größere Energien die kosmische Strahlung extragalaktischen Ursprungs ist [7]. Bei höchsten Energien ist der Fluss stark unterdrückt. Eine Erklärung dafür wäre der, noch nicht nachgewiesene, GZK-Prozess, der von Greisen, Zatsepin und Kuz'min vorausgesagt wurde [8][9]. Dieser Prozess sorgt für eine Unterdrückung des Flusses bei z.B. hochenergetischen Protonen durch Wechselwirkung mit der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMB - Cosmic Microwave Background). Dabei

werden über Delta-Resonanz Pionen produziert:



Dieser Prozess ist ab einer Protonenergie von über $\approx 5 \cdot 10^{19}$ eV möglich und führt zu einem signifikanten Energieverlust der Protonen. Daraus folgt, dass detektierte Teilchen einer Energie oberhalb $\approx 10^{20}$ eV ihren Ursprung innerhalb des GZK-Horizonts haben müssen, der bei ungefähr 100 Mpc liegt [10]. Für Kerne ist die GZK-Schwelle höher als für Protonen, allerdings treten andere Effekte wie Photodisintegration mit dem CMB oder extragalaktischem Hintergrundlicht auf, die wieder eine Flussunterdrückung bei höchsten Energien verursachen.

Die in dem oben genannten Prozess entstandenen neutralen Pionen zerfallen in zwei ultrahochenergetische Photonen, die typischerweise jeweils 10% der Energie des primären Protons haben [11].



Wenn diese GZK-Photonen beobachtet würden, wäre dies ein Indikator für den GZK-Prozess und eine Erklärung für die Unterdrückung des Flusses bei höchsten Energien.

1.1.1 Zusammensetzung

Bis zu einer Energie von 100 TeV ist der Fluss der Teilchen noch hoch genug, dass er mit Ballon- oder Satelliten-Experimenten direkt gemessen werden kann. Dadurch ist die Zusammensetzung kosmischer Strahlung bis zu dieser Energie gut bekannt. 98% der primären kosmischen Strahlung sind Protonen und Kerne, die sich wiederum auf 87% Protonen, 12% α -Teilchen und 1% schwerere Kerne aufteilen. Die restlichen 2% sind Elektronen und Positronen [12]. Die relative Häufigkeit der Zusammensetzung primärer kosmischer Strahlung ist, bis auf ein paar Ausnahmen, ähnlich der Elementverteilung in unserem Sonnensystem [13].

Da bei Energien oberhalb von 100 TeV durch den geringen Fluss nur zunehmend indirekte Messungen der kosmischen Strahlung durch Beobachtung von Luftschauern möglich sind, ist weniger über die Zusammensetzung bekannt. Bei der Interpretation der Schauer-Messungen spielen hadronische Wechselwirkungen eine große Rolle. Bei höchsten Energien fehlen direkte Messungen der hadronischen Wechselwirkungen z.B. an Beschleunigern, deshalb müssen Messdaten niedriger Energien extrapoliert werden unter Annahme verschiedener Modelle [14](mehr in Kapitel 5).

1.1.2 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

Zu Zeiten von Hess und Auger waren die Quellen der kosmischen Strahlung noch unbekannt. Heute weiß man durch bessere und größere Experimente welche Objekte mögliche Strahlungsquellen sind:

- Supernovae (SN) und deren Überreste (SNRs - Supernovae Remnants)

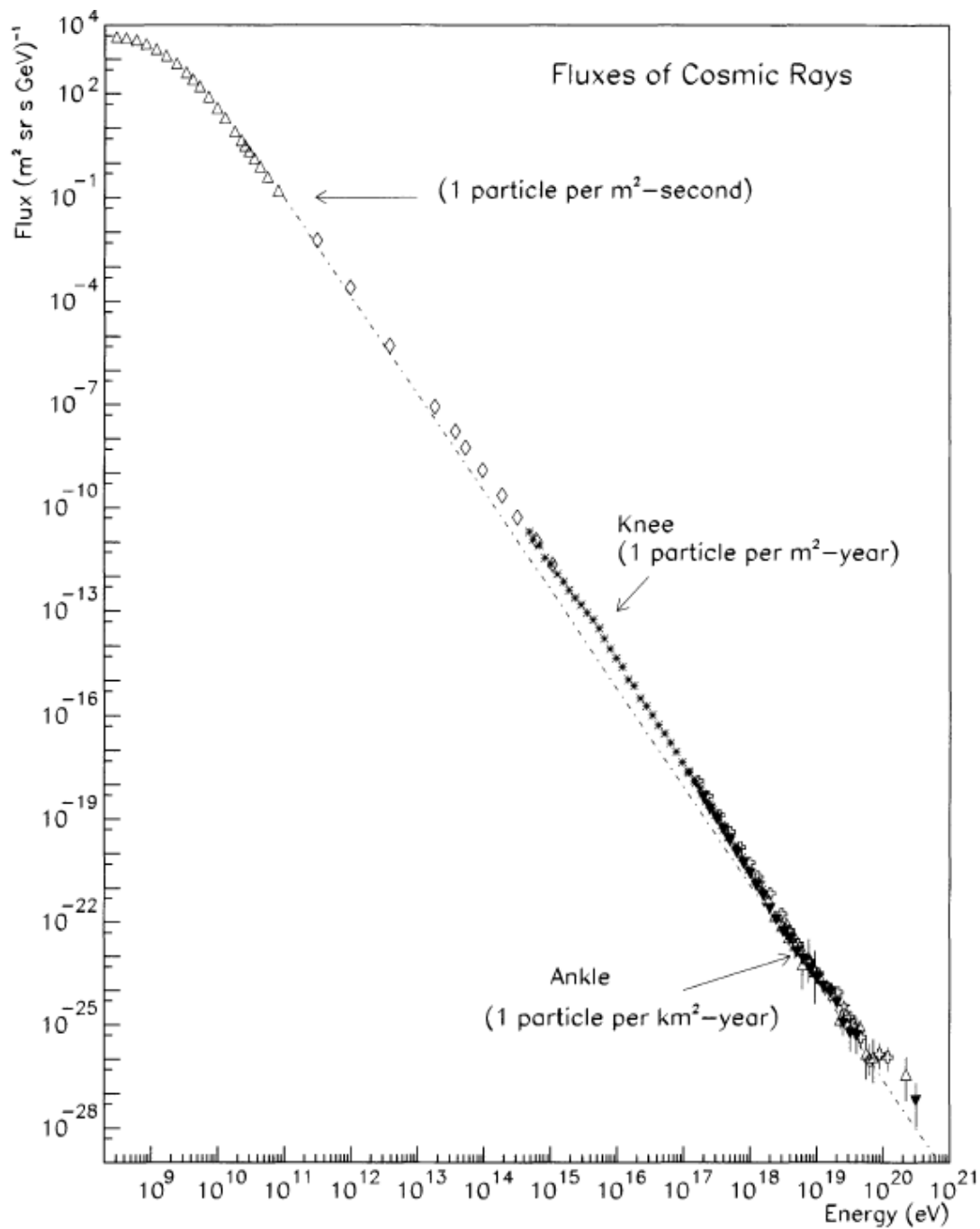


Abbildung 1.1: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung für alle Primärteilchen von unterschiedlichen Experimenten gemessen [15]

- Aktive galaktische Kerne (AGN - Active Galactic Nuclei)
- Schwarze Löcher
- Pulsare und Neutronensterne

Aus dem Verlauf des Spektrums können Rückschlüsse auf den Ursprung der primären Teilchen der kosmischen Strahlung gezogen werden. Aufgrund des Potenzgesetzes des Spektrums können thermische Beschleunigungsmechanismen ausgeschlossen werden. Ein Prozess, der in Frage kommt, sind Reflexionen zwischen zwei Schockfronten. Diese können z.B. bei Supernovae entstehen. Dieser Beschleunigungsmechanismus wurde 1948 erstmals von Enrico Fermi beschrieben [16].

1.2 Ausgedehnte Luftschauer

Wenn Teilchen der kosmischen Strahlung die Erde erreichen, interagieren sie mit den Teilchen der Atmosphäre und erzeugen neue Sekundärteilchen, die wieder wechselwirken können. Auf diese Weise entsteht eine Kaskade aus Sekundärteilchen, welche als ausgedehnter Luftschauer bezeichnet wird.

Ein Schauer lässt sich im Wesentlichen in vier Komponenten aufteilen (siehe Abbildung 1.2), die im Folgenden kurz beschrieben werden:

- die elektromagnetische Komponente,
- die hadronische Komponente,
- die myonische Komponente, und
- die Neutrino-Komponente.

Die Höhe der Teilchen über dem Erdboden wird üblicherweise nicht in Metern angegeben, sondern als atmosphärische Tiefe. Diese gibt sich aus der Integration der Dichte $\rho(h)$ entlang der Schauerachse über die Höhe h [17]. Für ein vertikal eintreffendes Teilchen gilt:

$$X_{vert} = \int_h^{\infty} \rho(h') dh' \quad (1.5)$$

Für ein Teilchen, welches unter einem Zenitwinkel $\Theta < 60^\circ$ in die Atmosphäre eindringt, kann die Krümmung der Erdoberfläche, bzw. Atmosphäre vernachlässigt werden ("Flat-Earth-Approximation") und die atmosphärische Tiefe ergibt sich zu

$$X(h, \Theta) = \frac{X_{vert}(h)}{\cos(\Theta)}. \quad (1.6)$$

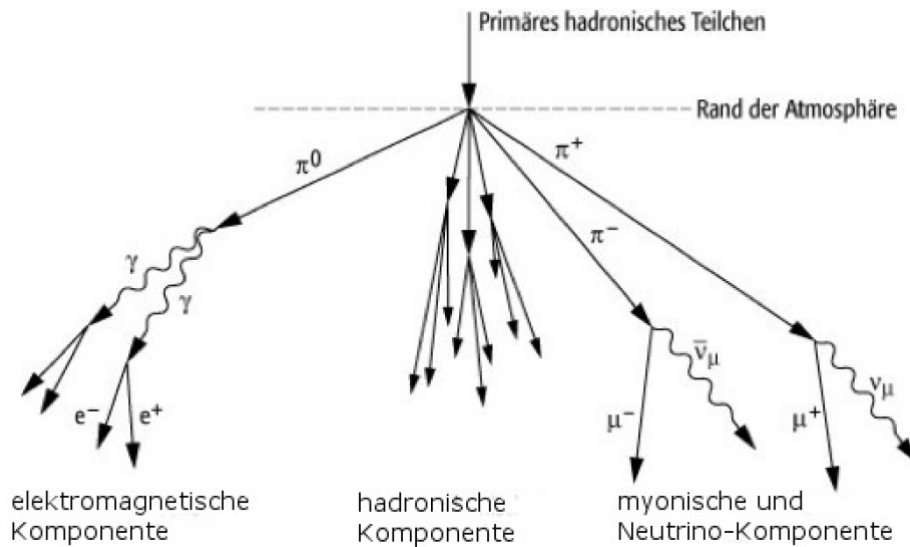


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers. Hochenergetische Teilchen stoßen mit den Atomkernen der Atmosphäre zusammen und erzeugen viele Sekundärteilchen, die eine Teilchenkaskade bilden. Adaptiert nach [18]

1.2.1 Die elektromagnetische Komponente

Die elektromagnetische Komponente eines ausgedehnten Luftschauers wird durch Zerfall von neutralen Pionen aus der hadronischen Komponente induziert:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.7)$$

Diese Photonen erzeugen wiederum Elektron-Positron-Paare,

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.8)$$

welche im elektrischen Feld der ionisierten Kerne in der Luft Bremsstrahlung erzeugen. Die elektromagnetische Kaskade kann man näherungsweise mit dem Heitler-Modell beschreiben [19].

