Untersuchung der Radioemission horizontaler Luftschauer mit Polarisationsmessungen am Pierre-Auger-Observatorium

zur Erlangung des akademischen Grades Master of Science (M.Sc) Physik



Fakultät 4 - Mathematik und Naturwissenschaft Der Fachgruppe Physik vorgelegt von

Rukije Uzeiroska

1621133

Wuppertal, Dezember 2023

- 1. Gutachter Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert
 - 2. Gutachter Prof. Dr. Tim Huege

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	eitung	1
2	The	oretischer Kontext	3
	2.1	Ausgedehnte Luftschauer	3
		2.1.1 Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers	3
		2.1.2 Teilchenzusammensetzung eines ausgedehnten Luftschauers	6
	2.2	Radioemission eines ausgedehnten Luftschauers	8
		2.2.1 Geomagnetischer Mechanismus	8
		2.2.2 Askaryan-Mechanismus	S
	2.3	Simulation von ausgedehnten Luftschauern	11
3	Pier	re-Auger-Observatorium	13
	3.1	Oberflächendetektor	14
	3.2	Fluoreszenzdetektor	16
	3.3	AERA	17
4	Rek	onstruktion polarisierter Radioemission	21
	4.1	•	21
	4.2	Definition des Emissionsverhältnisses	23
	4.3	Einführung des Polarisationswinkels	25
	4.4	Stokes Parameter	29
	4.5	Messungen des Emissionsverhältnisses	31
		4.5.1 AERA-Messergebnisse	32
		4.5.2 LOFAR-Messergebnisse	33
5	Rad	iorekonstruktion mit Offline	35
	5.1	Das Offline Framework	35
	5.2	Rekonstruktion der Schauer-Achse	37
	5.3	Rekonstruktion der Stokes-Parameter	37
		5.3.1 Unsicherheiten der Stokes-Parameter und des Polarisations-	
		winkels	39
6	Bes	timmung des Emissionsverhältnisses	41
_	6.1	Ereignis-Selektion und Datenpräparierung	
		6.1.1 Ereignis- und Stations-Auswahlkriterien	
		6.1.2 Bestimmung des Polarisationswinkels	
	6.2	Emissionsverhältnis als Median der Einzelmessungen	

<u>ii</u> Inhaltsverzeichnis

	6.3	Emissionsverhältnis aus der Beziehung zwischen Polarisations- und	
		Beobachterwinkel	51
	6.4	Vergleich beider Analysemethoden	53
	6.5	Vergleich des Emissionsverhältnisses zwischen AERA- und LOFAR-	
		Messungen	55
7	Zus	ammenfassung	59
Α	Anh	ang	61
	A	Rekonstruktion polarisierter Radioemission	61
	В	Bestimmung des Polarisationswinkels	62
	\mathbf{C}	Emissionsverhältnis als Median der Einzelmessungen	67
	D	Emissionsverhältnis aus der Beziehung zwischen Polarisations- und	
		Beobachterwinkel	69

1 Einleitung

Hochenergetische geladene Teilchen, die sich durch den Weltraum bewegen, werden als kosmische Strahlung bezeichnet. Einige von ihnen treffen auf die Erdatmosphäre und interagieren dort mit den Atomkernen der Luftmoleküle. Dabei erzeugt die kosmische Strahlung eine Kaskade von Sekundärteilchen. Das Teilchen der kosmischen Strahlung wird hier als Primärteilchen und die Kaskade von Sekundärteilchen als ausgedehnter Luftschauer (EAS, nach engl. Extensive Air Shower) bezeichnet. Ein EAS besteht größtenteils aus geladenen Teilchen, die während ihrer Propagation durch die Atmosphäre Radiostrahlung erzeugen. Diese Radiowellen entstehen hauptsächlich durch zwei Mechanismen: den geomagnetischen und den Askaryan-Mechanismus. Verantwortlich für den geomagnetischen Effekt ist die Ablenkung der geladenen Teilchen, insbesondere Elektronen und Positronen, im Magnetfeld der Erde. Dadurch entstehen zeitlich variable Transversalströme, die elektromagnetische Strahlung im Radiobereich erzeugen. Der Askaryan Effekt hingegen wird durch die Ionisation der Atome in der Atmosphäre erzeugt. Während die erzeugten Elektronen der Schauerkaskade folgen, bleiben die schwereren Ionen zurück. Dies führt zu einem zeitabhängigen Ladungsüberschuss, der zur Emission von Radiowellen führt.

Kosmische Strahlung mit einer Energie oberhalb von 10^{15} eV wird durch die von ihr erzeugten EAS detektiert. Bei Energien über 10^{18} eV nimmt die Flussdichte auf etwa ein Teilchen pro Quadratkilometer pro Jahr ab. Daher sind riesige Detektionsflächen erforderlich, um eine aussagekräftige Statistik sammeln zu können. EAS mit solchen Energien können zum Beispiel mit dem Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien detektiert werden. Dieses erstreckt sich über eine Fläche von $3000 \,\mathrm{km}^2$ und ist somit der weltweit größte Detektor für ultrahochenergetische kosmische Strahlung. Es umfasst mehrere komplementäre Detektionssysteme, darunter einen Oberflächendetektor (SD, nach engl. Surface Detector), einen Fluoreszenzdetektor (FD) und einen Radiodetektor, auch bekannt als Auger Engineering Radio Array (AERA).

AERA besteht aus 153 Antennen auf einer Fläche von etwa 17 km² und dient der Detektion von Radiosignalen von EAS. Ein wesentlicher Vorteil der Radiodetektion verglichen mit anderen Detektionsmechanismen ist ihre Fähigkeit zur kontinuierlichen Messung, sowohl tagsüber als auch nachts. Diese Messungen sind von grundlegender Bedeutung für die Rekonstruktion der Eigenschaften primärer kosmischer Strahlung. Radiosignale ermöglichen eine genaue Bestimmung der Richtung und Energie der Luftschauer. Zudem geben sie Aufschluss über die Tiefe des Schauermaximums, den Punkt, an dem die maximale Anzahl an Sekundärteilchen im Luftschauer erreicht wird. Basierend auf diesen Informationen können dann Rückschlüsse über die Richtung, Energie und Masse des Primärteilchens gezogen werden. Daher ist ein Verständnis der Entstehung der Radiostrahlung in EAS von zentraler Bedeutung.

Das Ziel dieser Thesis ist es, eine Analysestrategie zur Bestimmung der individuellen Beiträge des geomagnetischen Mechanismus und des Askaryan-Mechanismus zur gesamten Radiostrahlung von EAS zu entwickeln. Die am Boden gemessene Emission eines solchen Ereignisses stellt die Summe beider Komponenten dar. Eine Herausforderung dabei ist es, die genauen Beiträge der geomagnetischen und der Ladungsüberschuss-Komponenten zu differenzieren. Zur Quantifizierung dieser wird das Emissionsverhältnis a definiert, welches das Verhältnis beider Beiträge zum gesamten elektrischen Feld beschreibt. Zur Ausarbeitung der Analysestrategie werden Erkenntnisse aus früheren Messungen dieser Größe verwendet und auf die neuen Gegebenheiten der aktuellen Entwicklungsstufe von AERA angepasst.

In Kapitel 2 dieser Thesis werden die essenziellen theoretischen Grundlagen erörtert. Eine eingehende Betrachtung des Pierre-Auger-Observatoriums erfolgt in Kapitel 3. Die Methodik der Rekonstruktion polarisierter Radioemission wird in Kapitel 4 und ihre Umsetzung mit dem Offline-Framework in Kapitel 5 vorgestellt. Schließlich präsentiert Kapitel 6 die beiden entwickelten Analysestrategien, welche eingehend untersucht und miteinander verglichen werden.

2 Theoretischer Kontext

Als kosmische Strahlung werden hochenergetische Teilchen bezeichnet, die durch den Weltraum propagieren. Sie werden in unterschiedlichen Quellen im Universum erzeugt, die auch extrasolar oder extragalaktisch sein können. Sie besteht zu 98 % aus Atomkernen und zu 2 % aus Elektronen. Etwa 85 % der Atomkerne sind Protonen, während ungefähr 12 % α -Teilchen sind. Die verbleibenden 3 % der Atomkerne besitzen eine Kernladungszahl größer als drei [1]. Ein Teil der kosmischen Strahlung trifft auf die Erdatmosphäre und kann hier durch diverse Wechselwirkungen weitere Teilchen erzeugen. An dieser Stelle kann zwischen primärer und sekundärer kosmischer Strahlung bzw. Teilchen unterscheiden werden.

2.1 Ausgedehnte Luftschauer

Die Gesamtheit der Sekundärteilchen, die von einem Primärteilchen erzeugt werden, wird als ausgedehnter Luftschauer bezeichnet. In diesem Kapitel wird die Entwicklung und die Teilchenzusammensetzung eines EAS näher erläutert.

2.1.1 Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers

Die ersten Wechselwirkungen zwischen einem Primärteilchen und der Erdatmosphäre treten typischerweise in einer Höhe von $X_0 \approx 15\,\mathrm{km}$ bis 20 km auf. Durch die Wechselwirkung dieses Teilchens mit einem Atomkern des Luftmoleküls werden Sekundärteilchen erzeugt. Dabei wird etwa 50 % der Energie des Primärteilchens auf die Sekundärteilchen übertragen. Der auf die Sekundärteilchen übertragene Impuls besitzt eine senkrechte und eine parallele Komponente zum Impuls des Primärteilchens. Die parallele Komponente des Impulses ist jedoch deutlich größer als die senkrechte. Daraus resultierend bildet sich zwischen der verlängerten Bahn des Primärenteilchens, welche als Schauerachse definiert wird, und der Bahn des Sekundärteilchens ein kleiner Öffnungswinkel. Somit ergibt sich neben der lateralen auch

eine longitudinale Ausdehnung der Teilchenverteilung. Die Sekundärteilchen können dann durch weitere Wechselwirkungen oder Zerfälle neue Teilchen erzeugen [1].

Mit zunehmender atmosphärischer Tiefe X nimmt die Teilchenanzahl N(X) zunächst stark zu und erreicht schließlich ein Maximum bei X_{max} . Danach beginnt die Teilchenzahl wieder abzunehmen, vor allem wenn absorptive Prozesse wie Ionisation bei geladenen Teilchen oder Compton-Streuung und Photoeffekt bei Photonen dominieren. Unter anderem können die Teilchen atmosphärischen Stickstoff anregen, der dann Fluoreszenzlicht im UV-Bereich emittiert. Die atmosphärische Tiefe, in der das Maximum des Schauers erreicht wird, steht in logarithmischem Zusammenhang mit der Energie des Primärteilchens, während die Gesamtzahl der Teilchen proportional zur Energie ist. Daher eignet sich die Messung der Gesamtteilchenanzahl gut zur Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens.

Beispielhaft sind in Abbildung 2.1 die lateralen und longitudinalen Profile der unterschiedlichen Komponenten eines simulierten EAS zu sehen. Die Simulation wurde für ein Proton der Energie 10¹⁹ eV als Primärteilchen durchgeführt. Die linke Seite der Abbildung zeigt die Teilchendichte in Abhängigkeit des Abstands von der Schauerachse. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Teilchendichte aller Teilchensorten nahe der Schauerachse am höchsten ist und mit zunehmender Entfernung von der Schauerachse abnimmt. Die Abnahme der Teilchendichte bei hochenergetischen schweren Teilchen wie bei Hadronen und Myonen verläuft flacher als bei den anderen Teilchen. Die Kombination aus hoher Energie und großer Masse führt dazu, dass Effekte wie Bremsstrahlung und Mehrfachstreuung stark unterdrückt werden. Daher bewegen sie sich nahezu geradlinig vom Entstehungsort zur Erdoberfläche. Dabei legen sie eine längere Strecke zurück als die meisten anderen Teilchen des Schauers, und der Transversalimpuls wirkt sich länger auf die Flugbahn des Teilchens aus. Daraus resultierend sind diese Teilchen weit um die Schauerachse verteilt.

Auf der rechten Seite der Abbildung ist die atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit der Teilchenzahl dargestellt. Aus dieser Darstellung kann der Anstieg der Teilchenanzahl bis zu einem Maximum und der anschließende Abfall mit zunehmender atmosphärischer Tiefe entnommen werden. Außerdem ist zu erkennen, dass die Myonen- und die Hadronenkomponente einen deutlich flacheren Verlauf haben als die Elektronenkomponente. Die Neutrinokomponente folgt hierbei nahezu der Myonenkomponente. Die daraus resultierende Teilchenfront propagiert näherungsweise mit Lichtgeschwindig-

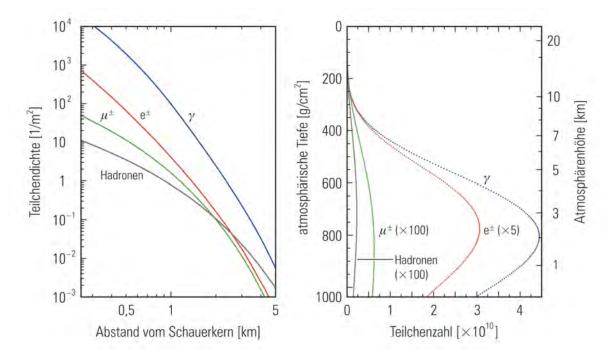


Abbildung 2.1: Das laterale (links) und das longitudinale (rechts) Profil eines mit CORSIKA [2] simulierten Luftschauers. Simuliert wurde für ein vertikal einfallendes primäres Proton der Energie 10¹⁹ eV [1].

keit zur Erdoberfläche. Ihre Dicke bei ihrer Ankunft auf dem Boden beträgt etwa 1 m [1]. Die laterale Ausdehnung einer Teilchenfront hingegen kann wegen des Einflusses von Transversalimpulsen und Streueffekten von wenigen Meter bis zu Kilometern reichen. Wie groß sie tatsächlich wird, hängt von der Energie des Primärteilchens und der Höhe der Entstehung des Schauers ab. Das Gleiche gilt auch für die Anzahl der Sekundärteilchen.

Die Skizze auf der rechten Seite der Abbildung 2.2 illustriert die ungefähre Verteilung der Teilchen innerhalb der Schauerfront, sowie die ungefähre Dicke der Schauerfront. Des Weiteren wird aus der Skizze ersichtlich, dass die Entwicklung des EAS grob einem Kegel gleicht, was zu einem kreisförmigen Querschnitt des Schauers senkrecht zur Schauerachse führt, dieser wird als Schauerebene bezeichnet. Zudem sind in der Skizze die Schauerachse und der Zenitwinkel θ dargestellt, der den Winkel zwischen Schauerachse und dem Lot der Erdoberfläche beschreibt.

Aufgrund dieser Interaktionen erreichen Primärteilchen so gut wie nie die Erdoberfläche und können nicht auf direktem Wege detektiert werden. Sekundärteilchen, die durch Primärteilchen mit Energien unterhalb von 100 TeV erzeugt wurden, erreichen die Erdoberfläche ebenfalls nicht. Damit ein Schauer hier über die von ihm erzeugten Teilchen gerade noch mit vertretbar geringen Unsicherheit gemessen werden kann, muss das Primärteilchen mindestens eine Energie von 10^{14} eV besitzen [1].