Bei dieser Modellannahme wechselwirkt jedes Teilchen nach einer bestimmten Länge λ und erzeugt zwei weitere Teilchen. Nach n Interaktionen sind 2^n Teilchen entstanden und die Strecke $s = n \cdot \lambda$ wurde zurückgelegt. Die Energie des wechselwirkenden Teilchens wird zu gleichen Teilen auf die Sekundärteilchen aufgeteilt bis nach n_k Schritten eine kritische Energie

$$E_k = \frac{E_0}{2^{n_k}} \quad (1.9)$$

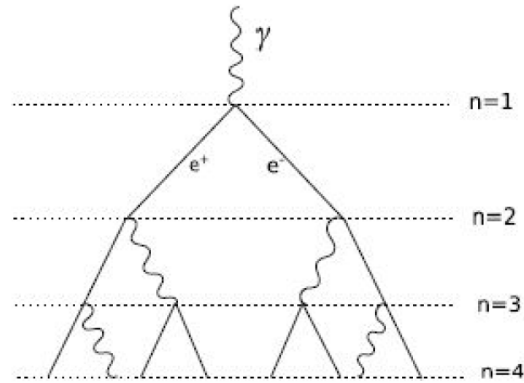


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des Schauermodells nach Heitler [20]

erreicht ist, mit der Energie E_0 des primären Teilchens. An diesem Punkt ist die maximale Anzahl der Teilchen erreicht:

$$X_{max} = \frac{\lambda}{\ln(2)} \ln \left(\frac{E_0}{E_k} \right). \quad (1.10)$$

Nach diesem Maximum wird der Schauer nicht mehr durch das Heitler-Modell beschrieben, denn die Teilchen werden beispielsweise absorbiert. In Abbildung 1.3 ist die schematische Darstellung einer Kaskade nach dem Heitler-Modell gezeigt.

1.2.2 Die hadronische, myonische und Neutrino-Komponente

Die hadronische Komponente eines Teilchenschauers kann ebenfalls mit einem (modifizieren) Heitler-Modell beschrieben werden [20]. Allerdings entstehen nicht nur zwei Teilchen nach einer Interaktionslänge λ , sondern $3n$ Pionen, welche zu gleichen Teilen auf π^+ , π^- und π^0 aufgeteilt werden.

Die neutralen Pionen zerfallen sofort in zwei Photonen, die die bereits in Abschnitt 1.2.1 beschriebenen elektromagnetischen Kaskaden induzieren. Die geladenen Pionen wiederum interagieren mit Kernen in der Atmosphäre bis wieder eine kritische Energie von $E_k^\pi \approx 20\text{GeV}$ erreicht ist. Dann zerfallen die Pionen, bevor sie mit dem nächsten Teilchen interagieren können, in Myonen und die entsprechenden Myon-Neutrinos, die die myonische und Neutrino-Komponente bilden:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (1.11)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (1.12)$$

Da Myonen eine kurze Zerfallsdauer haben, erreichen niederenergetische Myonen nicht den Erdboden, sondern zerfallen vorher in Positronen/Elektronen und Neutrinos, die zu den jeweiligen Komponenten beitragen:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.13)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (1.14)$$

1.3 Primäre UHE Photonen

Photonen und andere neutral geladene Teilchen gehören nicht zum Begriff der kosmischen Strahlung, da dieser nur geladenen Teilchen vorbehalten ist. Dennoch sind Photonen stark mit der kosmischen Strahlung verknüpft, wie beispielsweise durch den GZK-Effekt 1.2. Bei der Propagation durch das Universum interagieren diese ultrahochenergetischen (UHE) Photonen mit verschiedenen kosmischen Strahlungsfeldern und produzieren Elektron-Positron-Paare [11]:

$$\gamma_{UHE} + \gamma_{Strahlungsfeld} \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.15)$$

Aufgrund der sehr hohen Schwerpunktsenergie hat eins der beiden Teilchen den Großteil der Energie. Dieses streut wieder an Photonen aus den Strahlungsfeldern und vollzieht den inversen Compton-Prozess:

$$e^\pm + \gamma_{Strahlungsfeld} \rightarrow e^\pm + \gamma_{UHE} \quad (1.16)$$

Die meiste Energie in diesem Prozess liegt nun beim Photon [21].

Die Photonen treffen auf die Atmosphäre und lösen einen ausgedehnten Teilchenschauer aus. Ein Teilchenschauer, ausgelöst von einem Photon, hat wesentliche Unterschiede zu denen, die von Protonen oder Eisenkernen ausgelöst werden. Ein Photon-Schauer hat eine starke elektromagnetische Komponente, allerdings werden in einem solchen Schauer kaum Myonen und Neutrinos produziert. Aus diesem Grund entwickeln sich Photonen-Schauer tiefer in der Atmosphäre und haben somit ein größeres X_{max} [11].

2 Das Pierre-Auger-Observatorium

Der Fluss der Teilchen nimmt bei hohen Energien stark ab (siehe Abbildung 1.1). Bei Energien oberhalb des "Knöchels" liegt die Flussrate bei nur noch einem Teilchen pro Jahr pro Quadratkilometer. Satelliten- und ballongestützte Experimente reichen nicht aus, um genügend Statistik aufzunehmen, deshalb werden beispielsweise große Flächendetektoren am Boden eingesetzt, die die kosmische Strahlung indirekt durch Messung der von ihr induzierten Luftschaue messen. Das Pierre-Auger-Observatorium [22] ist das derzeit größte Luftschaueexperiment in der argentinischen Provinz Mendoza nahe der Stadt Malargüe.

Am Pierre-Auger-Observatorium werden Teilchen der kosmischen Strahlung mit Primärenergien von mehr als 10^{17} eV gemessen. Dabei wird ein Hybrid-Konzept verwendet, welches zwei etablierte, unabhängige Detektionstechniken einsetzt. Zum einen einen Oberflächendetektor (SD - Surface Detector) mit rund 1600 Wasser-Cherenkov-Detektoren (WCDs) und zum anderen den Fluoreszenz-Detektor (FD), bestehend aus 24 Fluoreszenz-Teleskopen, die an vier Orten am Rand der SD-Ebene angebracht sind.

2010 wurden, zu den bereits existierenden Detektorsystemen, zwei Erweiterungen installiert. Im Westen des Detektorfelds wurden zwischen den bereits bestehenden WCDs weitere WCDs installiert um Teilchenschauer geringerer Energien detektieren zu können [23]. Zudem wurden drei weitere Teleskope installiert [24]. In Abbildung 2.1 ist der schematische Aufbau des Pierre-Auger-Observatoriums gezeigt.

2.1 Der Oberflächendetektor

Der SD besteht aus 1600 zylindrischen WCDs (siehe Abbildung 2.2a), die in einem hexagonalen Gitter mit einem Abstand von 1.5 km verteilt sind. Dadurch sind Messungen mit voller Effizienz erst ab einer Primärenergie von $3 \cdot 10^{18}$ eV mit dem SD möglich. Schauer mit geringerer Primärenergie haben ein schmaleres laterales Profil und triggern wenig zu Stationen für eine erfolgreiche Ereignisrekonstruktion. Insgesamt deckt der SD eine Fläche von über 3000 km^2 ab [25]. Jeder der WCDs ist mit 12.000 l hochreinem Wasser gefüllt.

Wenn ein geladenes Teilchen ein Medium durchquert und seine Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium (hier Wasser, Brechungsindex $n \approx 1,33$) ist,

$$v \geq \frac{c}{n} \approx 0,75 \cdot c \quad (2.1)$$

werden bei der Relaxation der Polarisation der Atome Lichtwellen ausgesendet, die sich konstruktiv zu einer Wellenfront überlagern. Diese Cherenkov-Strahlung [26] wird unter

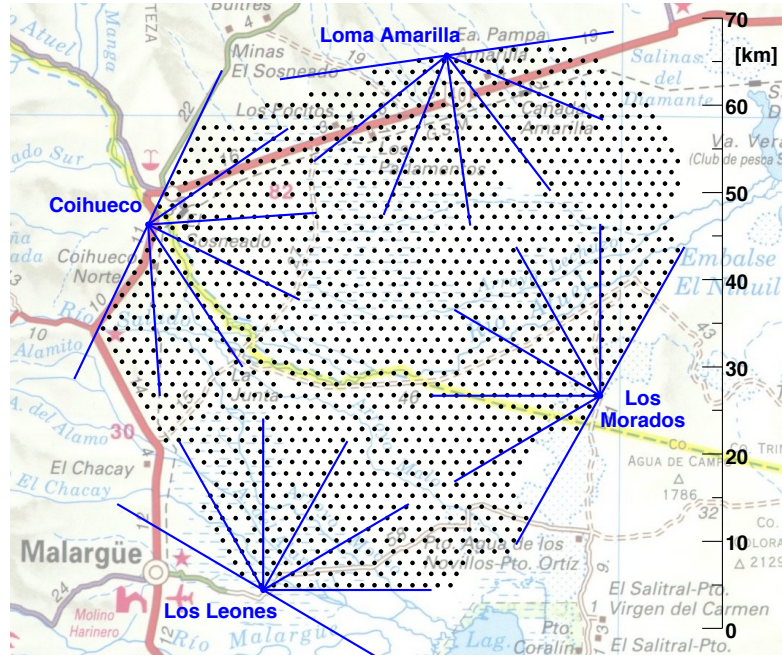


Abbildung 2.1: Aufbau des Pierre-Auger-Observatoriums [27]. Die schwarzen Punkte markieren die über 1600 WCDs des SD und die blauen Linien stellen das Sichtfeld der Fluoreszenz-Teleskope des FD dar.

einem Öffnungswinkel θ ausgesandt, wobei θ folgendem Gesetz folgt:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (2.2)$$

Mit dem Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ und dem Brechungsindex des Mediums n . Bei einer Geschwindigkeit der Teilchen nahe der Lichtgeschwindigkeit ($\beta \approx 1$) und dem Brechungsindex von Wasser ($n \approx 1,33$) kommt man auf einen Öffnungswinkel von $\theta \approx 41,2^\circ$. Das in dem Wasser durch hochenergetische, geladene Teilchen emittierte Cherenkov-Licht, wird von drei Photoelektronenvervielfachern (PMTs - Photomultiplier Tubes) aufgesammelt. Dort lösen die Cherenkov-Photonen Photoelektronen aus, welche als elektrisches Signal verarbeitet werden. Das Signal wird dann via kabellosen Transmitter an die Datenerfassungszentrale (CDAS - Central Data Acquisition System) gesendet. Die WCDs messen unabhängig voneinander, sodass auch bei Ausfall einzelner WCDs der SD zu 100% der Zeit Daten erfassen kann.

2.2 Der Fluoreszenzdetektor

Bei der Ausbreitung von Teilchenschauern in der Atmosphäre werden die in der Atmosphäre enthaltenen Stickstoff-Atome angeregt. Wenn diese zurück in ihren Grundzustand fallen, werden Photonen im Wellenlängenbereich von 300 bis 400nm emittiert [28]. Dieses

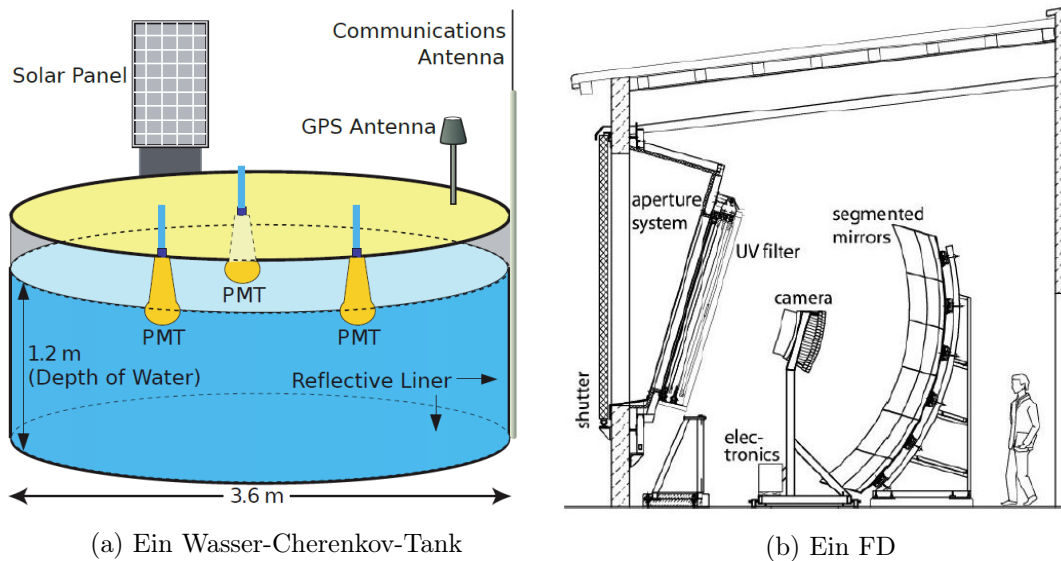


Abbildung 2.2: Schematische Darstellungen eines (a) Wasser-Cherenkov-Detektors (adaptiert nach [29]) und (b) eines Fluoreszenz-Teleskops [30]

Fluoreszenzlicht kann mit Fluoreszenz-Teleskopen detektiert werden.

Der FD besteht aus 24 Fluoreszenz-Teleskopen (Schematische Darstellung in Abbildung 2.2b), an vier Orten am Rand des SD-Feldes (siehe Abbildung 2.1). Das Fluoreszenzlicht wird über einen 14 m^2 großen Spiegel auf eine Kamera mit 440 PMTs fokussiert [31]. Das Blickfeld der von jeweils sechs Teleskopen in einem FD-Gebäude summiert sich auf ein Sichtfenster von 180° in der Horizontalen und von 0° bis 30° in der Vertikalen. Durch diese Einschränkung können Teilchenschauer ab einer Primärenergie von 10^{18} eV gemessen werden, da sich von Teilchen niedrigerer Energien induzierte Schauer höher in der Atmosphäre entwickeln. Allerdings kann der FD nur in klaren mondlosen Nächten Daten aufnehmen. Effektiv werden mit dem FD zu 13% der Zeit Daten genommen [30].

2.3 Erweiterung für niedrigere Energien

Zusätzlich zu den bereits existierenden WCDs wurden 2010 weitere WCDs in einem kleinen Gebiet im Westen bei der Stadt Coihueco installiert. In diesem Gebiet (Infill Array) ist der Abstand der WCDs 750 m , wodurch auch Schauer mit kleineren Energien messbar sind. Am FD-Standort Coihueco, in der Nähe des Infill Arrays, wurden drei zusätzliche Teleskope (HEAT - High Elevation Auger Teleskopes) installiert, die durch eine Hydraulik einen höheren Winkel von 30° bis 60° erblicken können und das Schauermaximum niederenergetischer Schauer aufnehmen können. Zusammen bilden Sie in der Datenrekonstruktion das virtuelle HECO-Teleskop (aus HEAT & Coihueco). Die Simulationsdaten dieser Arbeit verwenden diese Erweiterungen (Infill Array & HECO).

3 Simulation

Bei der Suche nach Photonen ist ein gutes Verständnis der Entwicklung von Luftschauern verschiedener Primärteilchen und wie diese sich auf die verschiedenen Detektortypen auswirken, wichtig. Um dieses zu gewinnen werden Monte-Carlo (MC) Programme zur Simulation von Luftschauern und Detektorantwort genutzt. In diesem Kapitel wird auf die Erstellung solcher Simulationen im Konzept der in dieser Arbeit beschriebenen Analyse eingegangen.

3.1 Luftschauer- und Detektorsimulation

Die Erzeugung der Simulationsdaten wird in zwei Schritte eingeteilt. Der erste Schritt besteht aus der Simulation der ausgedehnten Luftschauer mit dem MC Programm CORSIKA [32]. Diese simulierten Luftschauer werden dann im zweiten Schritt als Input für die Simulation der Detektorantwort mit dem Auger Offline Framework [33] genommen.

Für die Luftschauersimulation wurden zwei Datensätze mit unterschiedlichen primären Teilchen angefertigt: Ein Proton- und ein Photondatensatz. Diese wurden in sechs Energiebins eingeteilt von $10^{16,5}$ bis $10^{19,5}$ eV in $0,5 \cdot \log_{10} \left(\frac{E}{\text{eV}} \right)$ Schritten.

Die Sekundärteilchen, die in einem ausgedehnten Luftschauer erzeugt werden, werden in der Simulation einzeln verfolgt, bis sie mit anderen Teilchen interagieren oder zerfallen. Um die hadronischen Interaktionen zu beschreiben, können verschiedene hadronische Wechselwirkungsmodelle genutzt werden. In Kapitel 4 wird EPOS LHC [34] verwendet und in Kapitel 5 wird dieses mit den Wechselwirkungsmodellen QGSJet-II-04 [35] und SIBYLL 2.3c [36] verglichen. Für niederenergetische Wechselwirkungsenergien wird in allen Fällen FLUKA [37] benutzt.

Für die simulierten Luftschauer wurden einige weitere Einschränkungen gemacht. Der Zenitwinkel liegt zwischen 0° und 65° . Als Atmosphäre wurde die U.S. Standard Atmosphäre genutzt und das Erdmagnetfeld entspricht dem in Malargüe (horizontal: $20,1 \mu\text{T}$, vertikal: $-14,2 \mu\text{T}$).

Da die Simulation aller Teilchen im Schauer zu rechenlastig und dadurch zu zeitaufwändig ist, wird ein Prozess namens "Thinning" (deutsch: Ausdünnen) genutzt [38][39]. Ab einer gewissen Schwellenergie wird für eine Menge an Teilchen eines Teilchentyps ein repräsentatives Teilchen genommen und dieses wird verfolgt, während die anderen Teilchen der Menge nicht weiter verfolgt werden. Das "Thinning" wird für alle Sekundärteilchen ab einer Energie von $10^{-6} E_0$, mit der Primärenergie E_0 , genutzt. Alle Informationen der Sekundärteilchen, die auf 1452 m über N.N. existieren, werden dann auf eine Datei geschrieben für den zweiten Schritt.

Zusätzlich wird die Anzahl der Sekundärteilchen in Abhängigkeit der atmosphärischen

Tiefe gespeichert.

Um im zweiten Schritt die FD- und SD-Detektorantwort zu simulieren, wurde das Auger Offline Framework genutzt. In diesem Programm kann der Ort und Zeitpunkt des Luftschauers festgelegt werden. Für diese Simulation wurde als Ort ein zufälliger Punkt über dem Infill Array, welches von den HECO-Teleskopen überblickt wird, gewählt und als Zeitpunkt zufällig zwischen dem 01.06.2010 und dem 31.12.2015, wobei nur Zeitpunkte gewählt wurden, zu denen es möglich war, mit dem FD zu messen. Um Statistik zu erhöhen wurde jeder CORSIKA Luftschauer fünf mal als Input für Offline genommen.

Die simulierten Daten, die aus dem zweiten Schritt gewonnen wurden, sind rohe Daten. Alle rekonstruierten Luftschauer, unabhängig ihrer Qualität, sind dort enthalten. Um nun sicher zu gehen, dass nur Luftschauer mit guter Geometrie und gutem Profil genutzt werden, müssen einige Schauer aussortiert werden. Eine Liste aller Cuts ist in 7.1 im Anhang zu finden.

3.2 Observablen für die multivariate Analyse zur Suche nach primären Photonen

In der multivariaten Analyse (MVA) werden verschiedene Observablen zur Trennung von Photonen und Protonen kombiniert. Hier wurde das im ROOT Framework integrierte TMVA eingesetzt [40]. Die Observablen X_{max} , S_b und $N_{stations}$ haben sich bei der Photonensuche über 10^{18} eV als nützlich erwiesen und werden auch hier genutzt [41].

Die Observable X_{max} gibt die atmosphärische Tiefe am Schauermaximum (der Punkt an dem die Teilchenzahl der Sekundärteilchen maximal ist) an. Diese kann mit dem FD direkt gemessen werden. Die atmosphärische Tiefe ist korreliert mit dem Teilchentyp, der den Luftschauer ausgelöst hat. Durchschnittlich entwickeln sich Photoninduzierte Schauer tiefer in der Atmosphäre.

Im Gegensatz zu X_{max} , welches rein aus den FD Daten rekonstruierbar ist, ist die Observable S_b [42] auf den SD angewiesen. S_b ist folgendermaßen definiert:

$$S_b = \sum_{i=1}^{N_{stations}} S_i \times \left(\frac{r_i}{1000\text{m}} \right)^b \quad (3.1)$$

Wobei $N_{stations}$ die Anzahl der getriggerten WCDs am Boden, S_i das Signal in Einheiten von VEM (Vertical Equivalent Muon) und r_i der Abstand der i -ten Station zur Schauerachse ist. Diese Observable hängt vom lateralen Schauerprofil ab, beschrieben durch eine Funktion (LDF - Lateral Distribution Function). Photoninduzierte Luftschauer haben eine steilere LDF und eine kleinere Fläche am Boden, was zu weniger getriggerten Stationen führt.