2.1.2 Teilchenzusammensetzung eines ausgedehnten Luftschauers

Wie in der linken Skizze in Abbildung 2.2 dargestellt, setzt sich ein EAS aus einer elektromagnetischen, einer myonischen, einer hadronischen und einer Neutrinokomponente zusammen. Im Zentrum eines Luftschauers entlang der Schauerachse befinden sich energiereiche Hadronen. Diese Komponente des Luftschauers besteht hauptsächlich aus Pionen, Kaonen, Protonen und Neutronen und macht ungefähr 1 % der Teilchen eines Luftschauers aus.

Unter den Sekundärteilchen werden zunächst überwiegend Pionen erzeugt, wobei alle drei Ladungszustände mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auftreten. Der Zerfall neutraler Pionen ($\pi^0 \to \gamma + \gamma$) dient als Hauptquelle für die Photonen im Luftschauer, welche anschließend über Paarerzeugung Elektronen und Positronen bilden. Durch das Wechselspiel von Paarerzeugung durch Photonen und Bremsstrahlung durch Elektronen und Positronen entstehen elektromagnetische Kaskaden. Mit mehr als 90 % der Teilchen ist sie die am stärksten vertretene Komponente des Luftschauers.

Die myonische Komponente entsteht hauptsächlich durch Zerfälle von geladenen Kaonen $(K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, K^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu)$ und Pionen $(\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \to \mu^- + \overline{\nu}_\mu)$. Sie macht etwa 5 % des EAS aus.

Myonen sind deutlich massiver als Elektronen und Positronen, was dazu führt, dass sie viel weniger anfällig für elektromagnetische Wechselwirkungen wie Streuung und Bremsstrahlung sind. Diese Eigenschaft ermöglicht es Myonen, tiefer in die Atmosphäre einzudringen. Obwohl Myonen eine begrenzte Lebensdauer von etwa 2,2 µs haben, ermöglicht ihre hohe Geschwindigkeit ihnen, vor ihrem Zerfall größere Strecken zurückzulegen und die Erdoberfläche zu erreichen.

Die entstehenden Myonen besitzen aufgrund der frühen Entstehung verhältnismäßig hohe Energien. Durch ihren Zerfall gemäß $\mu^- \to e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$ und $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu$ leisten sie einen Beitrag sowohl zur elektromagnetischen Komponente als auch zur Neutrinokomponente des Luftschauers.

Obigen Zerfallsgleichungen, für Pionen, Kaonen und Myonen ist zu entnehmen, dass neben den geladenen Teilchen auch Elektron- und Myon-Neutrinos erzeugt werden. Aus Helizitätsgründen sind die Zerfälle $\pi^+ \to e^+ + \nu_e$, $\pi^- \to e^- + \overline{\nu}_e$ und $K^+ \to e^+ + \nu_e$, $K^- \to e^- + \overline{\nu}_e$ stark unterdrückt, wodurch Pionen und Kaonen hauptsächlich Myon-Neutrinos produzieren. Beim Myonzerfall hingegen erfolgt die Erzeugung von Elektron- und Myon-Neutrinos mit gleicher Wahrscheinlichkeit. Aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit werden Neutrinos in der Atmosphäre praktisch nicht absorbiert. Die Kombination aus ständigem Zuwachs der Neutrinoanzahl aufgrund der unterschiedlichen Zerfälle und fehlender Absorption führt zu einem monoton ansteigenden Fluss.

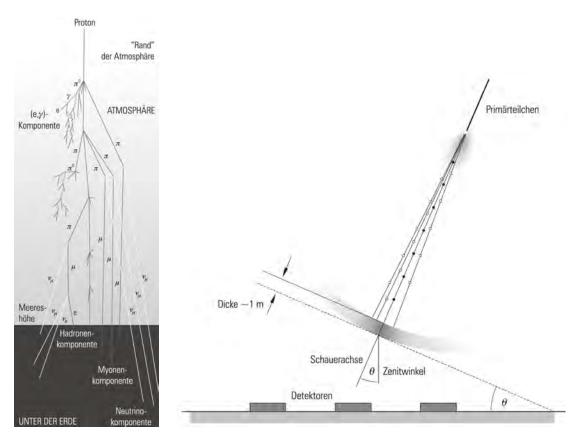


Abbildung 2.2: Die linke Skizze zeigt die Entstehung eines EAS durch ein Proton als Primärteilchen. Die vier verschiedenen Komponenten des Luftschauers sind eingezeichnet. In der rechten Skizze sind die Schauerachse, die Flugbahnen der Sekundärteilchen und der Zenitwinkel θ des Schauers zu sehen. Zudem zeigt die Skizze die ungefähre Verteilung der Teilchen innerhalb der Schauerfront sowie die geschätzte Dicke dieser Front [1].

2.2 Radioemission eines ausgedehnten Luftschauers

Wie bereits erwähnt, besteht ein Großteil der Sekundärteilchen in einem EAS aus geladenen Teilchen. Die Elektronen und Positronen des Schauers können auf unterschiedliche Weisen zur Emission von Radiostrahlung beitragen. Der geomagnetische Emissionsmechanismus [3, 4] ist dabei der bei Weitem dominierende, gefolgt vom Askaryan-Mechanismus [5]. Beide Mechanismen werden in diesem Kapitel näher erläutert.

2.2.1 Geomagnetischer Mechanismus

Die geomagnetische Emission entsteht aufgrund der Propagation geladener Teilchen durch das Erdmagnetfeld, wobei die Teilchen eine Ablenkung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung aufgrund der Lorentzkraft erfahren. Propagierende Elektronen und Positronen interagieren dabei kontinuierlich mit Luftmolekülen. Im Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung durch das Magnetfeld und der Verzögerung durch Interaktionen mit Luftmolekülen entsteht ein Nettodrift, bei dem Elektronen und Positronen in entgegengesetzte Richtungen driften. Da sich die Teilchenanzahl eines Luftschauers, wie in Abbildung 2.1 rechts beschrieben, verändert, variiert auch der transversale Strom. Die Zeitvariation der transversalen Ströme führt zur elektromagnetischen Strahlung. Die Ablenkung erfolgt für positiv und negativ geladene Teilchen in entgegengesetzte Richtungen. Insgesamt resultiert daraus ein zeitabhängiger Querdriftstrom entlang der Länge des Luftschauers. Als Konsequenz wird Radiostrahlung emittiert, die in Richtung der Lorentzkraft linear polarisiert ist. Die Stärke der Lorentzkraft ist gegeben durch:

$$|\vec{F}_L| = |q| \cdot |\vec{v}| \cdot |\vec{B}| \cdot \sin(\alpha). \tag{2.1}$$

In dieser Gleichung steht q für die Ladung und \vec{v} für den Geschwindigkeitsvektor der Teilchen, während \vec{B} die Stärke des Erdmagnetfelds bezeichnet. Der Winkel zwischen \vec{v} und \vec{B} wird als α definiert. Somit ist die Amplitude der ausgestrahlten Radiowellen proportional zur Stärke der Lorentzkraft $|\vec{F}_L|$ und damit proportional zu $|\vec{B}|$ und $\sin(\alpha)$.

Ein Luftschauer mit einer stärkeren Neigung breitet sich über eine längere Strecke in der Atmosphäre aus, einschließlich der oberen Bereiche. In diesen höheren Schichten ist die Atmosphäre dünner, was zu einer größeren mittleren freien Weglänge der Sekundärteilchen des EAS führt. Das heißt, die Teilchen können längere Strecken ohne Interaktion zurücklegen, was einen größeren Nettodrift bewirkt und somit zu mehr Radiostrahlung führt [6].

Dieser Mechanismus ist in der Skizze links oben in Abbildung 2.3 dargestellt. Links unten ist ein in der Schauerebene liegendes Koordinatensystem zu sehen, wobei die Position der Schauerachse den Koordinatenursprung darstellt. Die Richtung der Lorentzkraft $(\vec{v} \times \vec{B})$ und die dazu senkrechte Richtung $\vec{v} \times (\vec{v} \times \vec{B})$ wurden als Koordinatenachsen gewählt. Die roten Pfeile zeigen die Polarisationsrichtung der Radiostrahlung an.

Jedes geladene Teilchen unterliegt den hier beschriebenen Prozessen. Aber nur Elektronen und Positronen tragen in signifikanter Weise zur Radiostrahlung bei, weil sie ein sehr hohes Verhältnis von Ladung zu Masse aufweisen. Im Vergleich dazu sind Myonen bereits zu schwer, um einen signifikanten Beitrag zu leisten.

2.2.2 Askaryan-Mechanismus

Die Teilchen eines Luftschauers ionisieren Atome in der Atmosphäre, wobei die dabei entstehenden Ionisationselektronen mit der Schauerkaskade propagieren, während die deutlich schwereren Ionen zurückbleiben. Dies führt zu einem negativen Ladungsüberschuss von etwa 10 bis 20 %, weshalb dieser als Askaryan-Mechanismus bekannte Effekt ebenfalls als Ladungsüberschuss-Mechanismus bezeichnet wird [1].

Der Ladungsüberschuss nimmt bis zum Schauermaximum zu und nimmt anschließend wieder ab. Da er zeitabhängig ist, führt dies zur Emission von Radiostrahlung, die radial zur Schauerachse linear polarisiert ist. Aufgrund der radialen Polarisation sollte die Askaryan-Emission an der Schauerachse verschwinden und mit dem in Abbildung 2.4 eingezeichnete Öffnungswinkel δ skalieren [8]. Die entsprechenden Skizzen finden sich auf der rechten Seite in Abbildung 2.3. In der Skizze in Abbildung 2.4 sind die Schauerachsen und Schauerebenen eines vertikalen und eines geneigten EAS dargestellt. Die Schauerebene wurde so festgelegt, dass sie den Schnittpunkt der Schauerachse mit der Erdoberfläche, welcher als Schauerzentrum

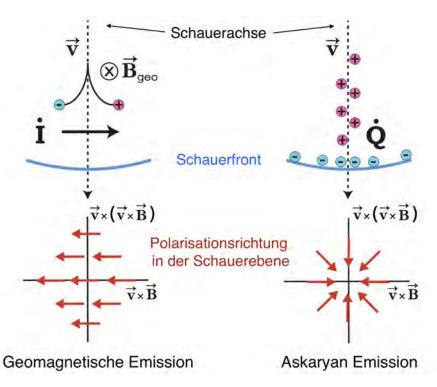


Abbildung 2.3: Dargestellt ist eine schematische Skizze der beiden dominierenden Mechanismen der Radioemission und ihrer Polarisation in der Schauerebene. [7]

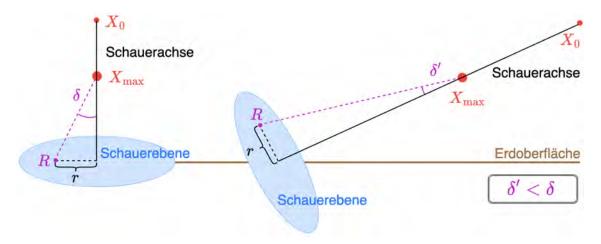


Abbildung 2.4: Skizziert sind die Schauerachsen und die Schauerebenen eines vertikalen und eines geneigten EAS. Die atmosphärische Tiefe X_0 der ersten Interaktion des Primärteilchens sowie die des Schauermaximums $X_{\rm max}$ sind markiert. In beiden Fällen ist der gleiche radiale Abstand r zur Schauerachse und die beiden dafür resultierenden Öffnungswinkel δ und δ' eingezeichnet.

bezeichnet wird, beinhaltet. Die atmosphärische Tiefe X_0 der ersten Interaktion des Primärteilchens sowie die Tiefe des Schauermaximums $X_{\rm max}$ sind in diesem Beispiel für beide Luftschauer aus Verständnisgründen identisch gewählt. Zudem zeigt die Skizze den gleichen radialen Abstand r zu einem festen Punkt R in der Schauerebene und dessen Verbindungslinie zu $X_{\rm max}$. Da ein geneigter Luftschauer eine größere Strecke durch die Atmosphäre zurücklegt, ist der Abstand zwischen der Schauerachse und dem Schauerzentrum ebenfalls größer. Dies führt dazu, dass der Öffnungswinkel zwischen der Verbindungslinie von R zu $X_{\rm max}$ und der Schauerachse bei geneigten Luftschauern kleiner ist als bei vertikalen. Somit verändert sich der Öffnungswinkel also mit zunehmendem θ bei gleichbleibendem Abstand r zur Schauerachse. Da die Askaryan-Emission bei dem vertikalen Luftschauer aber mit dem Öffnungswinkel δ zur Schauerachse skaliert, bedeutet dies, dass sie am Punkt R mit zunehmendem Zenitwinkel θ aus rein geometrischen Gründen abnimmt.

2.3 Simulation von ausgedehnten Luftschauern

Um einen Luftschauer zu simulieren, müssen die Wechselwirkungen und Zerfälle aller Teilchen des Luftschauers in der Atmosphäre verfolgt werden. Dafür sind Modelle für die hadronischen und elektromagnetischen Wechselwirkungen sowie eine detaillierte Beschreibung der Atmosphäre erforderlich. Zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen bei hohen Energien stehen verschiedene Modelle zur Verfügung, die in der Regel auf Daten des Large Hadron Colliders (LHC) [9] angepasst wurden und anschließend auf höhere Energien extrapoliert werden.

Zwei vollständige Frameworks können zu Monte-Carlo Simulation von Luftschauern verwendet werden: CORSIKA (COsmic Ray SImulation for KASCADE) [2] und AI-RES (AIR shower Extended Simulations)[10]. In dieser Arbeit werden CORSIKA-Simulationen verwendet, da CORSIKA regelmäßige Updates erhält und zusätzliche Funktionen bietet. Bei der Durchführung einer CORSIKA-Simulation können der Typ, die Energie und die Richtung des Primärteilchens vorgegeben werden. Des Weiteren lassen sich die Beobachtungshöhe, das Magnetfeld, das Atmosphärenmodell und die technischen Parameter für die Simulation angeben.

Die Injektion des Primärteilchens in die Atmosphäre erfolgt in einer Höhe von $112,8\,\mathrm{km}$ über dem Meeresspiegel. Ein Proton mit einer Energie von $10^{20}\,\mathrm{eV}$ erzeugt beispielsweise etwa 10^{11} Sekundärteilchen. Da die Verfolgung einer so großen

Anzahl von Sekundärteilchen rechnerisch nicht umsetzbar ist, werden nur zufällig ausgewählte Teilchen unterhalb einer wählbaren Energieschwelle verfolgt. Um die Energieerhaltung zu gewährleisten, wird ein Gewichtungsfaktor auf die ausgewählten Teilchen angewendet. Diese Technik wird als Verdünnungstechnik bezeichnet und nutzt aus, dass einzelne niederenergetische Teilchen ähnlich zueinander sind und somit stellvertretend simuliert werden können.