Als Beispiel sind die Verteilungen der verschiedenen Observablen in Abbildung 3.1 für

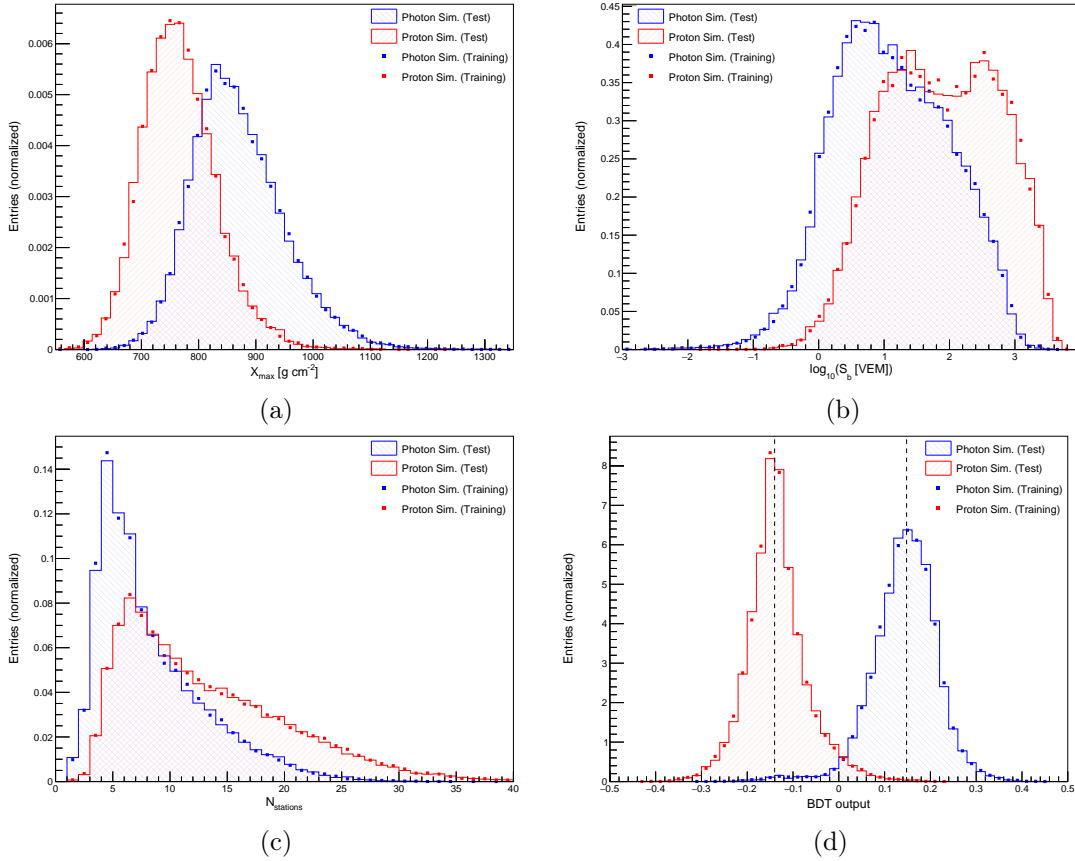


Abbildung 3.1: Die verschiedenen Verteilungen der drei trennenden Observablen X_{max} (a), $\log(S_b)$ (b) und $N_{stations}$ (c). Die blauen Verteilungen sind für Schauer die von Photonen induziert worden sind und die roten Verteilungen für Protonen als primäre Teilchen. Die gestrichelten Linien geben die Mediane der Verteilungen an. Zum Vergleich der BDT-Output nach der MVA in (d).

Photonen (blau) und Protonen (rot) gezeigt. Die Simulation wurde über alle sechs Energiebins gemacht und das hierfür genutzte hadronische Wechselwirkungsmodell ist EPOS.

In Abbildung 3.2 sind die Korrelationen zwischen jeweils zwei der drei Observablen X_{max} , S_b und $N_{stations}$ dargestellt. Zwischen X_{max} und S_b (3.2a) ist keine Korrelation zu sehen. Das selbe gilt für X_{max} und $N_{stations}$ (3.2b). Dies ist zu erwarten, da X_{max} vom longitudinalen Schauerprofil abhängt, im Gegensatz zu den anderen beiden Observablen, die vor allem vom lateralen Schauerprofil abhängen. Dadurch ist bei ihnen eine deutliche Korrelation zu erkennen (3.2c).

Um die Trennkraft einer Observable zwischen primären Photonen und Protonen zu quantifizieren, wird der Merit-Faktor benutzt:

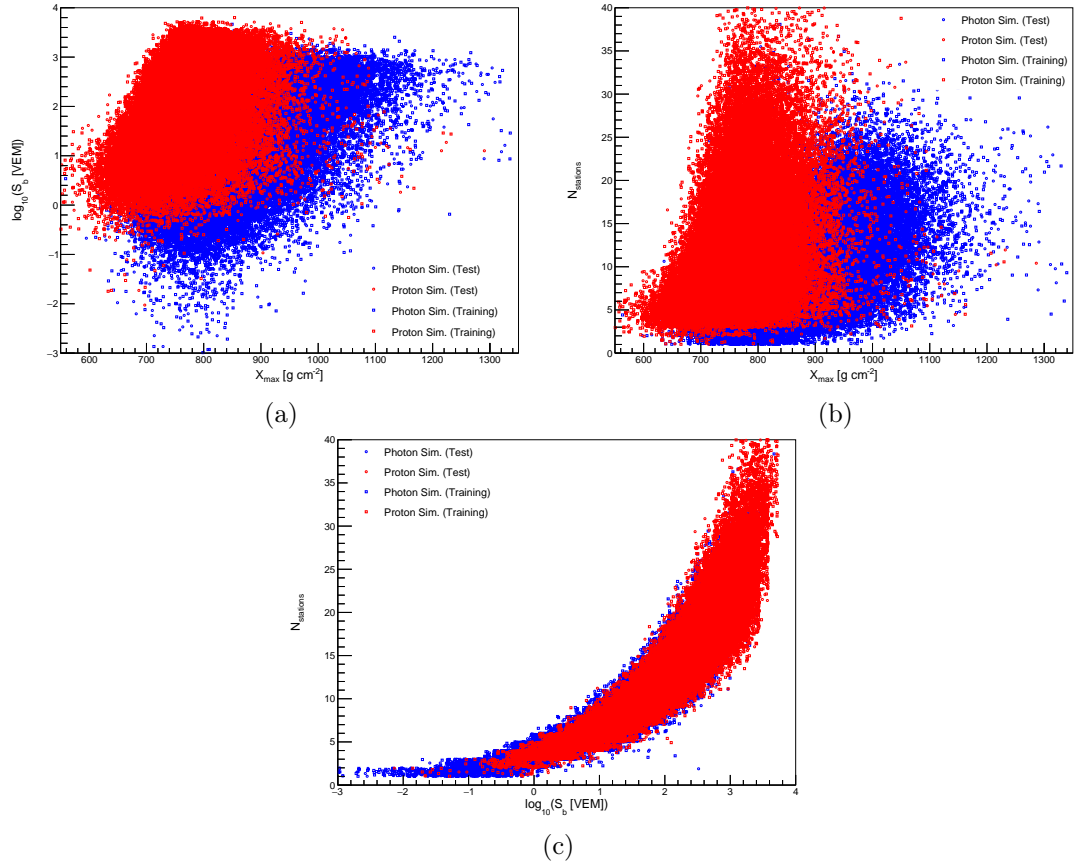


Abbildung 3.2: Korrelationen der trennenden Observablen zwischen (a) X_{max} und $\log(S_b)$, zwischen (b) X_{max} und $N_{stations}$ und zwischen (c) $\log(S_b)$ und $N_{stations}$. Die blauen Punkte stellen Photonen als primäre Teilchen dar und die roten Punkte Protonen.

$$\eta = \frac{|\mu_\gamma - \mu_p|}{\sqrt{\sigma_\gamma^2 + \sigma_p^2}} \quad (3.2)$$

μ_γ und μ_p sind die Mittelwerte der Photon-, bzw. Protonverteilungen und σ_γ und σ_p ihre Standardabweichungen. Der Merit-Faktor ist ein Maß für den Überlapp zweier Verteilungen. Wenn die Mittelwerte beider Verteilungen gleich sind oder die Verteilungen sehr breit sind, geht der Merit-Faktor gegen Null, denn die Verteilungen sind dann kaum zu unterscheiden. Ein großer Wert wiederum spiegelt einen kleinen Überlapp wider und man kann beide Verteilungen gut auseinander halten.

Alleine sollte der Merit-Faktor allerdings nicht als Wiedergabe der Trennkraft benutzt werden, denn er lässt die Form der Verteilung außer Acht. Dafür wird zusätzlich die Untergrund-Unterdrückung (BR - Background Rejection) ρ bei einer bestimmten Signal-Effizienz (SE - Signal Efficiency) ε definiert (Signal steht hier für Photonen und Untergrund für Protonen):

$$\varepsilon = \frac{N_\gamma(x \geq x_{cut})}{N_\gamma^{tot}} \quad (3.3)$$

$$\rho = \frac{N_p(x < x_{cut})}{N_p^{tot}} \quad (3.4)$$

N_γ , bzw. N_p ist die Anzahl der Photon-, bzw. Proton-Ereignisse, die über bzw. unter einem bestimmten Wert x_{cut} für eine gegebene Observable x liegen (für $\mu_\gamma > \mu_p$). N_γ^{tot} und N_p^{tot} sind die Gesamtzahl der Photon- und Proton-Events. Für $\mu_\gamma < \mu_p$ müssen das 'größer-gleich'-Zeichen und das 'kleiner'-Zeichen umgedreht werden.

Um die BR als Funktion der SE $\rho(\varepsilon)$ zu bekommen wird für jede SE der x_{cut} -Wert ermittelt und damit wird die BR bestimmt. Hier wird als Trennkraft die BR bei einer SE von 50% (ρ_{50} - Background Rejection at 50% Signal Efficiency) benutzt. Für größere Werte von ρ_{50} ist die Trennkraft der Observable besser.

Um die Trennkraft der einzelnen Observablen zu maximieren, werden diese in einer multivariater Analyse (MVA) kombiniert. Dies geschieht über einen Boosted Decision Tree (BDT). Zufällige zwei Drittel der eingespeisten Events werden genutzt, um die MVA zu trainieren. Zusätzlich zu den drei trennenden Observablen wurden in der MVA die Energie und der Zenitwinkel addiert, um unabhängig von ihnen zu sein. Das letzte Drittel der Events wird genutzt um die MVA zu testen. Als Beispiel wurde, ebenfalls mit dem hadronischen Interaktionsmodell EPOS und einem Spektralindex von $\gamma = 2$ simuliert, der BDT Output zum Vergleich mit den einzelnen Observablen in Abbildung 3.1d dargestellt. Die Werte für den Merit-Faktor und ρ_{50} sind für alle Observablen und den BDT-Output als Vergleich in Tabelle 3.1 eingetragen. Der Merit-Faktor nach der MVA ist deutlich größer als die der einzelnen Observablen.

	X_{max}	$\log(S_b)$	$N_{stations}$	MVA
Merit-Faktor	0,984	0,604	0,551	2,852

Tabelle 3.1: Merit-Faktoren der trennenden Observablen und des BDT-Outputs nach der MVA aus Abbildung 3.1

Um den Spektralindex $\gamma = 2$ mit anderen vergleichen zu können, werden als letztes Gewichtungen auf das Energiespektrum gelegt, die es ermöglichen, Analysen mit verschiedenen Spektralindizes durchzuführen.