Die Simulation der Radioemission in CORSIKA wird durch CoREAS (CORSIKA-based Radio Emission from Air Showers) [11] ermöglicht. Dieses Softwarepaket berechnet die Radioemission von Elektronen und Positronen anhand des Endpunkt-Formalismus [12]. Dabei wird die Teilchenbahn als eine Reihe von geraden Strecken beschrieben. Zur Berechnung der Strahlung wird die momentane Beschleunigung des Teilchens am Anfang und am Ende einer Strecke verwendet. Die Überlagerung der Strahlung aller Strecken führt zum endgültigen Radioimpuls. An dieser Stelle muss die Berechnung für jede Beobachterposition separat durchgeführt werden. Eine präzise Integration des Brechungsindex zwischen der Beobachterposition und den Endpunkten ist dabei besonders wichtig. Hierbei wird deshalb auch die Atmosphärenkrümmung berücksichtigt. Unsicherheiten entstehen in der Simulation durch Approximationen, wie zum Beispiel den Ausdünnungsalgorithmus, die Beschreibung der Atmosphäre und die Entwicklung des Luftschauers.

3 Pierre-Auger-Observatorium

Das Pierre-Auger-Observatorium [13] detektiert ausgedehnte Luftschauer, die durch Primärteilchen mit Energien ab $10^{17}\,\mathrm{eV}$ erzeugt werden. Es befindet sich in Argentinien neben der Stadt Malargüe auf einer durchschnittlichen Höhe von 1400 m über dem Meeresspiegel und umfasst eine Fläche von ungefähr 3000 km². Somit ist es das weltweit größte Observatorium zur Detektion hochenergetischer kosmischer Strahlung. Das Observatorium ist als Hybrid-Detektor konzipiert und nutzt komplementäre Detektionstechniken. Die beiden Hauptkomponenten sind der Oberflächendetektor (SD, engl. Surface Detector) [14] und der Fluoreszenzdetektor (FD) [15]. Der SD dient der Detektion geladener Teilchen eines Luftschauers und wird von dem FD überblickt, welcher das im Luftschauer entstehende Fluoreszenzlicht detektiert.

Auf einem kleineren, westlichen Teil des Arrays befindet sich ein Erweiterungsbereich. Hier werden zusätzliche Technologien zur Detektion von ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung untersucht. Beispielsweise verfügt dieser Bereich des Observatoriums über einen Myonendetektor, der den Myongehalt in Luftschauern misst. Die bedeutendste Detektorkomponente für diese Arbeit ist jedoch das Auger Engineering Radio Array (AERA) [16, 17], das für die Detektion der Radioemission von Luftschauern zuständig ist. Sowohl die Anordnung der SD- und FD-Stationen, als auch die Position von AERA sind in Abbildung 3.1 skizziert. Außerdem wird in diesem Kapitel einen Überblick über SD, FD und AERA geliefert.

3.1 Oberflächendetektor

Der Oberflächendetektor besteht aus 1660 Detektorstationen, die auf einer Fläche von 3000 km² verteilt sind. Die Stationen sind in einem hexagonalen Raster angeordnet. Der Abstand zwischen zwei Detektorstationen im regulären Array beträgt 1500 m. Im Erweiterungsbereich ist dieser Abstand auf 750 m bzw. 433 m reduziert, um die Detektion von kosmischer Strahlung mit niedriger Energie und damit hoher Statistik zu ermöglichen.

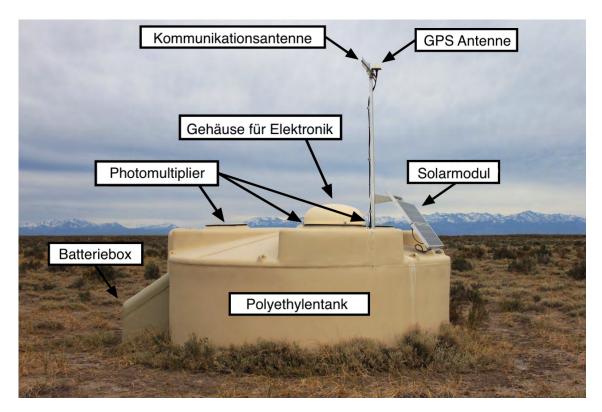


Abbildung 3.2: Dargestellt ist eine SD-Station. Die wichtigsten Komponenten der Station sind beschriftet. Basierend auf [19].

Eine Messstation dieses Detektors ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Hierbei handelt es sich um einen Polyethylentank mit einer Höhe von 1,2 m und einem Durchmesser von 3,3 m. Aufgrund der Höhe der Messstation wird die Empfindlichkeit für geneigte Luftschauer erhöht. Jeder Tank ist mit 12 m³ hochreinem Wasser gefüllt. Die geladenen Teilchen eines Luftschauers, die sich schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Wasser bewegen, erzeugen Cherenkov-Licht im Wassertank. Aus diesem Grund werden die Messstationen des Oberflächendetektors auch als Wasser-Cherenkov-Detektoren bezeichnet. Das Cherenkov-Licht wird dann diffus an den Wänden

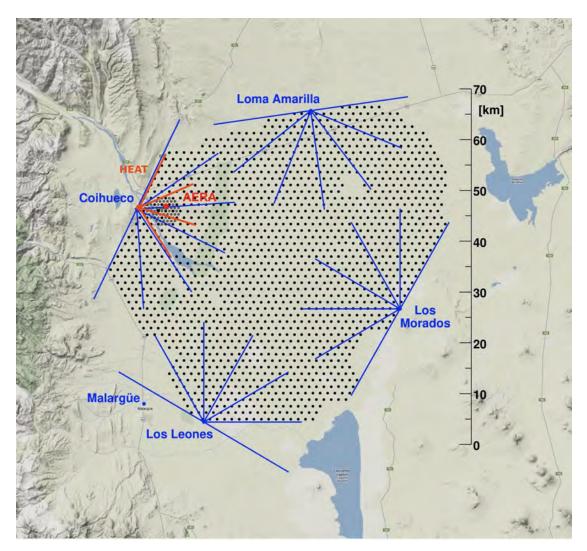


Abbildung 3.1: Die Abbildung zeigt die Anordnung der Detektoren im Pierre-Auger-Observatorium. Die SD-Stationen sind mit schwarzen und grauen Punkten markiert. Das 750 m SD-Feld, in dem sich auch AERA befindet, ist durch die dichtere Verteilung der Punkte erkennbar. Die blauen Punkte kennzeichnen die Positionen der 24 Teleskope, während der Standort der sogenannten High Elevation Auger Telescopes (HEAT) in Orange markiert ist. Die Sichtfelder der Teleskope sind durch blaue und orangefarbene Linien skizziert. [18]

des Wassertanks reflektiert und von den drei im oberen Teil des Wassertanks angebrachten, nach unten gerichteten Photomultipliern (PMTs) erfasst.

Jede SD-Station arbeitet autonom und ist mit zwei Solarpaneelen, einer Elektronikbox, einer Kommunikationsantenne und einer GPS-Antenne ausgestattet. Die von den Solarpaneelen erzeugte Energie wird in einer Batterie an der Seite des Tanks gespeichert. Ein GPS-Empfänger misst die Position der Station und ist für die Zeitmessung erforderlich. Eine Kommunikationsantenne stellt die Verbindung zum zentralen Datenerfassungssystem her. Wenn das digitalisierte PMT-Signal die lokale Triggerung auf Stationsebene passiert, wird die Triggerinformation an das zentrale Datenerfassungssystem übermittelt. Dort werden die lokalen Stations-Trigger zu einem Luftschauer-Trigger kombiniert, welcher das Auslesen der gemessenen Signale aller teilnehmenden Stationen auslöst.

3.2 Fluoreszenzdetektor

Der Fluoreszenzdetektor dient der Detektion von Fluoreszenzlicht, was die Messung des longitudinalen Schauerprofils ermöglicht. Dieser Detektor besteht aus vier Messstationen: Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla und Coihueco. Ein Bild der Station Los Leones ist auf der linken Seite der Abbildung 3.3 zu sehen. Jede dieser Stationen stellt ein Gebäude mit jeweils sechs Teleskopen dar. Ein einzelnes Teleskop hat ein Sichtfeld von 30° in Azimut und Zenith. Somit ergibt sich für jedes Gebäude ein azimutales Sichtfeld von 180°. Die FD-Stationen befinden sich an den Rändern des SDs und sind zum Inneren ausgerichtet, sodass der gesamte SD überblickt wird. Dadurch können alle Luftschauer, die von einem Primärteilchen mit einer Energie höher als $10^{19}\,\mathrm{eV}$ über dem SD erzeugt wurden, erfasst werden.

Neben dem Gebäude Coihueco sind zusätzlich drei weitere Teleskope (High Elevation Auger Telescopes - HEAT) installiert. Die Gebäude, in dem sie sich befinden, können nach oben geneigt werden. Dadurch ist es ihnen möglich, das Sichtfeld der Coihueco-Teleskope um etwa 30° im Zenith zu erweitern. Somit kann dieser Detektor bereits Luftschauer von Primärteilchen mit Energien von 10¹⁷ eV detektieren. In der rechten Skizze in Abbildung 3.3 sind das Teleskop und seine Hauptkomponenten zu erkennen. Damit das Fluoreszenzlicht in den Raum der Teleskope gelangen kann, muss es ein Blenden-System mit einem UV-transparenten Filter passieren.



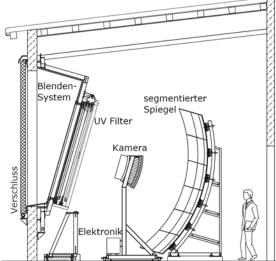


Abbildung 3.3: Dargestellt ist ein Bild der FD-Station Los Leones von außen (links) und eine schematische Ansicht eines FD-Teleskops mit einer Beschreibung seiner Hauptkomponenten (rechts). Basierend auf [13].

Dadurch wird die Menge an Hintergrundlicht reduziert. Daraufhin kann das Fluoreszenzlicht auf einen $13 \,\mathrm{m}^2$ großen segmentierten, sphärischen Spiegel auftreffen. Die Krümmung dieses Spiegels ermöglicht dann die Reflexion des Lichtes auf eine aus PMTs bestehende Kamera. Um die Kamera vor unerwartetem direktem Licht zu schützen, ist die Blende mit einer Verschlussklappe und einem Vorhang ausgestattet.

Der FD kann nur in klaren, mondlosen Nächten betrieben werden, was seine Betriebszeit auf etwa 14% reduziert. Außerdem wird er immer im Hybridmodus mit dem SD betrieben, sodass derselbe Luftschauer gleichzeitig vom FD und vom SD gemessen wird.

3.3 AERA

AERA liegt innerhalb des Erweiterungsbereiches des Pierre-Auger-Observatoriums und befindet sich somit im Teil des SD-Arrays, mit einem Abstand von 750 m zwischen zwei SD-Stationen. Es liegt außerdem im Sichtfeld des Coihueco Gebäudes und des HEAT Detektors. AERA, das 750 m SD-Array und der HEAT Detektor erkennen Luftschauer mit Energien ab 10¹⁷ eV, was eine koinzidente Detektion mit allen drei Detektorsystemen ermöglicht.

AERA wurde als ein experimentelles Array konzipiert, um die Radiodetektionstechnik zu überprüfen und zu evaluieren, bevor sie auf das gesamte SD-Array erweitert

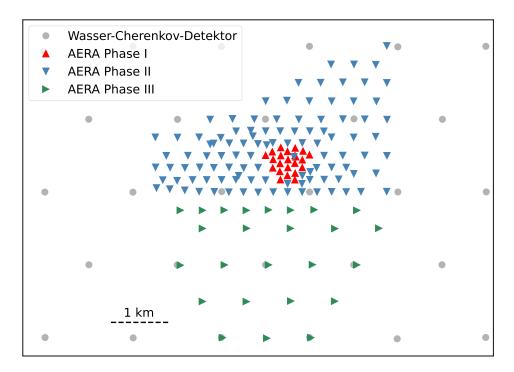


Abbildung 3.4: Dargestellt ist eine schematische Karte von AERA. Die grauen Punkte markieren Stationen des Oberflächendetektors. Die AERA-Stationen sind mit Dreiecken markiert. Unterschiedliche Farben und Ausrichtungen der Dreiecke kennzeichnen Stationen unterschiedlicher Konstruktionsphasen.

wird. Dies ermöglicht die frühzeitige Identifizierung von Schwachstellen und die Bewertung der Machbarkeit der neuen Technologie.

Die Installation von AERA erfolgte in drei Phasen. Die ersten 24 Stationen (AERA24) wurden im Jahr 2011 auf einer Fläche von $0.4\,\mathrm{km}^2$ aufgebaut. Sie befinden sich auf einem dreieckigen Raster mit einem Abstand von 144 m. Weitere 100 Stationen (AERA124) wurden im Mai 2013 auf einer Fläche von 6 km² installiert. Dieses Mal wurde ein Abstand von 250 m oder 375 m zwischen den Stationen gewählt. Phase III wurde im März 2015 aufgebaut. Sie beinhaltet zusätzliche 29 Stationen (AERA153), welche sich mit einem Abstand von 750 m auf einer Fläche von 17 km² erstrecken. Eine Karte mit den drei Entwicklungsphasen von AERA ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

Jede AERA Station besteht aus jeweils zwei Dipolantennen. Ein Dipol ist entlang der geomagnetischen Nord-Süd-Richtung und der andere entlang der Ost-West-Richtung ausgerichtet. Das elektrische Feld des Radiosignals kann in diesen beiden Richtungen gemessen und anschließend zur Rekonstruktion des vollständigen elektrischen



Abbildung 3.5: Dargestellt sind die in AERA verwendeten Antennentypen: LPDA (links) und Butterfly (rechts). Die wichtigsten Komponenten sind markiert. Basierend auf [19].

Feldimpulses genutzt werden. Die Antennen können die Radioemission eines Luftschauers im Frequenzbereich von 30 bis 80 MHz detektieren. Für Stationen der Phase I wurden logarithmische periodische Dipolantennen (LPDA) und für die Phasen II und III Butterfly-Antennen eingesetzt. Zwei Radiostationen mit beiden Antennenmodellen sind in Abbildung 3.5 zu sehen. Die AERA-Stationen werden ähnlich wie bei den SD-Stationen, von einem Solarpanel mit Strom versorgt und sind mit einem GPS-System, einer Kommunikationsantenne und weiterer Elektronik ausgestattet.

4 Rekonstruktion polarisierter Radioemission

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Rekonstruktions des Emissionsverhältnisses a. Diese Größe gibt Aufschluss darüber, wie die durch den geomagnetischen und den Askaryan- Mechanismus erzeugte Radiostrahlungen im Verhältnis zueinander steht. Dazu werden alle zur Bestimmung von a relevanten Größen, wie der Beobachtungs- und der Polarisationswinkel, eingeführt und erläutert. Dies geschieht in Abschnitt 4.1 und Abschnitt 4.3. In Abschnitt 4.2 wird das Emissionsverhältnis formal definiert. Des Weiteren ist die Analyse der Emissionspolarisation zur Bestimmung des Emissionsverhältnisses a unerlässlich. Der Polarisationszustand elektromagnetischer Wellen kann mithilfe der Stokes-Parameter beschrieben werden, welche aus diesem Grund in Abschnitt 4.4 ebenfalls erklärt werden. Anschließend werden in Abschnitt 4.5 die Ergebnisse bereits vorhandener Analysen zur Messung des Emissionsverhältnisses a in EAS vorgestellt.

4.1 Einführung des Beobachterwinkels

Die Ebene im Observatorium, in der sich die Detektorstationen befinden, wird als Detektorebene bezeichnet. Die geometrischen Zusammenhänge innerhalb eines sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} ausbreitenden EAS und dieser Ebene werden in Abbildung 4.1 verdeutlicht. Der Öffnungswinkel θ zwischen der Normalen der Detektorebene und der Schauerachse nimmt nur Werte zwischen 0° und 90° an. Wenn die Schauerachse in die xy-Ebene projiziert wird, ergibt sich der Winkel φ zur x-Achse des Koordinatensystems. Dieser Winkel wird gegen den Uhrzeigersinn von Osten aus gemessen. Das bedeutet, dass $\varphi = 0$ ° für Osten, $\varphi = 90$ ° für Norden, $\varphi = 180$ ° für Westen und $\varphi = 270$ ° für Süden gilt. Zusätzlich wird für eine gegebene Messstation der senkrechte Abstand zur Schauerachse mit r bezeichnet. Die Detektor-

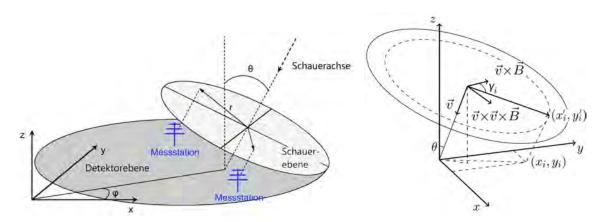


Abbildung 4.1: Die Geometrie eines Luftschauers. Basierend auf [20, 21].

und Schauerebene sowie die Winkel θ und φ und der Abstand r, sind in der linken Skizze in Abbildung 4.1 veranschaulicht. In der rechten Skizze in Abbildung 4.1 ist das Koordinatensystem analog zum unteren Teil von Abbildung 2.3 gewählt. Die Koordinaten einer Messstation i sind als (x_i, y_i) angegeben. Wenn die Position einer Station in die Schauerebene projiziert wird, ist der Winkel zwischen dem projizierten $\vec{v} \times \vec{B}$ -Vektor und der Projektion (x_i', y_i') als γ_i definiert. Dieser wird auch als Beobachterwinkel bezeichnet und ist in der rechten Skizze in Abbildung 4.1 ebenfalls dargestellt.

Mehrere Stationen, die von einem EAS getriggert wurden, werden als ein Ereignis und das Muster dieser Stationen als Fußabdruck des Schauers bezeichnet. Für kleine Zenitwinkel θ ist dieser Fußabdruck näherungsweise kreisförmig. Je größer θ wird, desto größer wird der Fußabdruck des Schauers und desto ähnlicher wird er einer Ellipse. Dieses Verhalten des Fußabdrucks ist in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Basierend darauf werden ausgedehnte Luftschauer je nach ihrem Zenitwinkel θ in vertikale und horizontale Luftschauer unterteilt. Dabei werden Luftschauer mit $\theta < 60^\circ$ als vertikale Luftschauer und solche mit $\theta > 60^\circ$ als horizontale Luftschauer definiert. Für die Detektion von Luftschauern mit unterschiedlichen Zenitwinkeln θ werden unterschiedlich dichte Stationsanordnungen verwendet. Ein dichteres Antennenraster ist für die Detektion vertikaler Luftschauer besser geeignet, während ein dünn besetztes Antennenraster für die Detektion von horizontalen Luftschauern ausreichend ist.

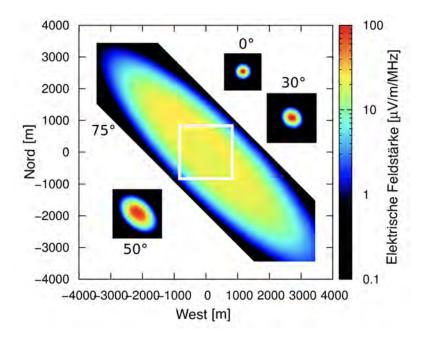


Abbildung 4.2: Größe der Radio-Fußabdrücke von EAS, simuliert mit CoREAS für eine feste Primärenergie von $5 \times 10^{18}\,\mathrm{eV}$ im Frequenzbereich von $30\,\mathrm{MHz}$ bis $80\,\mathrm{MHz}$ für vier verschiedene Zenitwinkel θ . Das weiße Rechteck markiert die Größe der eingefügten Abbildung des Fußabdrucks bei einem Zenitwinkel von $\theta = 50^\circ$. Basierend auf [22].

4.2 Definition des Emissionsverhältnisses

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, erzeugen die beiden Radioemissionsmechanismen eines EAS elektromagnetische Wellen, die unterschiedlich polarisiert sind. Daraus resultieren unterschiedliche elektrische Felder. $\vec{E}_{\rm G}$ bezeichnet die durch den geomagnetischen Mechanismus erzeugte Feldkomponente, während $\vec{E}_{\rm A}$ für die Feldkomponente steht, die durch den Askaryan-Mechanismus erzeugt wird. Das gesamte elektrische Feld \vec{E} der Radiostrahlung eines EAS setzt sich aus der Überlagerung dieser beiden Felder zusammen. Dieses lässt sich zu einem beliebigen Zeitpunkt t durch Gleichung 4.1 beschreiben. Aus den obigen geometrischen Überlegungen kann der folgende Zusammenhang herleitet werden:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_{G}(t) + \vec{E}_{A}(t)
= E_{G}(t) \cdot \hat{e}_{G} + E_{A}(t) \cdot \hat{e}_{A}
= E_{G}(t) \cdot \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{B}} + E_{A}(t) \left(\cos \gamma \cdot \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{B}} + \sin \gamma \cdot \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}}\right)
= \left(E_{G}(t) + E_{A}(t)\cos \gamma\right) \cdot \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{B}} + \left(E_{A}(t)\sin \gamma\right) \cdot \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}} \tag{4.1}$$

Die Vektoren $\hat{e}_{\rm G}$ und $\hat{e}_{\rm A}$ zeigen in feste Richtungen. Die skalaren Größen $E_{\rm G}(t)$ und $E_{\rm A}(t)$ beschreiben die zeitabhängigen Auslenkungen der elektrischen Felder entlang dieser Richtungen zu einem bestimmten Zeitpunkt. Die Skalare $E_{\rm G}(t)$ und $E_{\rm A}(t)$ sind positiv, wenn die elektrischen Feldvektoren parallel zu $\hat{e}_{\rm G}$ bzw. $\hat{e}_{\rm A}$ verlaufen, und negativ, wenn die elektrischen Feldvektoren antiparallel zu diesen Richtungen ausgerichtet sind.

Um die Beiträge der unterschiedlichen Emissionsmechanismen zur Gesamtradioemission eines EAS besser vergleichen zu können, wird das sogenannte Emissionsverhältnis a betrachtet. Dieses wird wie folgt definiert:

$$a \equiv \sin \alpha \frac{E_{\rm A}(t_{\rm max})}{E_{\rm G}(t_{\rm max})}.$$
 (4.2)

Hier ist t_{max} als der Zeitpunkt definiert, an dem der Gesamtfeldvektor $\vec{E}(t)$ seine maximale Länge erreicht. Der Winkel α ist der bereits in Abschnitt 2.2 eingeführte Winkel zwischen dem Erdmagnetfeldvektor \vec{B} und der Schauerachse. Im besagten Abschnitt wurde erwähnt, dass die Amplitude der durch den geomagnetischen Mechanismus erzeugten Radiowellen proportional zur Magnetfeldstärke B und $\sin \alpha$ ist. Folglich ist auch $E_G(t_{\text{max}})$ proportional zu B und $\sin \alpha$. Die $\sin \alpha$ -Abhängigkeit von $E_G(t_{\text{max}})$ ist jedoch bereits bekannt [21] und soll nicht durch a erfasst werden. Deshalb wird das Verhältnis der beiden Amplituden mit dem Faktor $\sin \alpha$ multipliziert. Da $E_A(t_{\text{max}})$ und $E_G(t_{\text{max}})$ beide negative Werte annehmen können, kann 0 < a ebenfalls vorkommen. Das Vorzeichen von a ist somit eine Information über die Richtung elektrischen Feldvektoren. Außerdem ist aus früheren Messungen bekannt, dass der geomagnetische Mechanismus dominiert, was zu |a| < 1 führt. Insgesamt ist somit -1 < a < 1 ist ein Wert zwischen -1 und 1 zu erwarten.

Durch das Einsetzen von Gleichung 4.2 in Gleichung 4.1 resultiert Gleichung 4.3. Sie beschreibt das gesamte elektrische Feld, das durch die Radiostrahlung eines EAS zum Zeitpunkt des Impulsmaximums erzeugt wird:

$$\vec{E}(t_{\text{max}}) = E_G(t_{\text{max}}) \left[\left(1 + \frac{a}{\sin \alpha} \cos \gamma \right) \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{B}} + \left(\frac{a}{\sin \alpha} \sin \gamma \right) \hat{e}_{\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}} \right]. \tag{4.3}$$

4.3 Einführung des Polarisationswinkels

Wie bereits erwähnt, sind die Radioemissionen des geomagnetischen und Askaryan Effektes linear polarisiert. Wenn zwei linear polarisierte Wellen sich überlagern und ihre Polarisationsrichtungen nicht parallel sind, entstehen verschiedene Arten von Polarisationen. Welche genau, hängt von den Phasendifferenzen und Amplituden der Wellen ab. Sind die Phasendifferenzen null oder ein Vielfaches von π , resultiert eine lineare Polarisation. Die genaue Ausrichtung dieser Polarisation hängt dann vom Verhältnis der Amplituden ab. Bei einem Phasenunterschied von $\pi/2$ und identischen Amplituden entsteht eine zirkulare Polarisation. Bei jeder anderen Kombination von Phasendifferenz und Amplitude, ergibt sich eine elliptische Polarisation.

Die Zeitvariation der durch geomagnetische Effekte induzierten transversalen Ströme und die Zeitvariation des Netto-Emissionsverhältnisses über den Verlauf der longitudinalen Entwicklung des ausgedehnten Luftschauers sind leicht verschoben [22]. Dies führt dazu, dass die mit den beiden Emissionsmechanismen verbundenen Pulse nicht perfekt synchronisiert sind. Da die Amplituden der beiden elektrischen Felder unterschiedlich groß sein können, resultiert meist eine elliptische Polarisation. Daher zeichnet der elektrische Feldvektor in der Regel keine Linie in der Schauerebene, sondern eine Ellipse.

In Abbildung 4.3 ist das aus der Überlagerung der geomagnetischen und der Askaryan-Emission resultierende elektrische Feld eines simulierten EAS veranschaulicht. Simuliert wurde für einen vertikal auf die Atmosphäre auftreffender Eisenkern als Primärteilchen mit der Energie $10^{17}\,\mathrm{eV}$. In der Mitte der Abbildung ist der Fußabdruck der Gesamtamplitude des beobachteten Signals dargestellt, während die Abbildungen drumherum die zeitliche Entwicklung des simulierten elektrischen Feldvektors \vec{E} einzelner Antennen zeigen. Alle Antennen befinden sich in einem Abstand von $100\,\mathrm{m}$ zum Schauerzentrum.

Aus Abbildung 2.3 wird ersichtlich, dass sich der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen der Radioemission beider Mechanismen mit dem Beobachtungswinkel γ in der Schauerebene ändert. Folglich variiert die Breite und Ausrichtung der Polarisationsellipse an unterschiedlichen Stellen in der Schauerebene, wie in Abbildung 4.3 dargestellt. Entlang der $\vec{v} \times (\vec{v} \times \vec{B})$ -Achse stehen die Polarisationsrichtungen senkrecht zueinander, wodurch die Polarisationsellipse ihre maximale Breite erreicht.

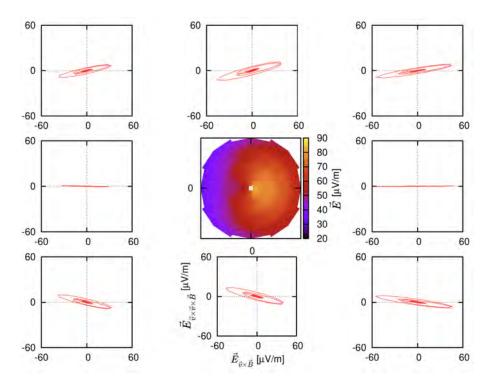


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die Entwicklung des elektrischen Feldvektors im Frequenzbereich 40 MHz bis 80 MHz für acht Antennen. Diese sind $r=100\,\mathrm{m}$ voneinander entfernt in acht Himmelsrichtungen (von Norden bis Nordwesten) um das Schauerzentrum eines vertikalen Luftschauers positioniert. Der Luftschauer wird durch einen primären Eisenkern mit Energie $10^{17}\,\mathrm{eV}$ am LOPES-Standort ausgelöst. Die Karte in der Mitte zeigt den Fußabdruck der Gesamtamplitude. Basierend auf [4].

Entlang der $\vec{v} \times \vec{B}$ -Achse hingegen sind die Polarisationsrichtungen parallel, was an dieser Stelle zu einer linearen Polarisation führt.

In Abbildung 4.4 ist der Feldvektor $\vec{E}_{\rm max}$ zum Zeitpunkt des Impulsmaximums eingezeichnet. Der Winkel zwischen $\vec{E}_{\rm max}$ und der $\vec{v} \times \vec{B}$ -Achse ist als Polarisationswinkel ψ definiert. Der Definitionsbereich für den Polarisationswinkel ψ liegt zwischen -90° und 90° . Dies ergibt sich aus der Festlegung, stets den kleinsten absoluten Winkel relativ zur $\vec{v} \times \vec{B}$ -Achse zu bestimmen. Die Winkel ψ und χ dienen außerdem zur Charakterisierung der skizzierten Vereinfachung der Polarisationsellipse.