4 Variation des Spektralindex in der MVA

Im letzten Kapitel wurden die Ergebnisse der MVA für einen Spektralindex von $\gamma = 2$ gezeigt. In diesem Kapitel wird die MVA auf die Spektralindizes $\gamma = 1$, $\gamma = 1,5$, $\gamma = 2,5$ und $\gamma = 3$ erweitert und auf die Auswirkung der Änderung des Spektralindexes eingegangen.

In Abbildung 4.1 ist der BDT-Output als Histogramm dargestellt für die verschiedenen Gewichtungen des Spektralindex. Die Punkte stellen den Trainingsdatensatz dar. Die gestrichelten Linien sind die Mittelwerte der Verteilungen. Die rote Verteilung stellen Protonen und die blaue Verteilung Photonen dar. Beide Verteilungen haben für alle Spektralindizes eine Gauss-Form. Abbildung 4.2 zeigt die BR (blaue Linie) in Abhängigkeit der SE. Die BR bei einer SE von 50% ist mit der rot gestrichelten Linie markiert. In Tabelle 4.1 sind die Merit-Faktoren und ρ_{50} für die verschiedenen Spektralindizes aufgelistet und in Abbildung 4.3 sind diese einzeln als Funktion des Spektralindex $-\gamma$ dargestellt. Sowohl der Merit-Faktor, als auch ρ_{50} steigen mit kleinerem Spektralindex an, was eine bessere Trennung der Proton- und Photon-Verteilung bedeutet. Dies ist in Abbildung 4.1 zu erkennen. Für größere Spektralindizes werden die Verteilungen immer breiter, was zu erwarten ist, da bei einem steileren Spektrum des Flusses weniger der höchstenergetischen Teilchen vorkommen.

Dies zeigt sich auch an der Anzahl der Photon-Kandidaten. Als Photon-Kandidat gelten alle Teilchen, die nach der MVA über dem Median der Photon-Verteilung liegen. Dadurch dass die Trennkraft bei kleinerem Spektralindex besser ist, können immer weniger simulierte Protonen den Photonkandidat-Cut passieren. Bei einem Spektralindex von $\gamma = 3$ gibt es noch 60 Kandidaten von 15739 Gesamtevents. Bei einem Index von $\gamma = 1$ nur noch neun. Die Anzahl der Kandidaten für die restlichen Indizes stehen in Tabelle 4.1.

Spektralindex γ	Merit-Faktor μ	ρ_{50}	Photon-Kandidaten (Gesamtevents)
1	$3,197 \pm 0,024$	$(99,943 \pm 0,020)\%$	9 (15739)
1,5	$3,159 \pm 0,023$	$(99,924 \pm 0,022)\%$	12 (15739)
2	$2,852 \pm 0,019$	$(99,854 \pm 0,031)\%$	23 (15739)
2,5	$2,431 \pm 0,015$	$(99,746 \pm 0,040)\%$	40 (15739)
3	$2,086 \pm 0,012$	$(99,612 \pm 0,050)\%$	60 (15739)

Tabelle 4.1: Die Merit-Faktoren, ρ_{50} und Anzahl der Photon-Kandidaten für die jeweiligen Spektralindizes

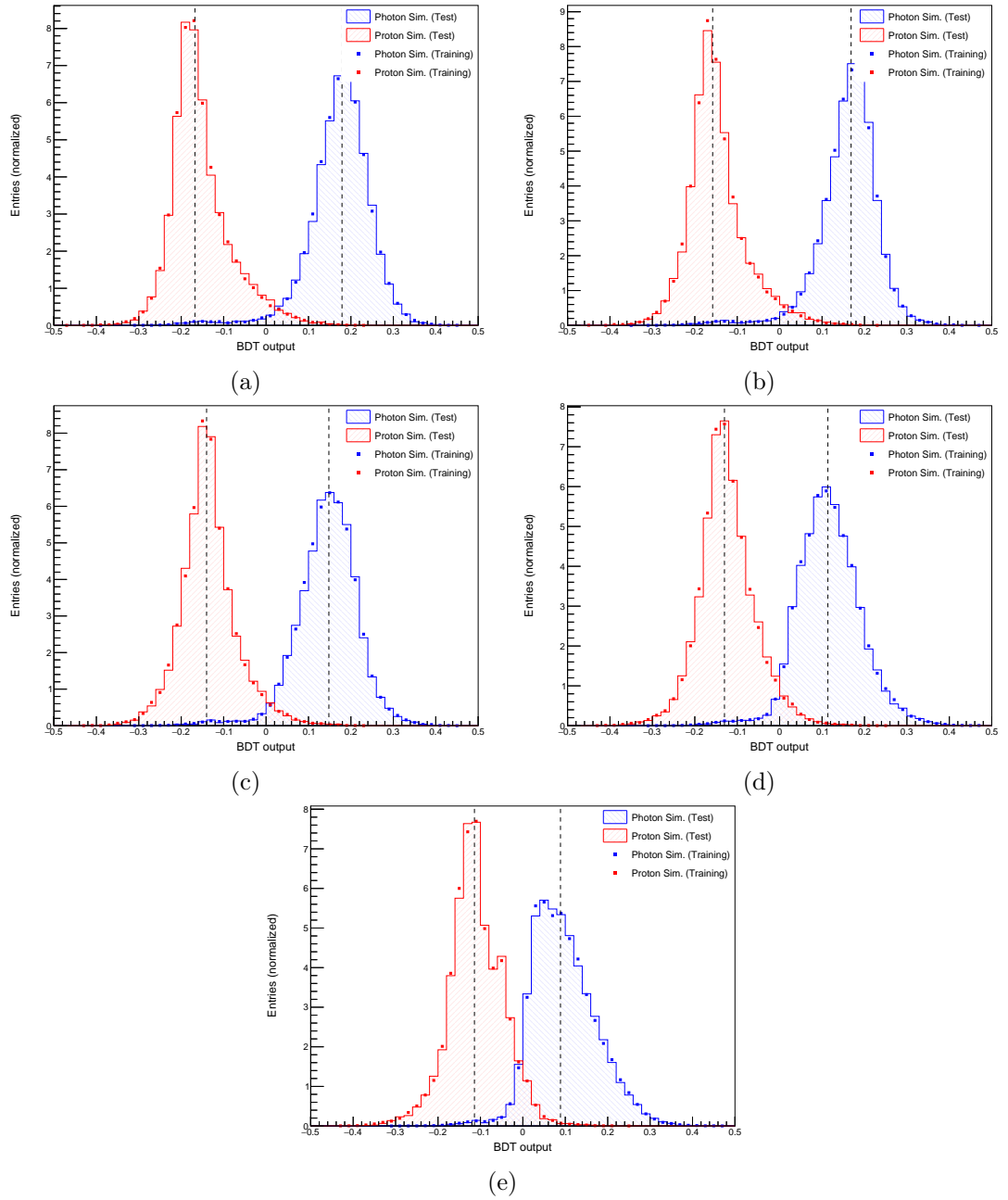


Abbildung 4.1: Der BDT-Output für Photonen (blau) und Protonen (rot) als Primärteilchen für die verschiedenen Spektralindizes (a) $\gamma = 1$, (b) $\gamma = 1, 5$, (c) $\gamma = 2$, (d) $\gamma = 2, 5$ und (e) $\gamma = 3$.

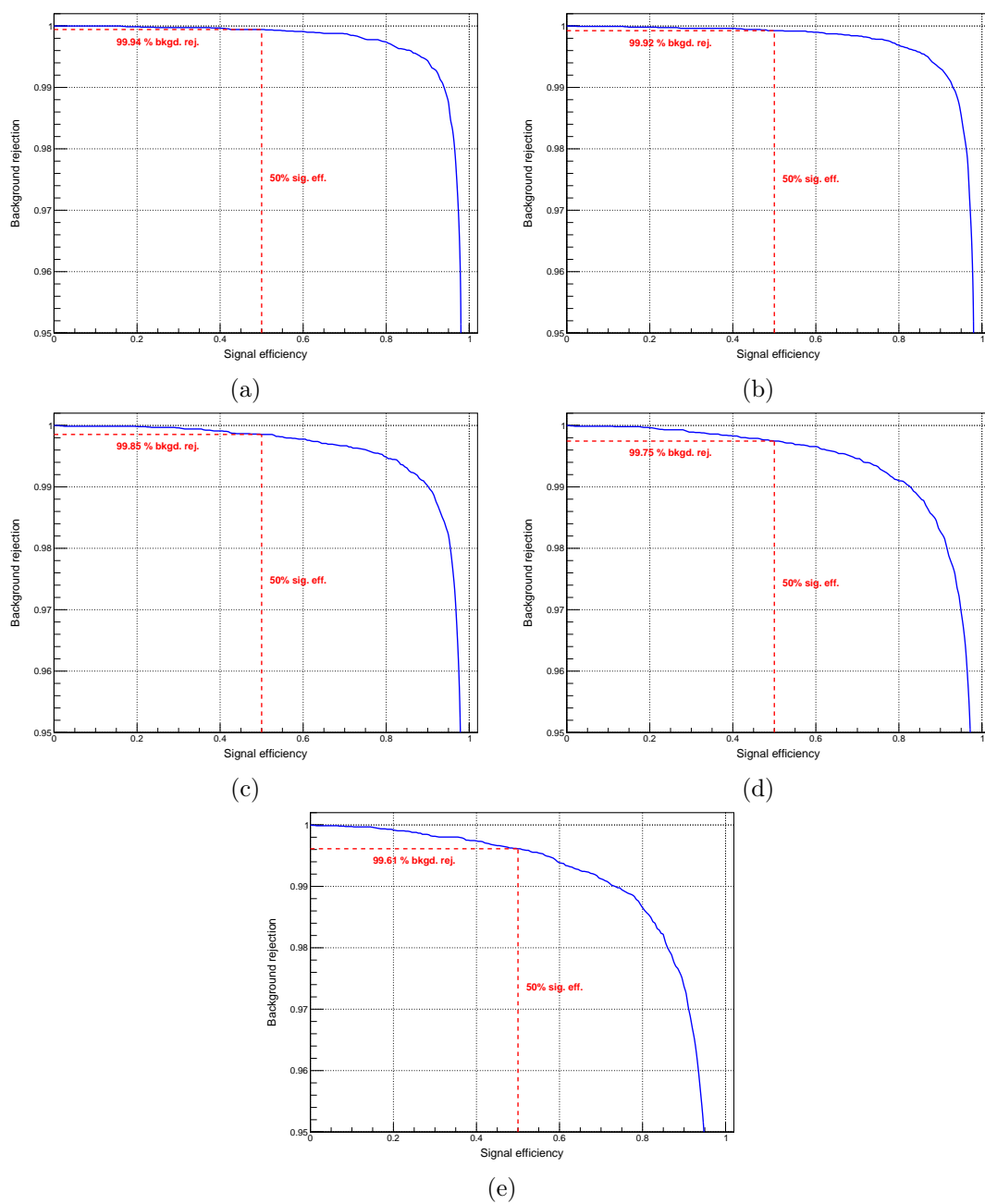
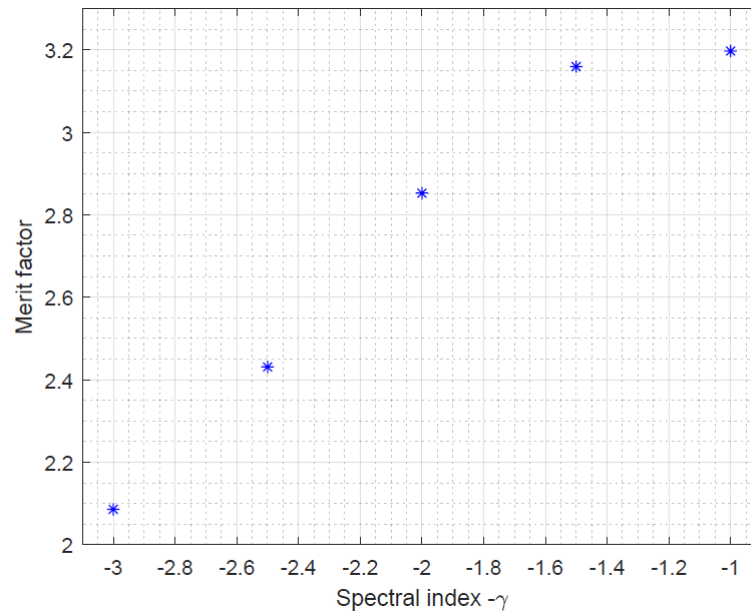
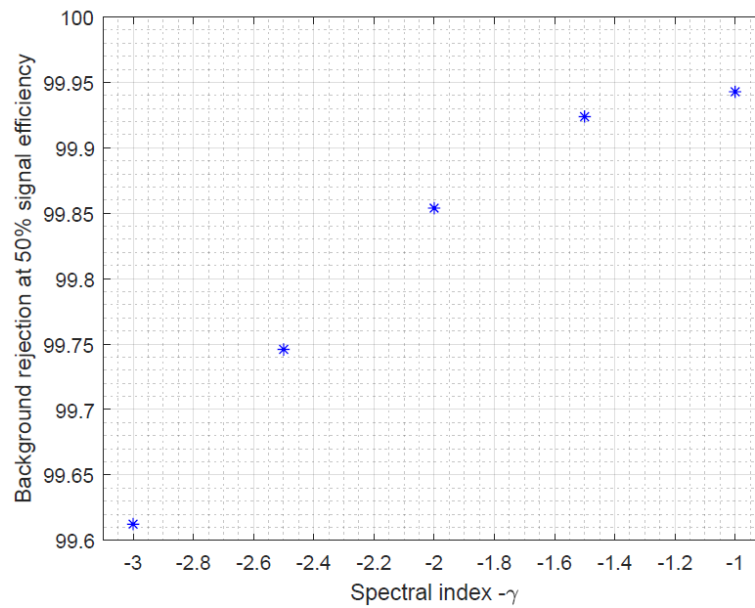