Mithilfe von Gleichung 4.3 und der Skizze entnehmbaren geometrischen Zusammenhängen, lässt sich für den Polarisationswinkel ψ zum Zeitpunkt des Impulsmaximums

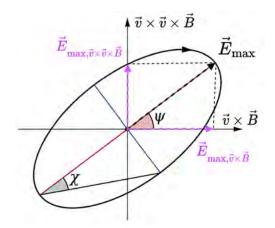


Abbildung 4.4: Skizziert ist eine vereinfachte Form der Polarisationsellipse in der $\vec{v} \times \vec{B}$ -Ebene, die durch die Winkel ψ und χ charakterisiert wird. Der Feldvektor $E_{\rm max}$ zum Zeitpunkt des Impulsmaximums ebenfalls ist einge-Basierend zeichnet. auf [23].

die in Gleichung 4.4 dargestellte Beziehung herleiten:

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\vec{E}_{\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}}(t_{\text{max}})}{\vec{E}_{\vec{v} \times \vec{B}}(t_{\text{max}})} \right) \stackrel{\text{Gl. 4.3}}{=} \tan^{-1} \left(\frac{\sin \gamma}{\frac{\sin \alpha}{a} + \cos \gamma} \right). \tag{4.4}$$

Diese Gleichung beschreibt den Polarisationswinkel ψ als eine Funktion des Beobachterwinkels γ , des Winkels α und des Parameters a. In Abbildung 4.5 ist die Funktion in Gleichung 4.4 in Abhängigkeit des Beobachterwinkels γ dargestellt.

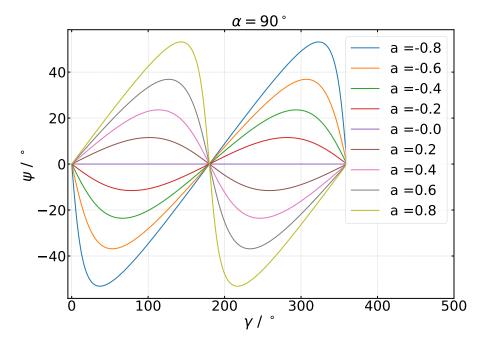


Abbildung 4.5: Dargestellt ist der in Gleichung 4.4 beschriebenen Zusammenhang für den Polarisationswinkel ψ in Abhängigkeit vom Beobachterwinkel γ . Die Funktion ist für $\alpha=90^\circ$ und verschiedene Werte von a geplottet.

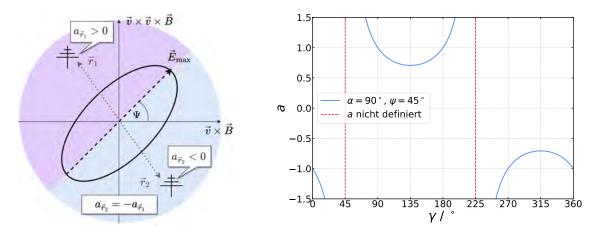


Abbildung 4.6: Rechts ist eine Polarisationsellipse in der $\vec{v} \times \vec{B}$ -Ebene für $\psi = 45^\circ$ dargestellt. Links ist die Funktion aus Gleichung 4.5 für feste Winkel $\alpha = 90^\circ$ und $\psi = 45^\circ$, in Abhängigkeit von γ , zu sehen.

Für die Darstellung von Abbildung 4.5 wurde $\alpha=90^\circ$ festgelegt. Die unterschiedlichen Kurven repräsentieren verschiedene Werte von a im Bereich von -0.8 bis +0.8, in Schritten von 0,2. Ein Wert von a=0 impliziert, dass der Askaryan-Mechanismus keinen Beitrag zur Radioemission eines EAS leistet. In diesem Fall dominiert ausschließlich die linear polarisierte Emission des geomagnetischen Mechanismus. Unabhängig von γ führt dies zu einem konstanten Polarisationswinkel $\psi=0$, wie in Abbildung 4.5 dargestellt. Für a>0 nimmt der Winkel ψ mit zunehmendem γ zunächst bis zu einem Maximum zu und dann wieder ab. Nach Erreichen eines Minimalwertes für ψ steigt die Funktion wieder an. Mit immer größer werdendem a nimmt auch die Amplitude der Funktion zu. Außerdem sind die Maxima und Minima der Kurven symmetrisch um $\gamma=180^\circ$. Die Kurven für positive und negative Werte von a sind in Bezug auf die x-Achse spiegelsymmetrisch.

Stellt man Gleichung 4.4 nach a um, erhält man den folgenden Ausdruck:

$$a = \frac{\sin \alpha \cdot \tan \psi}{\sin \gamma - \cos \gamma \cdot \tan \psi}.$$
 (4.5)

Diese Funktion beschreibt das Emissionsverhältnis a in Abhängigkeit von γ , α und ψ . Sie ist für feste Winkel $\alpha=90^\circ$ und $\psi=45^\circ$ im rechten Teil von Abbildung 4.6 zu sehen. Es wird nur der Teil der Funktion gezeigt, für den $-1, 5 \le a \le 1, 5$ gilt. Im rechten Teil dieser Abbildung ist eine Polarisationsellipse für einen Polarisationswinkel von 45° skizziert. Ein Beispiel mit $\psi=-45^\circ$ befindet sich im Anhang in Abbildung A.1. Für das Beispiel $\psi=45^\circ$ und $\alpha=90^\circ$ ergibt sich tan $\psi=1$ und

 $\sin \alpha = 1$. Somit vereinfacht sich die Funktion aus Gleichung 4.5 zu

$$a = \frac{1}{\sin \gamma - \cos \gamma}.\tag{4.6}$$

Bei $\sin \gamma = \cos \gamma$, d.h. für $\gamma = 45^{\circ}$ und $\gamma = 225^{\circ}$, tritt eine Nulldivision auf und a ist an diesen Stellen undefiniert. Da nach Gleichung $4.2~a \propto \frac{E_{\rm A}(t_{\rm max})}{E_{\rm G}(t_{\rm max})}$ ist, bedeutet es, dass die Komponente $E_{\rm G}(t_{\rm max})$ gegen Null geht. Dies weist darauf hin, dass wir uns an einer Stelle befinden, an der die gesamte Polarisationsrichtung zum Zeitpunkt $t_{\rm max}$, durch die radial polarisierten Askaryan-Emissionen bestimmt wird. In Abbildung 4.6 lassen sich diese undefinierten Stellen als die Hauptachse der Polarisationsellipse identifizieren. Befindet sich der Beobachter auf dieser Achse, ist die Messung von a nach Gleichung 4.5 nicht möglich.

Für Winkel γ zwischen 45° und 225° ergibt sich ein positives a, während außerhalb dieses Bereichs a negativ ist. Der Bereich, der zu positiven Werten von a führt, ist in der Skizze in Abbildung 4.6 violett markiert, während der Bereich für negative Werte von a blau dargestellt ist. Zusätzlich zeigt diese Abbildung, dass die Werte von a entlang der Hauptachse der Ellipse, gespiegelt sind. Befindet sich eine Messstation an der Stelle mit dem Ortsvektor \vec{r}_1 , so misst diese dasselbe Emissionsverhältnis mit umgekehrtem Vorzeichen wie eine gegenüberliegende Station am Ort \vec{r}_2 . Daraus folgt: $a_{\vec{r}_1} = -a_{\vec{r}_2}$.

4.4 Stokes Parameter

Aufgrund der elliptischen Polarisation des auf der Detektorebene ankommende Radiosignals gestaltet sich der direkte Vergleich der Amplituden der elektrischen Felder $\vec{E}_{\rm A}$ und $\vec{E}_{\rm G}$ in den beiden Polarisationskomponenten als herausfordernd. Eine bessere Methode besteht darin, zeitlich integrierte Größen wie die Stokes-Parameter zu verwenden. Durch die Parameter wird der Raum von unpolarisiertem, teilweise polarisiertem und vollständig polarisiertem Licht aufgespannt. Sie können einfach gemessen oder berechnet werden und stellen somit das gängige Bezugssystem zur klassischen Darstellung der Polarisierungseigenschaften eines Radiosignals dar [24]. Demzufolge werden wir sie im Folgenden verwenden, um die Polarisierungssignatur der Radioemission von EAS zu beschreiben.

Es gibt insgesamt vier Stokes Parameter: I, Q, U und V. Der Parameter I repräsentiert die totale Intensität des Strahls. Die Parameter Q und U quantifizieren den

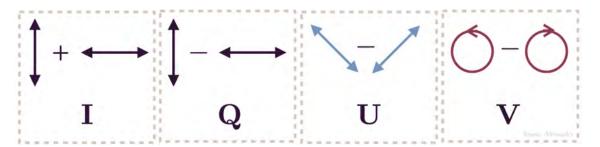


Abbildung 4.7: Dargestellt ist die Bedeutung der Stokes-Parameter: Gerade Pfeile repräsentieren lineare Polarisation, während kreisförmige Pfeile zirkulare Polarisation darstellen. Basierend auf [25].

Grad der linearen Polarisation, während V den Grad der zirkularen Polarisation beschreibt. Dies wird in Abbildung 4.7 veranschaulicht. Anhand der gemessenen elektrischen Feldstärken E_x und E_y können die Stokes Parameter durch folgende Gleichungen berechnet werden [26]:

$$I = |E_x|^2 + |E_y|^2 = |E_a|^2 + |E_b|^2 = |E_r|^2 + |E_b|^2, \tag{4.7}$$

$$Q = |E_x|^2 - |E_y|^2, (4.8)$$

$$U = |E_a|^2 - |E_b|^2 \text{ und} (4.9)$$

$$V = |E_r|^2 - |E_l|^2. (4.10)$$

Dabei beziehen sich die Indizes auf drei verschiedene Basen: die Standard-kartesische Basis (\hat{x}, \hat{y}) , eine um 45° gedrehte kartesische Basis (\hat{a}, \hat{b}) und eine zirkulare Basis (\hat{l}, \hat{r}) . Die Transformationen zwischen den unterschiedlichen Basen erfolgen anhand der folgenden Gleichungen:

$$E_a = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + E_y), \tag{4.11}$$

$$E_b = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - E_y), \tag{4.12}$$

$$E_r = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + iE_y) \text{ und}$$
(4.13)

$$E_l = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - iE_y). \tag{4.14}$$

Des Weiteren können für ein gegebenes I alle Polarisationszustände als Punkte auf der Oberfläche der sogenannten Poincaré-Kugel, wie in Abbildung 4.8 gezeigt, abgebildet werden. Deren Beziehungen zwischen der Gesamtintensität I des Signals und

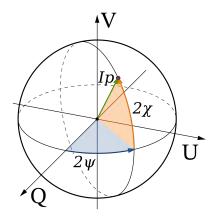


Abbildung 4.8: Dargestellt ist der Vektor (Q, U, V) in den Kugelkoordinaten Ip, 2ψ und 2χ [27].

den Parametern der Polarisationsellipse sind wie folgt [24]:

$$Q = I \cdot p \cdot \cos 2\psi \cdot \cos 2\chi,\tag{4.15}$$

$$U = I \cdot p \cdot \sin 2\psi \cdot \cos 2\chi \text{ und} \tag{4.16}$$

$$V = I \cdot p \cdot \sin 2\chi. \tag{4.17}$$

Somit repräsentieren Ip, 2ψ und 2χ die Kugelkoordinaten des dreidimensionalen kartesischen Vektors (Q,U,V), der in Abbildung 4.8 zu sehen ist. Für den Polarisationswinkel ψ ergibt sich aus Gleichung 4.15 und Gleichung 4.16 der folgende Zusammenhang:

$$\psi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{U}{Q} \right). \tag{4.18}$$

4.5 Messungen des Emissionsverhältnisses

Wie bereits erwähnt, besteht das Ziel dieser Arbeit in der Bestimmung des Emissionsverhältnisses a. Diese Größe wurde bereits mit AERA [28] und LOFAR (Low Frequency Array) [21] gemessen. In beiden Fällen wurde a gemäß Gleichung 4.19 als eine positive Größe folgendermaßen definiert:

$$a \equiv \sin \alpha \frac{|E_{\rm A}|}{|E_{\rm G}|}.\tag{4.19}$$

Allerdings wurden in beiden Analysen Methoden verwendet, die auch negative Werte für a zulassen, was im Widerspruch zur ursprünglichen Definition steht. Zudem wird a als Ladungsüberschussanteil bezeichnet, was bei einer Größe, die negativ werden

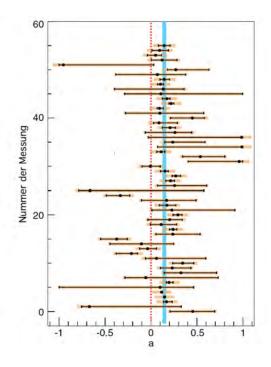


Abbildung 4.9: Ergebnisse der ersten Messung von a am Pierre-Auger-Observatorium. Das 68% Konfidenzintervall um den Mittelwert \overline{a} wird durch die durchgezogene blaue Linie dargestellt. Die rote gepunktete Linie markiert a=0 [28].

kann, wenig sinnvoll ist. Darüber hinaus weisen beide Analysen eine relativ geringe statistische Signifikanz auf und schließen keine horizontalen EAS ($\theta > 60^{\circ}$) ein.

4.5.1 AERA-Messergebnisse

Die Messung von a, die am Pierre-Auger-Observatorium durchgeführt wurde, gilt als die erste ihrer Art. Die Daten für diese Analyse wurden im Zeitraum zwischen Mai 2010 und Juni 2011 erfasst. In diesem Zeitraum bestand AERA nur aus Phase I. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Für die Analyse wurden 17 Ereignisse verwendet, die von insgesamt 56 Antennen detektiert werden konnten. Jeder Datenpunkt in Abbildung 4.9 repräsentiert das Ergebnis von a für eine einzelne Antennenmessung. Aus dem Plot geht hervor, dass a entgegen der positiven Definition, wie sie in der Publikation angegeben ist, auch negative Werte annehmen kann. Insgesamt ergibt sich ein gewichteter Mittelwert von $\bar{a}=0,14\pm0,02$. Deutlich wird, dass der Mittelwert des gemessenen Emissionsverhältnisses \bar{a} von null verschieden ist, was auf das Vorhandensein einer Askaryan-Emissionskomponente hinweist. Allerdings zeigt die Beziehung $a \propto \frac{E_A(t_{\rm max})}{E_G(t_{\rm max})} \ll 1$, dass die geomagnetische Kompo-

nente die Radioemission dominiert. Die große Streuung der Werte könnte zudem ein Hinweis auf einen nicht konstantes Emissionsverhältnis a sein.

4.5.2 LOFAR-Messergebnisse

Die für die LOFAR-Analyse verwendeten Daten zur Messung von a wurden im Zeitraum von 2011 bis 2014 aufgezeichnet. Insgesamt konnten 136 Ereignisse in die Analyse einbezogen werden. Die Stationsmessungen dieser Ereignisse wurde nach θ , dem Azimutwinkel, und r, dem Abstand zur Schauerachse, klassifiziert. Für r wurden Bins von 50 m und für θ Bins von 20° verwendet. Daraufhin wurde die folgende in Gleichung 4.4 hergeleitete Funktion an die einzelnen Datenwerte angepasst, um a als Fitparameter zu extrahieren:

$$\psi(\gamma; a, \alpha) = \tan^{-1}\left(\frac{\sin\gamma}{\frac{\sin\alpha}{a} + \cos\gamma}\right). \tag{4.20}$$

Wie in Abschnitt 4.3 bereits erläutert, kann a hier auch negative Werte annehmen, was erneut inkonsistent mit der ursprünglichen Definition in der Publikation ist, wo a als positive Größe festgelegt wurde.

Außerdem ergibt sich bei dieser Methode eine Herausforderung, auf die im LOFAR-Papier nicht eingegangen wird. Die obige Funktion ist nur sensitiv auf das Verhältnis $\sin \alpha/a$. Wenn α aus den Messungen eines gegebenen Ereignisses bekannt ist, kann dieser Messwert eingesetzt und a aus dem Fit bestimmt werden. Wenn aber, wie im LOFAR-Papier, die Messungen mehrerer Ereignisse mit unterschiedlichen Werten für α kombiniert werden, ist es nicht mehr möglich, ein eindeutiges Ergebnis für a durch einen globalen Fit zu erhalten. Abbildung 4.10 illustriert dies, indem mehrere Kombinationen von a und $\sin \alpha$ gezeigt werden, die zu einem identischen Funktionsverlauf führen.

Welcher Wert für α in den LOFAR-Fits angenommen wurde geht aus der Publikation nicht hervor. Wären sämtliche Messwerte von α in einer ähnlichen Größenordnung, wäre eine solche Kombination mehrerer Ereignisse vielleicht vertretbar gewesen. Das Papier zeigt allerdings, dass α Werte in einer großen Spanne zwischen etwa 15° und 80° annimmt. Inwieweit die veröffentlichten Ergebnisse für a in individuellen θ -r-Bins daher vertretbar sind, ist unklar. Diese Überlegungen sollten beim Betrachten der Messergebnisse aus dem LOFAR-Papier im Hinterkopf behalten werden.

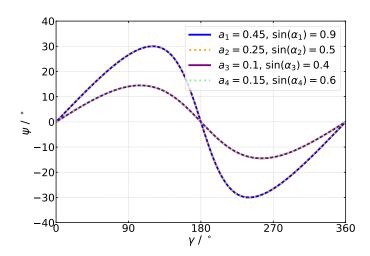


Abbildung 4.10: Die Funktion $\psi(\gamma; a, \alpha)$ für vier Kombinationen von a und α . $\frac{\sin \alpha_1}{a_1} = \frac{\sin \alpha_2}{a_2} = 0, 5$ und $\frac{\sin \alpha_3}{a_3} = \frac{\sin \alpha_4}{a_4} = 0, 25$ zeigen jeweils einen identischen Verlauf.

Die Ergebnisse für a sind in Abbildung 4.11 in Abhängigkeit vom Abstand r für die verschiedenen θ -Bins zusammengefasst. Hier lässt sich erkennen, dass a mit zunehmendem Abstand r ansteigt und mit abnehmendem Winkel θ abnimmt. Aus Abbildung 4.9 ist ebenfalls ersichtlich, dass diese Analyse keine horizontalen EAS beinhaltet und der Abstand zur Schauerachse auf 250 m begrenzt ist.

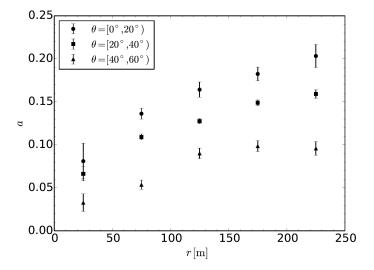


Abbildung 4.11: Messergebnisse von a des LOFAR-Experimentes, dargestellt in Abhängigkeit vom Abstand r zur Schauerachse für verschiedene Azimutwinkel θ [21].

5 Radiorekonstruktion mit Offline

Ein großer Vorteil des Pierre-Auger-Observatoriums liegt darin, dass die Kombination verschiedener Detektorsysteme eine integrierte Analyse und Quervergleiche ermöglicht. Für die Rekonstruktion von Daten, die mit AERA gesammelt werden, ist die Radiofunktionalität in das bestehende Analyse- und Rekonstruktionsframework "Offline" im Pierre-Auger-Observatorium integriert. In diesem Kapitel wird eine Übersicht über das Software-Framework gegeben. Zudem wird die in Offline mit dem Modul RdPolarizationReconstructor vollständig integrierte Polarisationsanalyse erörtert.

5.1 Das Offline Framework

Offline ist primär in C++ geschrieben und wurde dazu entwickelt, Luftschauer aus Daten der Pierre-Auger-Observatoriums zu rekonstruieren. Es ist sowohl mit Rohdatenformaten der Pierre-Auger Detektor-Systeme, als auch mit Simulations-Datenformaten aus CORSIKA/CoREAS und Aires/ZHAireS kompatibel. Das Framework ist in drei grundlegende Teile gegliedert, die in Abbildung 5.1 veranschaulicht sind: die Detektorbeschreibung, die gespeicherten Ereignisdaten und die Datenverarbeitungskette.

Die Detektorbeschreibung enthält Informationen über die einzelnen Detektorbauteile. Statische Informationen wie die Position der Detektorstationen werden in XML-Dateien gespeichert, während zeitabhängige Informationen wie die Hardwarebeschreibung oder atmosphärische Bedingungen in Datenbanken verfügbar sind.

Die Ereignisdaten der einzelnen Detektorkomponenten werden in der Ereignisklasse zwischengespeichert. Dies umfasst sowohl Rohdaten wie gemessene Spuren, als auch rekonstruierte Größen, wie die Richtung des Schauers. Zudem werden die wahren Monte-Carlo Werte einer Simulation ebenfalls in den Ereignisdaten gespeichert.

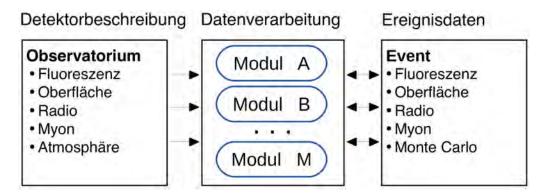


Abbildung 5.1: Dargestellt sind die drei grundlegenden Teile des Offline-Frameworks. Basierend auf [29].

Die Datenverarbeitung erfolgt in unabhängigen Modulen, die nacheinander ausgeführt werden. Jedes Modul enthält den Algorithmus für einen spezifischen Analyseschritt. In der bootstrap.xml-Datei können anpassbare Parameter für jedes Modul konfiguriert werden. Alle Module haben Zugriff auf Informationen aus der Detektorbeschreibung. Die gesamte Analysekette wird in der Datei ModuleSequence.xml konfiguriert, welche die gewünschte Abfolge der Module festlegt. Die Module kommunizieren dabei nicht direkt miteinander, sondern modifizieren lediglich die in den Ereignisdaten gespeicherten Informationen. Da alle Rekonstruktionsschritte modularisiert sind, können Module problemlos entfernt, umgeordnet, wiederverwendet oder hinzugefügt werden. Auf diese Weise ist es beispielsweise möglich, eine FD- oder SD-Rekonstruktion vollkommen getrennt voneinander durchzuführen. Zusätzlich kann eine Hybridrekonstruktion durch die Kombination von SD, FD und RD realisiert werden.

Die Ergebnisse einer Rekonstruktion werden in eine Advanced Data Summary Tree (ADST)-Datei geschrieben. Diese Dateien basieren auf der ROOT-Bibliothek und enthalten Informationen zur Detektorbeschreibung, zu den Ereignisdaten und zur Konfiguration von $\overline{\text{Offline}}$. Die ADST-Dateien können für weitere Analysen außerhalb von $\overline{\text{Offline}}$ verwendet werden oder in einem EventBrowser geöffnet werden. Hier sind die Rohdateninformationen der verschiedenen Detektoren visualisiert und die rekonstruierten Ereignisse sind ebenfalls vorzufinden.

Die nachfolgenden Unterkapitel präsentieren die Teile des Offline Frameworks, die für diese Thesis von Bedeutung sind. Dazu zählt die Rekonstruktion der Shower-Achse mittels Daten des SD, welche in Abschnitt 5.2 beschrieben wird. Diese Schauer-

Achse, in Kombination mit RD Daten, wird dann verwendet, um die Stokes--Parameter und das Emissionsverhältnis a zu bestimmen. Dies wird in Abschnitt 5.3 erklärt.

5.2 Rekonstruktion der Schauer-Achse

Die Schauer-Achse hat eine zentrale Bedeutung für die korrekte Rekonstruktion der Stokes-Parameter, da diese in der $\vec{v} \times \vec{B} - \vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}$ -Ebene bestimmt werden. Um die gemessenen \vec{E} -Feldkomponenten der AERA-Stationen in diese Ebene zu projizieren, bedarf es einer verlässlichen Bestimmung der Richtung, aus der der Schauer auf die Detektorebene einfällt. Diese wird mit SD-Daten rekonstruiert. Da der SD eine deutlich größere Fläche bedeckt als AERA, kann dieser genauere Aufklärung über die Ursprungsrichtung eines Schauers geben. Innerhalb von $\overline{\text{Off}}$ erfolgt die SD-Rekonstruktion der Schauer-Achse, indem sämtliche Stationen selektiert werden, die im Zusammenhang mit dem gegebenen Event getriggert wurden. Als Baryzentrum wird das mit der Signalstärke gewichtete Mittel der Stations-Ortsvektoren definiert. Ein Likelihood-Fit, der dieses Baryzentrum, sowie den Ort und den Zeitpunkt der maximalen Signalstärke für jede Station berücksichtigt, ermittelt dann den Richtungsvektor der Schauerachse.

5.3 Rekonstruktion der Stokes-Parameter

Mit einer vollständig rekonstruierten Schauer-Achse ist es möglich, die Stokes-Parameter in der $\vec{v} \times \vec{B}$ - $\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}$ - Ebene zu ermitteln. Dies erfolgt für jede Station, die bei einem gegebenen Ereignis getriggert wurde. Das Erdmagnetfeld an der Position der Station wird aus einer Datenbank ausgelesen. Die Rohdaten einer Station belaufen sich auf eine Messreihe der \vec{E} -Feldstärken, die sich über einen Zeitraum mehrerer Mikrosekunden erstreckt. Die Feldstärke wird in Stichproben mit Zeitabschnitten von 1,389 ns gemessen. Diese unkalibrierten \vec{E} -Feldstärken werden in die $\vec{v} \times \vec{B} - \vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}$ -Ebene projiziert. Für die Berechnung der Stokes-Parameter wird allerdings der analytische elektrische Feldvektor $\vec{\mathcal{E}}$ verwendet [28]. Dieser wird aus der Kombination des ursprünglich gemessenen Feldvektors \vec{E} mit seiner Hilbert-Transformation $\mathcal{H}(\vec{E})$ bestimmt. Dabei repräsentiert der gemessene elektrische Feldvektor den Realteil, während seine Hilbert-Transformation den Imaginärteil darstellt:

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{E} + i\mathcal{H}(\vec{E}). \tag{5.1}$$

Zur Bestimmung des Signal-Maximums wird der Betrag $|\vec{\mathcal{E}}|$ des analytischen Feldvektors betrachtet. Ein Fenster mit einer Breite von 100 ns entsprechend $n_{\rm S}=72$ Stichproben wird festgelegt. Das Signal S innerhalb des Fensters ist definiert als:

$$S = \frac{1}{n_{\mathcal{S}}} \left(\sum_{j=1}^{n_{\mathcal{S}}} \vec{\mathcal{E}}_{j+k} \cdot \vec{\mathcal{E}} *_{j+k} \right). \tag{5.2}$$

Dabei liegt der linke Rand des Fensters auf der k-ten Stichprobe. Das Fenster wird schrittweise über alle Messdaten gefahren, während S wiederholt berechnet wird. Das Fenster an der Position, an der S maximal wird, wird als Signalfenster bezeichnet.

Nun können die Stokes-Parameter im Signalfenster berechnet werden. Dafür werden die Transformationen in verschiedenen Basen aus den Gleichungen 4.11-4.14 in die Gleichungen 4.7-4.10 der Stokes-Parameter eingesetzt. Dabei wird die x-Koordinate als $\vec{v} \times \vec{B}$ und die y-Koordinate als $\vec{v} \times \vec{V} \times \vec{B}$ definiert. Setzt man anschließend das analytische Signal in die resultierenden Gleichungen ein, so ergeben sich für die Berechnung der Stokes-Parameter die folgenden Ausdrücke, wobei die Notation $\hat{E} = \mathcal{H}(\vec{E})$ verwendet wird:

$$I = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \left(E_{i,\vec{v}\times\vec{B}}^2 + \hat{E}_{i,\vec{v}\times\vec{B}}^2 + E_{i,\vec{v}\times\vec{v}\times\vec{B}}^2 + \hat{E}_{i,\vec{v}\times\vec{v}\times\vec{B}}^2 \right), \tag{5.3}$$

$$Q = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \left(E_{i,\vec{v} \times \vec{B}}^2 + \hat{E}_{i,\vec{v} \times \vec{B}}^2 - E_{i,\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}}^2 - \hat{E}_{i,\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}}^2 \right), \tag{5.4}$$

$$U = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \left(E_{i,\vec{v} \times \vec{B}}^2 E_{i,\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}}^2 + \hat{E}_{i,\vec{v} \times \vec{V} \times \vec{B}} \hat{E}_{i,\vec{v} \times \vec{v} \times \vec{B}} \right), \tag{5.5}$$

$$V = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \left(E_{i,\vec{v}\times\vec{B}} E_{i,\vec{v}\times\vec{v}\times\vec{B}} - \hat{E}_{i,\vec{v}\times\vec{B}} \hat{E}_{i,\vec{v}\times\vec{v}\times\vec{B}} \right). \tag{5.6}$$

Die genaue Simulation des Untergrundes bei Radiosignalen ist nahezu unmöglich. Stattdessen wird gemessener Untergrund verwendet. Dieser wird zufällig und gleichmäßig aus dem gesamten Messzeitraum von AERA ausgewählt und zu den rein simulierten Signalen hinzugefügt. Zur Berücksichtigung des Untergrundes in die Berechnung der Stokes-Parameter wird ähnlich wie beim Signalfenster ein Untergrundfenster mit einer Breite von 2000 ns definiert, das ausreichend weit entfernt vom Signalfenster sein muss. Dieses ist mit $n_{\rm N}=1440$ Messpunkten 20 Mal so groß

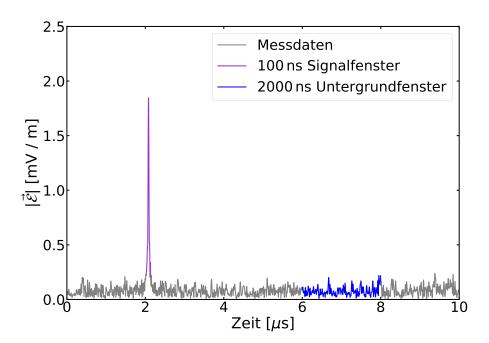


Abbildung 5.2: Der Betrag des analytischen Feldvektors als Funktion der Zeit für eine einzelne simulierte RD Station. Das Signal- und das Untergrundfenster sind eingezeichnet.

wie das Signalfenster. Der Untergrund in diesem Fenster ist wie folgt definiert:

$$N = \frac{1}{n_{\rm N}} \left(\sum_{m=m_0}^{m_0+n_{\rm N}} \vec{\mathcal{E}}_m \cdot \vec{\mathcal{E}}_m^* \right). \tag{5.7}$$

Der Index m läuft über die Stichproben im Untergrundfenster, wobei m_0 den linken Rand des Fensters markiert. Im Untergrundfenster werden ebenfalls die Stokes-Parameter berechnet und anschließend von den rohen Stokes-Parametern abgezogen, die im Signalfenster ermittelt wurden. Abbildung 5.2 zeigt die simulierten Messdaten einer Station zusammen mit den ermittelten Signal- und Untergrundfenstern.