Abbildung 4.2: Untergrund-Unterdrückung bei einer Signal-Effizienz von 50% für die verschiedenen Spektralindizes (a) $\gamma = 1$, (b) $\gamma = 1,5$, (c) $\gamma = 2$, (d) $\gamma = 2,5$ und (e) $\gamma = 3$.



(a)



(b)

Abbildung 4.3: Entwicklung des (a) Merit-Faktors und der (b) Untergrund-Unterdrückung bei einer Signal-Effizienz von 50% für die verschiedenen Spektralindizes $-\gamma$ aus Abbildung 4.1 und 4.2. Die einzelnen Werte sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

5 Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle

Wenn ein Teilchen der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre eintritt entstehen im ausgedehnten Luftschauer viele Hadronen. Im Gegensatz zu den Wechselwirkungen der Leptonen, die durch die Quantenelektrodynamik (QED) gut beschrieben werden und diese durch (vor allem) Beschleunigerexperimente bestätigt sind, werden die Wechselwirkungen zwischen Hadronen mit der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD), der starken Wechselwirkung, beschrieben. Da die Energien der Hadronen in Luftschauern höher sind als es in Beschleunigern zu realisieren ist, muss extrapoliert werden. Daher kommen in Simulationen der hadronischen Wechselwirkung Algorithmen vor, die diese phänomenologisch beschreiben. Es gibt Verschiedene dieser Wechselwirkungsmodelle, die alle auf verschiedene Annahmen der hadronischen Wechselwirkungen beruhen. In diesem Kapitel werden die Auswirkungen drei dieser Wechselwirkungsmodelle EPOS LHC, QGSJET-II-04 und SIBYLL 2.3c auf die Analyse anhand der drei trennenden Observablen beschrieben. Als Spektralindex wurde hier für alle Simulationen $\gamma = 2$ gewählt.

In Abbildung 5.1 sind die X_{max} -Verteilungen für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle gegeben. Die blaue Photon-Verteilung ist in allen drei Plots dieselbe, da der Einfluss der hadronischen Wechselwirkungsmodelle auf photoninduzierte Schauer vernachlässigbar ist und deren Mittelwert liegt auch immer über dem der Proton-Verteilung, da ausgedehnte Luftschauer ausgelöst von Photonen eine tiefere Entwicklung in der Atmosphäre haben. Beide Verteilungen haben wieder die Form einer Gauss-Kurve. Die Punkte geben wieder den Trainings-Datensatz an und die durchgezogene Linie den Test-Datensatz. Für das Wechselwirkungsmodell EPOS liegt der Median der roten Proton-Verteilung bei $\approx 766,97 \text{ g/cm}^2$ (siehe Abbildung 5.1a). Der Median für QGSJet in Abbildung 5.1b liegt darunter mit einem Wert von $\approx 756,58 \text{ g/cm}^2$. Den höchsten Wert hat SIBYLL mit einer atmosphärischen Tiefe am Schauermaximum von $\approx 781,57 \text{ g/cm}^2$ in Abbildung 5.1c. Alle Werte der Mediane für alle Observablen sind in Tabelle 5.1 noch einmal gegeneinander gestellt.

QGSJet hat bei dieser Observable die beste Trennkraft mit einem Merit-Faktor von 1,062. Die schlechteste Trennkraft hat das Wechselwirkungsmodell SIBYLL mit einem Merit-Faktor von 0,82. Dazwischen liegt EPOS mit 0,984.

Da Protonen breitere Luftschauer induzieren als Photonen, sind die Verteilungen der Funktion S_b , in Abbildung 5.2 logarithmisch für die drei Wechselwirkungsmodelle aufgetragen, für Protonen (rot) größer als für Photonen (blau). Für EPOS liegt der Median der

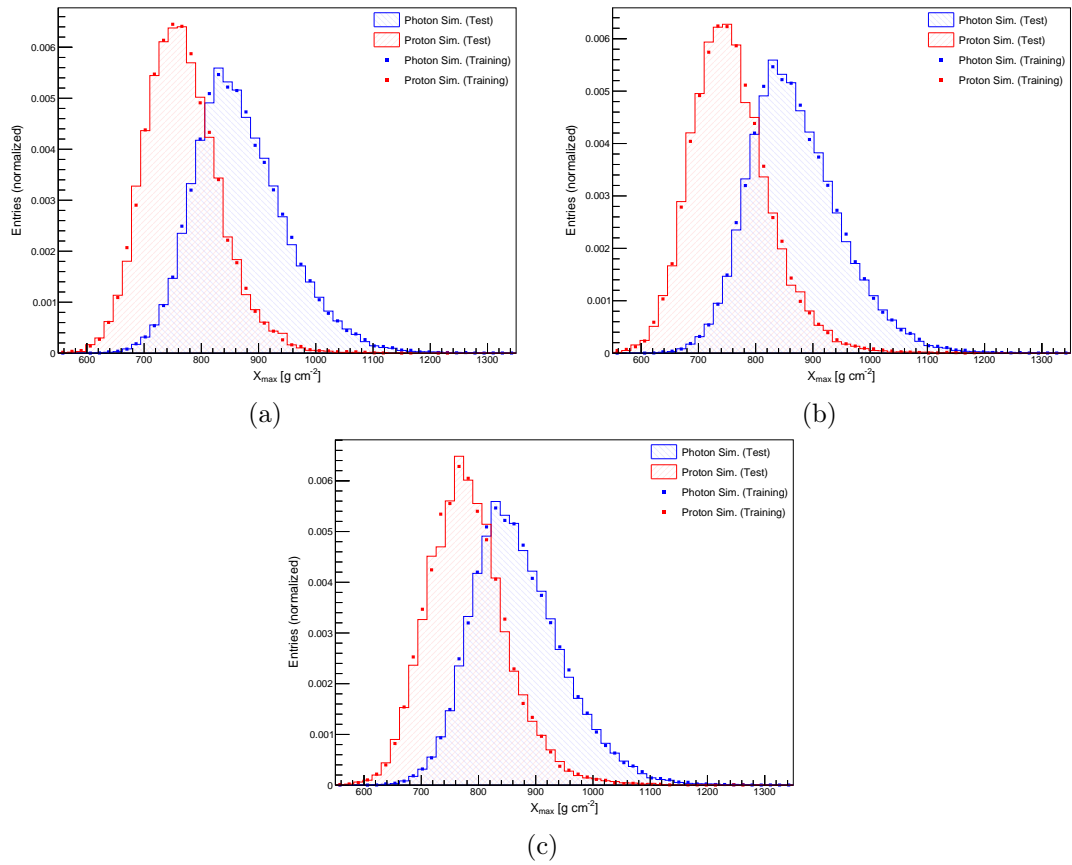


Abbildung 5.1: X_{max} -Verteilungen für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle (a) EPOS, (b) QGSJet und (c) SIBYLL. Die Photon-Verteilung ist blau und die der Protonen rot markiert. Die Mediane sind in 5.1 gegeben.