Die berechneten Stokes-Parameter werden zur Bestimmung des Polarisationswinkels ψ nach Gleichung 4.18 verwendet. $\overline{\text{Off}}$ verwendet ψ in Kombination mit dem Beobachterwinkel γ , um stationsspezifische Werte für das Emissionsverhältnis a mithilfe von Gleichung 4.5 zu bestimmen.

5.3.1 Unsicherheiten der Stokes-Parameter und des Polarisationswinkels

Sämtliche der hier bestimmten Parameter sind mit systematischen Unsicherheiten behaftet, die ebenfalls von Offline abgeschätzt werden. Unsicherheiten verschiede-

ner Quellen beeinflussen das Ergebnis von a. Dazu zählen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Schauer-Achse, Unsicherheiten des Modells zur Bestimmung des Erdmagnetfeldes sowie Kalibrations-Ungenauigkeiten der AERA-Stationen. Wie in [26] allerdings festgestellt wurde, ist die mit Abstand größte Quelle systematischer Unsicherheit der Untergrund, mit dem die Rohdaten der AERA-Stationen behaftet sind. Die anderen Unsicherheiten sind verglichen damit verschwindend gering und werden in dieser Analyse vernachlässigt.

Zur Abschätzung der durch den Untergrund verursachten Unsicherheit wird das Untergrundfenster verwendet, welches bereits zur Bestimmung der Stokes-Parameter genutzt wurde. Zunächst werden die ersten 72 Messpunkte des Untergrundfensters selektiert und auf die Messpunkte innerhalb des Signalfensters addiert. Mit diesen modifizierten Messdaten werden dann modifizierte Werte für die Stokes-Parameter und den Polarisationswinkel berechnet. Diese werden für spätere Berechnungen zwischengespeichert. Daraufhin werden Messpunkte 2 bis 73 innerhalb des Untergrundfensters selektiert und der Prozess wird wiederholt. Das ganze geschieht, bis das gesamte Untergrundfenster durchlaufen wurde und 1440-72=1368 Werte für jeden Stokes-Parameter und den Polarisationswinkel berechnet wurden. Aus diesen Stichproben wird die vollständige Kovarianzmatrix der Stokes-Parameter und des Polarisationswinkels nach

$$COV[X, Y] = \frac{1}{1367} \sum_{i=1}^{1368} (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})$$
 (5.8)

berechnet, wobei X und Y die Stichproben eines Stokes-Parameters bzw. des Polarisationswinkels sind.

6 Bestimmung des Emissionsverhältnisses

Zur genaueren Untersuchung des Emissionsverhältnisses a werden 3000 CoREAS-Simulationen horizontaler Luftschauer herangezogen [30]. Diese Simulationen verwenden Protonen und Eisenkerne als Primärteilchen, deren Energien einen Bereich von $10^{18,4} \,\mathrm{eV} < E < 10^{19,6} \,\mathrm{eV}$ abdecken. Sie wurden mit $\overline{\mathrm{Offline}}$ gemäß den Beschreibungen in Kapitel 5 rekonstruiert und analysiert, um das Emissionsverhältnis a zu bestimmen.

Dieses Kapitel präsentiert die Ergebnisse der Analyse des Emissionsverhältnisses a. Abschnitt 6.1 beschreibt primäre Selektionskriterien, nach denen die zu analysierenden Ereignisse ausgewählt werden. Des Weiteren werden hier Stationsselektionskriterien basierend auf dem für die Stationen rekonstruierten Untergrund N und dem Polarisationswinkel ψ eingeführt. Darauf aufbauend präsentieren Abschnitt 6.2 und Abschnitt 6.3 zwei unterschiedliche Ansätze zur Bestimmung des Emissionsverhältnisses. Die Ergebnisse beider Analysetechniken werden in Abschnitt 6.4 miteinander verglichen und in Bezug zu vorigen Messungen von a gesetzt.

6.1 Ereignis-Selektion und Datenpräparierung

Vor Beginn der eigentlichen Analyse des Emissionsverhältnisses gilt es, relevante Ereignisse zu selektieren. Die Selektionskriterien werden in Unterabschnitt 6.1.1 erläutert. Für jedes ausgewählte Ereignis werden ausgewählte Größen ermittelt, die zur Bestimmung von a benötigt werden. Dies wird in Unterabschnitt 6.1.2 ausgeführt.

6.1.1 Ereignis- und Stations-Auswahlkriterien

Aus den im Simulationsdatensatz mithilfe von $\overline{\text{Off}}$ rekonstruierten Luftschauern ist nur ein gewisser Anteil zur adäquaten Bestimmung von a geeignet. Andere sind mit zu großen systematischen Unsicherheiten behaftet oder liegen außerhalb des kinematischen Bereiches, der in dieser Analyse betrachtet wird. Ferner wird a für jede Station separat bestimmt. In einigen Fällen sind die Messungen an individuellen Stationen jedoch zu ungenau, sodass diese Stationen durch weitere stationsspezifische Selektionskriterien ausgeschlossen werden.

Die grundlegenden Selektionskriterien für Ereignisse basieren auf detaillierten Studien, die in [31] durchgeführt wurden. Ein Ereignis muss von mindestens 5 SD-Stationen getriggert worden sein. Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Triggersystemen werden zwei weitere Trigger-Level zur Analysezeit angewendet. Der physikalische Trigger (T4) [32] schließt anhand von Ereignisinformationen Ereignisse aus, die nicht durch tatsächliche Luftschauer verursacht wurden, während eine hohe Effizienz für tatsächliche Luftschauer erhalten bleibt. Der Qualitätstrigger (T5) selektiert Ereignisse, für die eine Energie und eine Schauerachse innerhalb gewisser Unsicherheiten rekonstruiert werden können. Neben den beiden Triggern wird als weiteres Kriterium vorausgesetzt, dass das Primärteilchen eine rekonstruierte Energie von mindestens 10^{18,6} eV besitzt. Um sicherzustellen, dass RD- und SD-Rekonstruktionen miteinander kompatibel sind, wird ein maximaler Öffnungswinkel zwischen den durch beide Detektorsysteme ermittelten Schauerachsen von 2,08° verlangt. Da in dieser Analyse nur horizontale Luftschauer betrachtet werden, ist die SD-Rekonstruktion auf einen Zenitwinkel θ zwischen 60° und 80° beschränkt. Sämtliche Selektionskriterien sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Von den insgesamt 3000 simulierten Ereignissen können 2279 erfolgreich rekonstruiert werden. Nach Anwendung der Selektionskriterien verbleiben 1437 Ereignisse zur Analyse.

Messungen einzelner Stationen durchlaufen ebenfalls eine Selektion. Manchmal entspricht der von einer Station aufgezeichnete Radiopuls nicht den charakteristischen Merkmalen eines Luftschauersignals. Dabei kann es sich um zufällige Störungen handeln, die irrtümlich als valides Signal eingestuft wurden. Solche Stationen sollten im Analyseprozess ignoriert werden.

Die Verteilung des nach Gleichung 5.7 in Offline rekonstruierten Untergrunds der Stationen, für die eine erfolgreiche Rekonstruktion durchgeführt und alle Selektionskriterien erfüllt wurden, ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Aus der Verteilung geht

Parameter	Wert
Minimale Stationsanzahl	5
Erforderliche T4-Stufe	2
Erforderliche T5-Stufe	3
Minimale rekonstruierte Energie	$10^{18,6}{ m eV}$
Maximaler RD-SD Öffnungswinkel	2,08°
Minimaler Zenitwinkel	60°
Maximaler Zenitwinkel	80°

Tabelle 6.1: Für die Ereignisselektion verwendete Einstellungen.

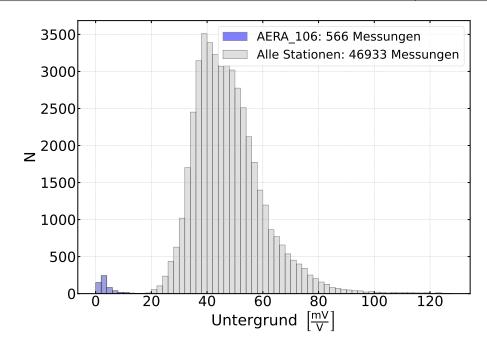


Abbildung 6.1: Verteilung des Untergrunds der rekonstruierten Messungen für die selektierten Stationen.

hervor, dass der Untergrund der Station AERA 106 durchweg geringer ist als der der übrigen Stationen. Dies deutet auf einen grundlegenden Fehler in der Abschätzung des Untergrundes in dieser Station hin. Aufgrund dieses Befunds werden alle Messungen dieser Station aus der weiteren Analyse ausgeschlossen.

6.1.2 Bestimmung des Polarisationswinkels

Zur Bestimmung von a wird der Polarisationswinkel an jeder Station benötigt. Dieser wird anhand der ermittelten Stokes-Parameter bestimmt. Die Genauigkeit der $\overline{\text{Offline}}$ -Rekonstruktion dieser Größen ist von Bedeutung, um a möglichst exakt bestimmen zu können. Zu diesem Zweck werden die wahren Parameter I_{wahr} , Q_{wahr} ,

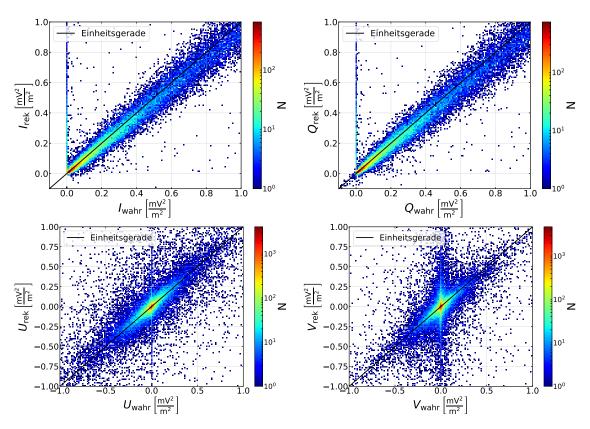


Abbildung 6.2: Zweidimensionale Histogramme der durch <u>Offline</u> rekonstruierten Stokes-Parameter und den wahren Werten der Stokes-Parameter. Die schwarze Linie markiert die Einheitsgerade.

 U_{wahr} und V_{wahr} , die in den Simulationsdaten verfügbar sind, herangezogen. Diese ermöglichen einen Vergleich mit den durch $\overline{\text{Off}}$ rekonstruierten Parametern I_{rek} , Q_{rek} , U_{rek} und V_{rek} . In Abbildung 6.2 sind zweidimensionale Histogramme der jeweiligen rekonstruierten und wahren Stokes-Parameter dargestellt. Je näher die Datenpunkte an der Einheitsgerade liegen, desto genauer ist die Rekonstruktion.

Es zeigt sich ein vertikaler Verlauf der rekonstruierten Stokes-Parameter bei $I_{\rm wahr} = Q_{\rm wahr} = U_{\rm wahr} = V_{\rm wahr} \approx 0$. Das heißt, die rekonstruierten Werte in diesem Bereich korrelieren nicht mit den echten Werten. Für sehr geringe Intensitäten des polarisierten Anteils der elektromagnetischen Strahlung sind die Stokes-Parameter somit nicht messbar. Eine Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit wird für $I_{\rm wahr}$ und $Q_{\rm wahr}$ erst ab $\sim 0.1\,{\rm mV^2/m^2}$ beobachtet. Hier können $I_{\rm wahr}$ und $Q_{\rm wahr}$ sehr genau rekonstruiert werden, und die Datenpunkte liegen nah an der Einheitsgeraden. Ein solches Verhalten ist zu erwarten, da die Rekonstruktion bei kaum polarisierter Radiostrahlung primär vom Rauschen des Detektors abhängt.

Ideal wäre es, die Stationen mit mangelnder Rekonstruktionsqualität durch geeignete Selektionskriterien aus der Analyse auszuschließen. Eine Vielzahl an Messgrößen, die möglicherweise eine Korrelation zu $I_{\rm wahr}$ für geringe Intensitäten aufweisen könnten wurden dahingehend getestet. Unter Anderem wurden die in $\overline{\rm Offline}$ basierend auf Gleichung 5.8 bestimmten Unsicherheiten der Stokes-Parameter, sowie das Verhältnis S/N zwischen Signal und Untergrund studiert. Jedoch bietet keine der betrachteten Größen die Möglichkeit, explizit Ereignisse mit $I_{\rm wahr} < 0.1\,{\rm mV^2/m^2}$ aus der Analyse auszuschließen. Abschnitt B im Anhang zeigt exemplarisch einige der betrachteten Größen.

Mit steigenden Werten von I_{wahr} und Q_{wahr} nimmt jedoch die Streuung um die Einheitsgerade zu. Allerdings bleibt eine klare Korrelation zwischen wahrem und rekonstruiertem Wert erkennbar. Insgesamt weisen die Rekonstruktionen von U_{wahr} und V_{wahr} eine größere Streuung auf. Aus den Gleichungen (4.7) bis (4.10) und (4.11) bis (4.14) geht hervor, dass in die Berechnungen von U_{rek} und V_{rek} genau die gleichen Messgrößen eingehen wie in den Berechnungen von I_{rek} und Q_{rek} , nämlich E_x und E_y . Somit kann an dieser Stelle ausgeschlossen werden, dass die größere Streuung von U_{rek} und V_{rek} um den wahren Werten, aus einer größeren Messungenauigkeit hervorgeht.

Es werden ebenfalls Vergleiche zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Polarisationswinkel ψ durchgeführt. Nach Gleichung 4.18 fließen nur die Stokes-Parameter U und Q in die Berechnung von ψ ein. Die Parameter U_{wahr} und Q_{wahr} werden für die Berechnung von ψ_{wahr} gemäß Gleichung 4.18 verwendet. Analog wird ψ_{rek} aus U_{rek} und Q_{rek} berechnet. Die entsprechenden Ergebnisse für jede Antennenstation sind zusammen mit der in $\overline{\text{Off}}$ rekonstruierten Unsicherheiten $\sigma_{\psi,\text{rek}}$ des Polarisationswinkels ψ_{rek} im oberen Plot in Abbildung 6.3 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die Rekonstruktionen von ψ in zwei Kategorien von Fällen ungenau ist.