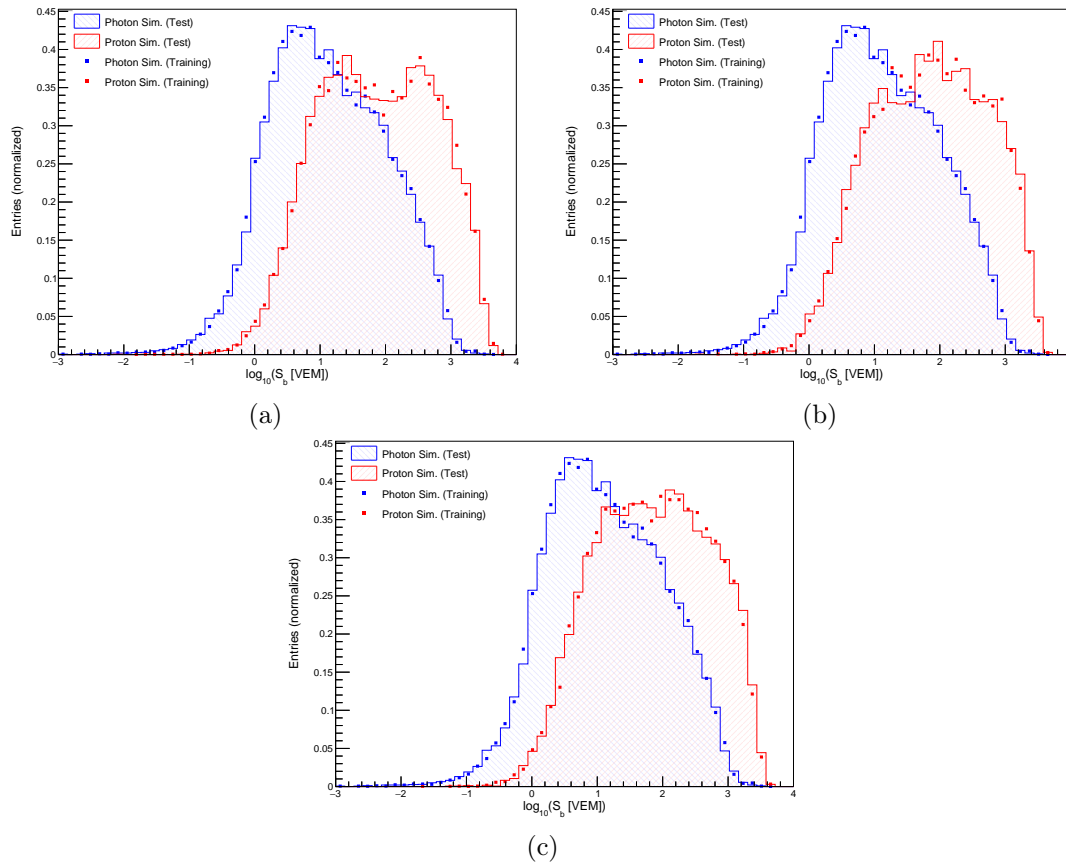


Abbildung 5.2: $\log_{10}(S_b)$ -Verteilungen für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle (a) EPOS, (b) QGSJet und (c) SIBYLL. Die Photon-Verteilung ist blau und die der Protonen rot markiert. Die Mediane sind in 5.1 gegeben.

Proton-Verteilung in Abbildung 5.2a bei $\approx 1,86$. Nur knapp darunter deutlich innerhalb einer Standardabweichung liegen QGSJet mit $\approx 1,85$ und SIBYLL mit $\approx 1,84$.

Beide Verteilungen sind sehr breit und haben in allen drei Plots eine große Überschneidung, da die Simulation über alle sechs Energiebins gemacht wurde. Dadurch ist der Merit-Faktor deutlich kleiner als bei der Observable X_{max} . Die beste Trennkraft hier haben EPOS und QGSJet mit Merit-Faktoren von 0,605 und 0,604. Wenig darunter liegt SIBYLL mit einem Merit-Faktor von 0,59.

Ebenso wie für S_b liegen die Proton-Verteilungen für $N_{stations}$ höher als die der Photonen (siehe Abbildung 5.3). Diese sind allerdings, im Gegensatz zu den anderen beiden Observablen, Poisson-verteilt. Die Photon-Verteilungen sind deutlich schärfer als die der Protonen. Hier haben die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle weniger Auswirkungen. Alle drei liegen bei einem Wert von $\approx 12,4$ getriggerten Stationen.

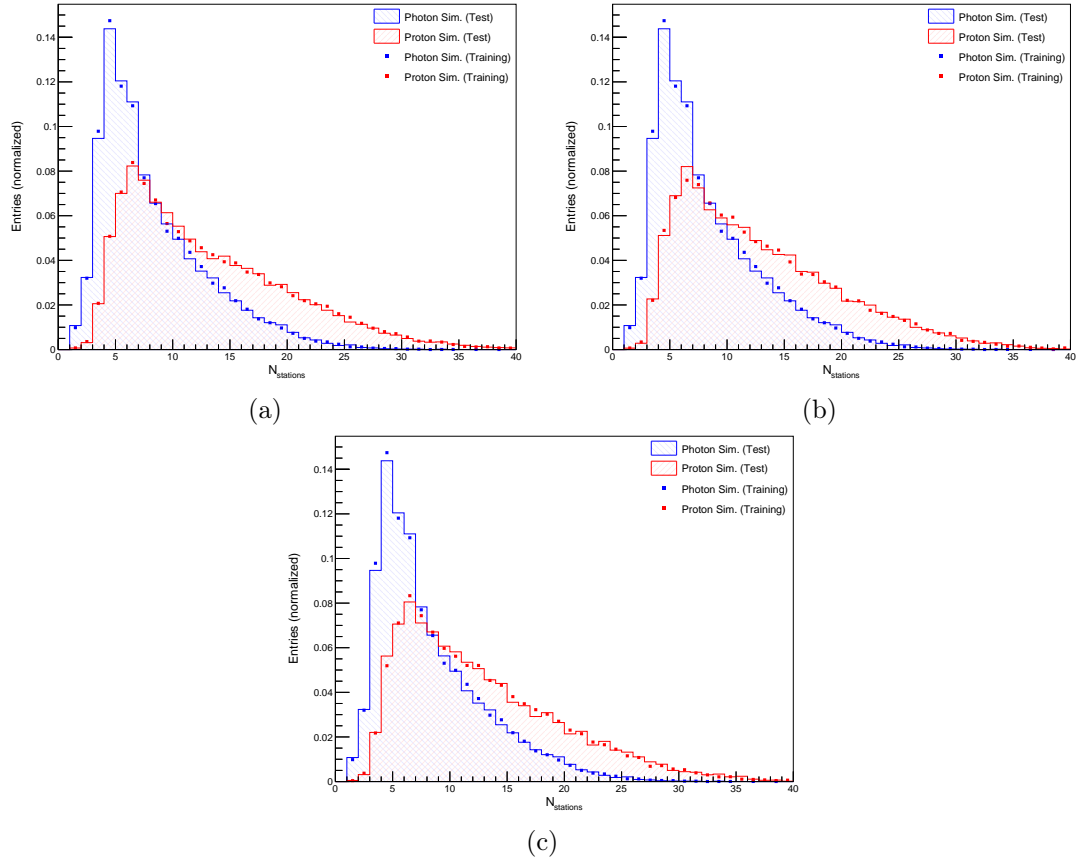


Abbildung 5.3: $N_{stations}$ -Verteilungen für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle (a) EPOS, (b) QGSJet und (c) SIBYLL. Die Photon-Verteilung ist blau und die der Protonen rot markiert. Die Mediane sind in 5.1 gegeben.

Die Merit-Faktoren liegen hier auch alle bei ungefähr dem gleichen Wert. Für EPOS bei 0,551, für QGSJet bei ,0547 und für SIBYLL bei 0,533.

Nach der MVA sind die Verteilungen der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle für den BDT-Output und für ρ_{50} in Abbildung 5.4 gegeben. Die beste Trennkraft hat das Wechselwirkungsmodell EPOS mit einem Merit-Faktor von $\approx 2,852$ und einer ρ_{50} von 99,854%. Eine nicht signifikant bessere ρ_{50} von 99,862% hat QGSJet. Allerdings ist der Merit-Faktor deutlich schlechter mit $\approx 2,716$. SIBYLL hat einen Merit-Faktor von $\approx 2,559$ und eine ρ_{50} von 99,853% und hat somit die schlechteste Trennkraft von den drei Wechselwirkungsmodellen.

Für EPOS wurden insgesamt 23 Photon Kandidaten aus den 15739 Gesamtevents gefunden. Bei QGSJet sind es 17 aus 12348 Events und für SIBYLL 19 aus 12216 Events.

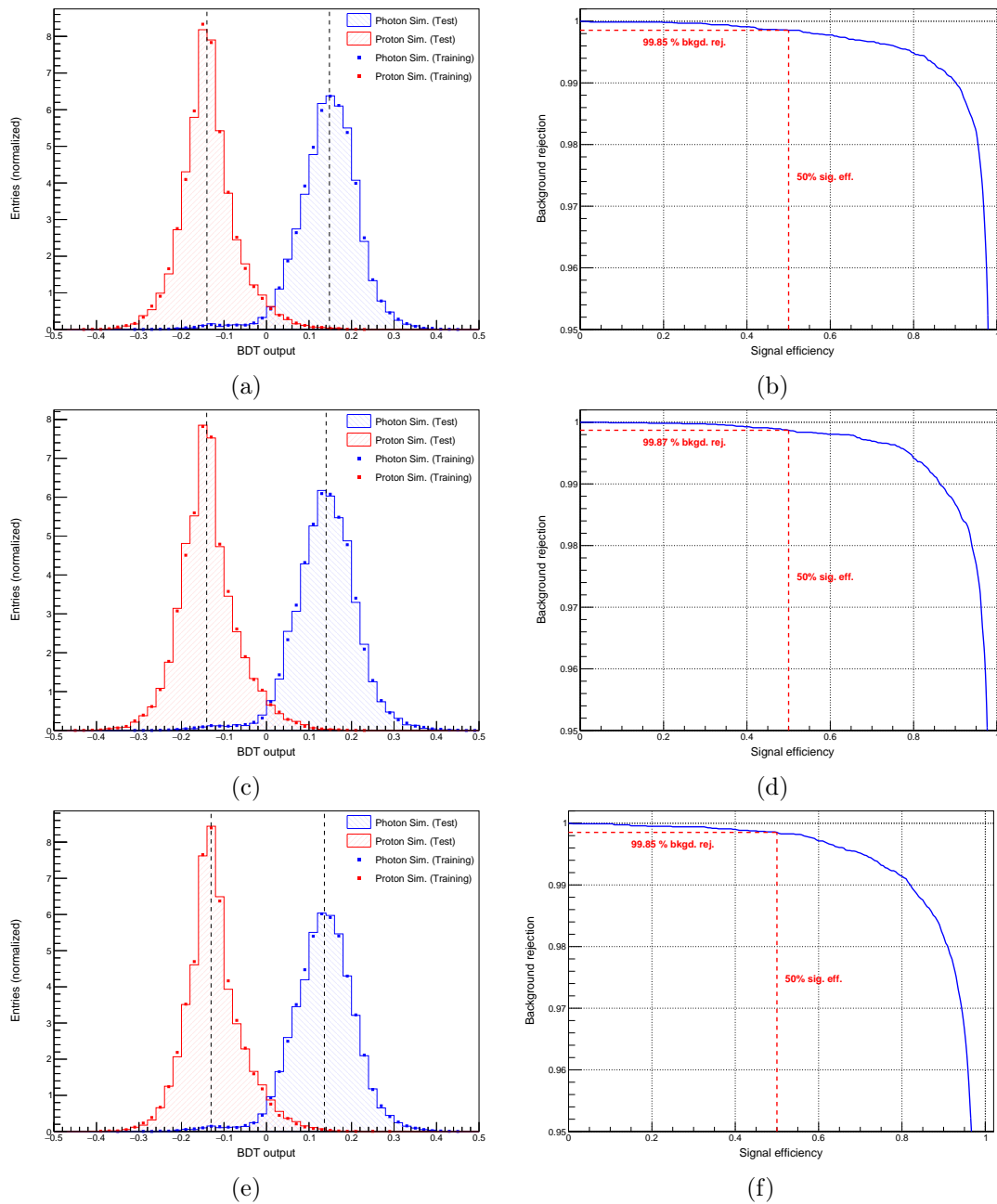


Abbildung 5.4: Vergleich der BDT-Outputs für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle (a) EPOS, (c) QGSJet und (e) SIBYLL. Die Photon-Verteilung ist blau und die Proton-Verteilung rot markiert. Daneben sind die Untergrund-Unterdrückungen bei einer Signal-Effizienz von 50% ebenfalls für die Wechselwirkungsmodelle (b) EPOS, (d) QGSJet und (f) SIBYLL dargestellt.

	EPOS	QGSJet	SIBYLL
$X_{max}/[\text{g}/\text{cm}^2]$	$766,97 \pm 65,54$	$756,58 \pm 68,88$	$781,57 \pm 70,00$
$\log(S_b/[\text{VEM}])$	$1,86 \pm 0,88$	$1,85 \pm 0,87$	$1,84 \pm 0,87$
$N_{stations}$	$12,5 \pm 7,1$	$12,4 \pm 7,0$	$12,3 \pm 7,0$

Tabelle 5.1: Mediane der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle für die trennenden Observablen aus Abbildungen 5.1, 5.2 und 5.3

	EPOS	QGSJet	SIBYLL
Merit-Faktor	$2,852 \pm 0,019$	$2,716 \pm 0,018$	$2,559 \pm 0,018$
ρ_{50}	$99,854 \pm 0,031$	$99,862 \pm 0,034$	$99,853 \pm 0,037$

Tabelle 5.2: Merit-Faktor und Untergrund-Unterdrückung bei einer Signal-Effizienz von 50% der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle aus Abbildung 5.4

6 Zusammenfassung

In die Erdatmosphäre dringen dauerhaft verschiedenste Teilchen aus dem Universum ein. Eine Hilfestellung, um die Frage, woher diese Teilchen kommen, zu beantworten, liefern uns Photonen, da diese nicht durch Magnetfelder abgelenkt werden und auf die Quelle zeigen, aus der sie kommen. Da der Fluss der primären Teilchen bei höchsten Energien zu gering ist, werden ausgedehnte Teilchenschauer beobachtet, die entstehen, wenn ein Primärteilchen in die Atmosphäre eindringt. Beim Pierre-Auger-Observatorium werden mit Fluoreszenz-Teleskopen und Wasser-Cherenkov-Detektoren Daten dieser Schauer aufgenommen. Um Rückschlüsse darauf zu ziehen welches Teilchen (Photon oder andere Teilchen) in die Erdatmosphäre eindringt, werden Simulationen verwendet, die unter anderem auf hadronische Wechselwirkungsmodelle beruhen.

In dieser Arbeit wurden systematische Studien zur Suche nach Photonen unterhalb von 10^{18} eV beschrieben, wobei verschiedene Spektralindizes und Wechselwirkungsmodelle analysiert und verglichen wurden.

Beste Trennbarkeit zwischen primären Protonen und Photonen ergab sich wie erwartet bei einem Spektralindex von $\gamma = 1$. Sowohl der Merit-Faktor als auch ρ_{50} sind deutlich höher als die verglichenen Spektralindizes $\gamma = 1, 5; 2; 2, 5; 3$.

Als Wechselwirkungsmodell mit dem höchsten Merit-Faktor und ρ_{50} hat sich EPOS erwiesen. Die Trennkraft zwischen Protonen und Photonen dieses Modells ist allerdings nicht signifikant besser als die der Modelle QGSJet und SIBYLL.

7 Anhang

Cuts für die Ereignisselektion

Detektor-Ebene	!isCLF !isXLF eyeCut (100000) heatOrientationUp HeCoHasUpTime badFDPeriodRejection skipSaturated noBadPixelsInPulse goo10MHzCorrection
Geometrie-Ebene	hybridTankTrigger (2) macCoreTankDist (1500) minViewAnge(15) maxZenithFD(60)
Profil-Ebene	xMaxInFOV (0) XmaxErrorLessThenXmax maxDepthHole (30) profileChi2Sigma (5, -1,42) minLgPhotonEnergyFD (0) photonEnergyError (0,2)
Atmosphären-Ebene	hasMieDatabase maxVAOD (0,1)
SD-Detektor	badPeriodsRejecionFromFile
S_b -Cuts	minTankOnCrownInfill (4) hasSbInfill

Tabelle 7.1: Cuts für die Ereignisselektion

8 Literaturverzeichnis

- [1] MICHAEL WALTER:
Ein Höhenflug der Physik, Physik Journal 11 (2012) Nr. 6, S. 53-57
- [2] VICTOR F. HESS:
Messungen der durchdringenden Strahlung bei zwei Freiballonfahrten Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, Aus den Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathem.-naturw. Klasse, Bd CXX, Abt. IIa, (1911)
- [3] VICTOR F. HESS:
Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten Phys. Z. 13 1084 (1912), S.1090
- [4] PIERRE AUGER ET AL.:
Extensive Cosmic-Ray Showers, Rev. Mod. Phys. 11, 288 (1939)
- [5] DONALD H. PERKINS:
Particle Astrophysics, second edition, Oxford University Press, Oxford, 2009
- [6] JOHANNES BLÜMER, RALPH ENGEL UND JÖRG R. HÖRANDEL:
Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies, Progress in Particle and Nuclear Physics 63 (2009), S. 239-338
- [7] VLADIMIR PTUSKIN ET AL.:
Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in magnetic fields, Astron. Astroph. 268 (1993) 726.
- [8] KENNETH GREISEN:
End to cosmic-ray spectrum?, Physical Review Letters 16 (1966), S. 748-750
- [9] GEORGIY T. ZATSEPIN UND VADIM A. KUZ'MIN:
Upper limit of the spectrum of cosmic rays, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters 4 (1966), S. 78-80
- [10] MICHAEL KACHELRIESS, ETIENNE PARIZOT UND DIMITRI V. SEMIKOZ:
The GZK Horizon and Constraints on the Cosmic Ray Spectrum from Observations in the GZK Regime, Journal of Experimental and Theoretical Physics 88 (2008), S. 553-557

- [11] MARKUS RISSE UND PIOTR HOMOLA:
Search for ultra-high energy photons using air showers, Modern Physics Letters A 22 (2007), S. 749-766
- [12] MALCOM S. LONGAIR:
High Energy Astrophysics, Volume 1: Particles, photons and their detection, second edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1992
- [13] HANS V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS UND KAI ZUBER:
Particle Astrophysics, revised edition, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2000
- [14] J. ENGLER, M. RISSE, J.R. HÖRANDEL:
Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle bei hohen Energien, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe
- [15] SIMON P. SWORDY:
The energy spectra and anisotropies of cosmic rays, Space Science Reviews 99(2001), S. 85-94
- [16] ENRICO FERMI:
On the Origin of the Cosmic Radiation, Phys. Rev. 75 (1949) 1169.
- [17] TODOR STANEV:
High Energy Cosmic Rays, second edition, Springer-Verlag, Berlin, 2010
- [18] www.spektrum.de/lexikon/physik/schauer/12832 (aufgerufen am 27. April 2019)
- [19] HOMI J. BHABHA UND WALTER HEITLER:
The Passage of Fast Electrons and the Theory of Cosmic Showers, Proceedings of the Royal Society of London A 159 (1937), S. 432-458
- [20] JAMES MATTHEWS:
A Heitler model of extensive air showers, Astroparticle Physics 22 (2005), S. 387-397
- [21] PIJUSHPANI BHATTACHARJEE UND GÜNTER SIGL:
Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays, Physics Reports 327 (2000), S. 109-247
- [22] PIERRE AUGER COLLABORATION:
The Pierre Auger Observatory Design Report, FERMILAB-PUB96/024, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, USA, 1996
- [23] A. ETCHEGOYEN:
AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array, Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Merida, Yucatan, Mexico, 2007, S. 1191-1194

- [24] H.-J. MATHES FÜR DIE PIERRE AUGER KOLLABORATION:
The HEAT Telescopes of the Pierre Auger Observatory - Status and first Data, Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC), Beijing, 2011
- [25] IGKOMAR ALLEKOTTE ET AL. FÜR DIE PIERRE AUGER KOLLABORATION:
The surface detector system of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 586 (2008), S. 409-420
- [26] PAVEL A. ČERENKOV:
Vidimoe svechenie chistyh zhidkостей pod dejstviem γ -radiacii, Doklady Akademii Nauk SSSR 2 (1934), pp. 451–454
- [27] DARKO VEBERIČ:
Maps of the Pierre Auger Observatory, 2013, <https://web.i kp.kit.edu/darko/auger/auger-array/>
- [28] JORGE ABRAHAM ET AL. FÜR DIE PIERRE AUGER KOLLABORATION:
The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 620 (2010), S. 227-251
- [29] BIANCA G. KEILHAUER:
Investigation of Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with Pierre Auger Observatory, Ph.D. thesis, University of Karlsruhe (TH) and Forschungszentrum Karlsruhe, Germany, 2004
- [30] PIERRE AUGER COLLABORATION:
The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report, arXiv:1604.03637 [astro-ph.IM].
- [31] <https://www.auger.org/index.php/observatory/auger-hybrid-detector> (aufgerufen am 27. April 2019)
- [32] DIETER HECK ET AL.:
CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 6019, 1998
- [33] STEFANO ARGIRÓ ET AL.:
The offline software framework of the Pierre Auger Observatory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 580 (2007), S. 1485-1496
- [34] KLAUS WERNER, FU-MING LIU UND TANGUY PIEROG:
Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider, Phys. Rev. C 74, 044902 (2006)
- [35] SERGEY OSTAPCHENKO:
Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model, Physical Review D 83 (2011), S. 014018

- [36] EUN-JOO AHN, RALPH ENGEL, THOMAS K. GAISSER, PAOLO LIPARI UND TODOR STANEV:
Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1, Phys. Rev. D 80, 094003 (2009)
- [37] ALFREDO FERRARI, PAOLA R. SALA, ALBERTO FASSÓ UND JOHANNES RANFT:
FLUKA: a multiparticle transport code, CERN-2005-010, CERN, Geneva, 2005
- [38] MATJAŽ KOBAL, ANDREJ FILIPČIČ UND DANILO ZAVRTANIK FÜR DIE PIERRE AUGER KOLLABORATION:
Thinning of High-Energy Cosmic-Ray Air-Showers, Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Salt Lake City, USA, 1999
- [39] MARKUS RISSE, DIETER HECK, JOHANNES KNAPP UND SERGEY S. OSTAPCHENKO:
EAS Simulations at Auger Energies with CORSIKA, Proceedings of 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Hamburg, Germany, 2001
- [40] A. HEOCKER, P. SPECKMAYER, J. STELZER, J. THERHAAG, E. VON TOERNE UND H. VOSS:
TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS, vol. ACAT (2007), S. 040
- [41] THE PIERRE AUGER COLLABORATION:
Search for photons with energies above 10^{18} eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory, (2017)
- [42] G. ROS, A. SUPANITSKY, G. MEDINA-TANCO, L. DEL PERAL, J. D'OLIVO UND M. R. FRÍAS:
A new composition-sensitive parameter for ultra-high energy cosmic rays, Astroparticle Physics, vol. 35, no. 3 (2011), S. 140–151

9 Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Bachelor-Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

(Datum)

(Ort)

(Unterschrift)