Zunächst gibt es eine Untermenge an Datenpunkten, die um $\psi_{\text{rek}} = 0$ streuen und nicht mit ψ_{wahr} zusammenhängen. Diese ist auf Radiostrahlung mit geringer Intensität zurückzuführen. Dies illustriert der untere linke Plot in Abbildung 6.3. Dort sind wieder ψ_{wahr} und ψ_{rek} dargestellt, allerdings nur für Datenpunkte mit $I_{\text{wahr}} > 0.1 \,\text{mV}^2/\text{m}^2$. Die Streuung um $\psi_{\text{rek}} = 0$ ist dadurch vollständig beseitigt. Das heißt, dass Stationsmessungen, für die in Abbildung 6.2 bereits eine schlechte Rekonstruktion der Stokes-Parameter festgestellt wurde, auch für ψ_{rek} zu einer mangelnden Genauigkeit führen.

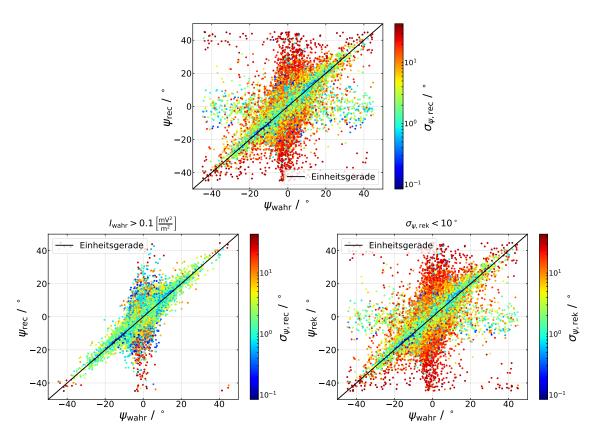


Abbildung 6.3: Darstellung des in $\overline{\text{Off}}$ line rekonstruierten Polarisationswinkels ψ_{rek} in Abhängigkeit des echten Polarisationswinkels ψ_{wahr} . Die rekonstruierten Unsicherheiten von ψ_{rek} sind farblich dargestellt. Der obere Plot umfasst alle Datenpunkte. Der Plot unten links zeigt nur Datenpunkte mit $I_{\text{wahr}} > 0.1\,\text{mV}^2/\text{m}^2$, während der Plot unten rechts nur Datenpunkte mit $\sigma_{\psi,\text{rek}} < 10^\circ$ zeigt.

Eine zweite Kategorie von Datenpunkten, für die die Rekonstruktion von ψ ungenau ist, ist um $\psi_{\text{wahr}} = 0$ verteilt. Dieser Wert wird für $U_{\text{wahr}} \approx 0$ erreicht. Es wurde jedoch bereits gezeigt, dass die Rekonstruktion der Stokes-Parameter in diesen Fällen ungenau wird. Eine ungenaue Rekonstruktion für Werte um $\psi_{\text{wahr}} = 0$ ist daher zu erwarten. Für diese Punkte ist erkennbar, dass die Rekonstruktionsfehler $\sigma_{\psi,\text{rek}}$ außergewöhnlich groß sind. Wird ein Schnitt von $\sigma_{\psi,\text{rek}} < 10^{\circ}$ eingeführt, so werden beinahe sämtliche der Ausreißer um $\psi_{\text{wahr}} = 0$ ausgeschlossen, wie der untere rechte Plot in Abbildung 6.3 zeigt. Dies entspricht etwa 9,91 % der Datenpunkte. Dies stellt eine klare Qualitätsverbesserung der zu analysierenden Daten dar. Daher wird dieses Auswahlkriterium in die Analyse aufgenommen.

Trotz des eingeführten Schnittes auf $\sigma_{\psi,\text{rek}}$ bleibt eine gewisse Streuung der rekonstruierten Werte um ψ_{wahr} erhalten. Um die Größe dieser Streuung abzuschätzen, ist die Verteilung von $\psi_{\text{rek}} - \psi_{\text{wahr}}$ aller Datenpunkte mit $\sigma_{\psi,\text{rek}} < 0.1 \,\text{mV}^2/\text{m}^2$ im

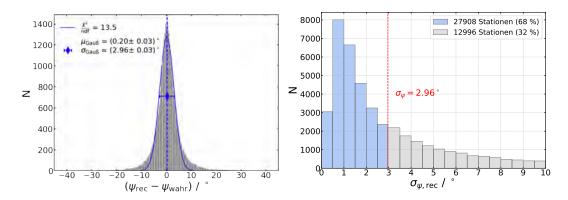


Abbildung 6.4: Links: Verteilung der Differenz zwischen den in $\overline{\text{Off}}$ rekonstruierten Polarisationswinkeln ψ_{rek} und dem echten Polarisationswinkeln ψ_{wahr} . An die Verteilung wurde eine Gaußfunktion gefittet. Die resultierenden Fitparameter sind der Legende zu entnehmen. Rechts: Verteilung von $\sigma_{\psi,\text{rek}}$ für die selektierten Stationen. Eine Grenze von $2,96^{\circ}$ ist eingezeichnet.

linken Plot in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Einteilung dieses Histogramms wurde als das Maximum des Freedman-Diaconis-Schätzers [33] und des Sturges-Schätzes [34] bestimmt. Diese Methode ermöglicht eine Optimierung der Intervallanzahl basierend auf den gegebenen Daten. Anschließend wurde ein χ^2 -Fit einer Gaußfunktion an das Histogramm durchgeführt. Die Abbildung zeigt, dass die Gaußfunktion die Verteilung der Daten, insbesondere die Breite des Peaks, gut beschreibt. Die dabei ermittelten Fitparameter sind in der Legende der Abbildung zusammengefasst. Die Breite $\sigma_{\text{Gauß}} = (2,96 \pm 0,03)^{\circ}$ spiegelt die mittlere Abweichung zwischen ψ_{wahr} und ψ_{rek} wider. Idealerweise sollte diese durch die Unsicherheit $\sigma_{\psi,\text{rek}}$ abgedeckt sein, die innerhalb von $\overline{\text{Offline}}$ durch Untergrund bestimmt wird. Wie der rechte Plot in Abbildung 6.4 jedoch zeigt, ist $\sigma_{\psi,\text{rek}}$ in 68 % der Fälle kleiner als 2,96°. Die tatsächliche Ungenauigkeit der Rekonstruktion wird in diesem Fehler also unterschätzt. Daher wird der Gesamtfehler auf ψ_{rek} in dieser Analyse durch

$$\sigma_{\psi} = \sigma_{\psi, \text{rek}} \oplus 2.96^{\circ} \tag{6.1}$$

6.2 Emissionsverhältnis als Median der Einzelmessungen

Die erste Methode, die zur Analyse des Emissionsverhältnisses angewandt wird, orientiert sich an der ersten Messung dieser Größe durch das Pierre-Auger-Observatorium [28]. Die Analyse berechnet das mit der Unsicherheit gewichtete Mittel über die Messungen einzelner Stationen, um ein einheitliches Ergebnis für a zu erhalten. Die hier beschriebene Methode geht ähnlich vor, beinhaltet allerdings zusätzliche Mechanismen, um die Sensitivität auf Ausreißer zu reduzieren. Dazu wird der Messwert a_A als Median der Einzelmessungen ermittelt. Der Index A bezieht sich hier auf Auger.

Wie bereits in Unterabschnitt 5.3.1 beschrieben, liefert die $\overline{\text{Off}}$ Rekonstruktion jeweils ein a_{rek} pro Stationsmessung. Ausschließlich Messungen, die der obigen Ereignis- und Stationsselektion genügen, werden verwendet. Dies trifft auf 41 020 Messungen aus 1437 unterschiedlichen Ereignissen zu. Mögliche Abhängigkeiten des Emissionsverhältnisses vom Zenitwinkel θ und vom Abstand zur Schauerachse r werden berücksichtigt. Dazu wird der Datensatz nach θ und r aufgeteilt. Zweidimensionale Intervalle mit einer Breite von $\Delta\theta=10^\circ$ und $\Delta r=300\,\text{m}$ werden gewählt, wobei Intervalle mit einer geringen Statistik von weniger als 50 Datenpunkten aus der Analyse ausgeschlossen werden. Insgesamt werden Stationen mit $\theta\in[60^\circ,80^\circ]$ und $r\in[0\,\text{m},1800\,\text{m}]$ betrachtet.

Jeder Messwert a_{rek} ist mit einer Unsicherheit $\sigma_a^{(\psi)}$ behaftet, die auf Unsicherheiten von ψ zurückzuführen ist. Die Unsicherheit $\sigma_a^{(\psi)}$ wird durch die folgende Berechnung auf a_{rek} propagiert und symmetrisiert:

$$\sigma_a^{(\psi)} = \frac{1}{2} \left| \frac{\sin \alpha \cdot \tan(\psi + \sigma_{\psi})}{\sin \gamma - \cos \gamma \cdot \tan(\psi + \sigma_{\psi})} - \frac{\sin \alpha \cdot \tan(\psi - \sigma_{\psi})}{\sin \gamma - \cos \gamma \cdot \tan(\psi - \sigma_{\psi})} \right|.$$
 (6.2)

Zusätzlich dazu wird die Standardabweichung von $a_{\rm rek}$ innerhalb des jeweiligen θ -r-Intervalls als weitere Unsicherheit $\sigma_a^{\rm (std)}$ berücksichtigt. Der betrachtete Simulationsdatensatz beinhaltet diverse Ausreißer, die $\sigma_a^{\rm (std)}$ verzerren können. Um die Sensitivität auf besagte Ausreißer zu minimieren, werden diese nach folgendem Schema aus der Analyse ausgeschlossen. Die Standardabweichung aller Messwerte für $a_{\rm rek}$ wird berechnet. Sämtliche Messwerte, die mehr als 8 Standardabweichungen vom Median entfernt sind, werden aus dem Datensatz beseitigt. Dieser Prozess wird wiederholt,

bis alle Messwerte sich innerhalb von 8 Standardabweichungen um den Median befinden. Weniger als 1% der Stationsmessungen werden so ausgeschlossen. Der Fehler von jedem rekonstruierten $a_{\rm rek}$ wird dann über

$$\sigma_{a,\text{rek}} = \sigma_a^{(\psi)} \oplus \sigma_a^{(\text{std})}$$
 (6.3)

berechnet, wobei $\sigma_a^{(\mathrm{std})}$ die Standardabweichung der verbleibenden Datenpunkte beschreibt. Der Gesamtfehler von a_{A} wird aus den so ermittelten Fehlern der Einzelmessungen nach

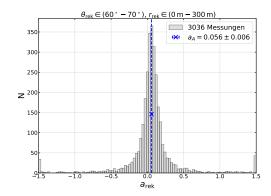
$$\sigma_{a,A} = \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_{a,\text{rek}}^{i}}\right)^{-1/2} \tag{6.4}$$

bestimmt. Hier ist n die Anzahl der Messungen in einem gegebenen θ -r-Intervall und $\sigma_{a,\mathrm{rek}}^i$ die Unsicherheit des i-ten Messwertes. Abbildung 6.5 zeigt exemplarisch die Verteilung von a_{rek} in zwei θ -r-Intervalle in einem Bereich von -1,5 bis 1,5. Die ermittelten Messwerte für a_{A} als Median mit obiger Unsicherheit sind in die Legende eingetragen. Der linke Plot der Abbildung zeigt ein Datenintervall mit vergleichsweise viel Statistik und entsprechend kleinem Fehler. Der rechte Plot hingegen zeigt ein Intervall mit einem deutlich größeren Fehler. Anhand der Intervallgrenzen ist erkennbar, dass die Analyse insbesondere für hohe Abstände zur Schauerachse von mehr Statistik profitieren würde. Analoge Plots für alle θ -r-Intervalle sind in Abschnitt C aufgeführt. Eine Zusammenfassung aller ermittelten Werte für $a_{\mathrm{A}} \pm \sigma_{a,\mathrm{A}}$ ist in Abbildung 6.6 zu dargestellt. Dort ist a_{A} in Abhängigkeit des rekonstruierten Abstandes r_{rek} zur Schauerachse für die zwei θ_{rek} -Intervalle dargestellt.

Wie bereits in Abbildung 4.2 dargelegt, vergrößert sich der Radio-Fußabdruck eines EAS signifikant mit zunehmendem Zenitwinkel $\theta_{\rm rek}$. Diese Beobachtung ermöglicht es, die Größe a in vergleichsweise größeren Abständen zu messen. Konkret manifestiert sich dies in Abbildung 6.6, wo für die Winkel $\theta_{\rm rek} \in [60^{\circ}, 70^{\circ})$ zwei zusätzliche Datenpunkte ersichtlich sind. Des Weiteren ist zu erkennen, dass in den letzten Datenpunkten jedes θ -Intervalls aufgrund der geringeren Statistik eine erhöhte Unsicherheit vorliegt.

Gemäß Gleichung 4.5 gilt $a \propto \frac{E_{\rm A}(t_{\rm max})}{E_{\rm G}(t_{\rm max})}$. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, nimmt die Emission des Askaryan-Mechanismus mit zunehmendem θ ab, während die des geomagnetischen Mechanismus zunimmt. Daraus resultiert die Erwartung, dass $a_{\rm A}$ für ein konstantes r mit zunehmendem θ abnimmt, eine Beobachtung, die in Abbildung 6.6 bestätigt wird. In Abschnitt 2.2 wurde zudem erörtert, dass bei einem

konstanten θ die Askaryan-Emission aufgrund ihrer radialen Polarisation mit r zunimmt, was sich in den Ergebnissen beider θ -Intervalle widerspiegelt.



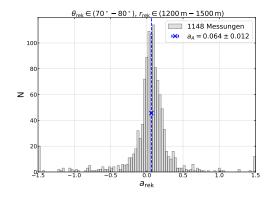


Abbildung 6.5: Histogramme von $a_{\rm rek}$ in zwei ausgewählten θ -r-Intervalle. Die Verteilungen werden zwischen -1.5 und 1.5 gezeigt, wobei alle Werte unter- oder oberhalb dieser Grenzen dem ersten bzw. dem letzten Intervall zugeordnet werden. Der als Median ermittelte Wert $a_{\rm A}$ mit entsprechendem Fehler $\sigma_{\rm a,A}$ ist als vertikale Linie eingezeichnet.

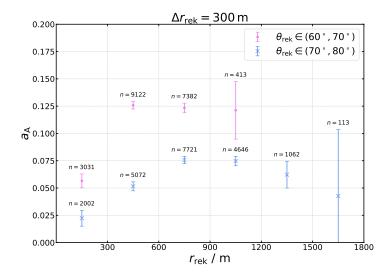


Abbildung 6.6: Die aus den Simulationen extrahierten Ergebnisse für $a_{\rm A}$ aufgetragen gegen r für verschiedene Datenintervalle in θ . Zu den Datenpunkten ist die jeweilige Anzahl n an Werten des jeweiligen Intervalls angegeben.

6.3 Emissionsverhältnis aus der Beziehung zwischen Polarisations- und Beobachterwinkel

In diesem Unterkapitel wird erneut das Emissionsverhältnis a bestimmt, diesmal jedoch mit einer anderen Methode als im vorherigen Unterkapitel. Analog zur LOFAR-Analyse wird das Emissionsverhältnis anhand der bekannten Beziehung zwischen dem Polarisationswinkel ψ und dem Beobachterwinkel γ berechnet. Der so erhaltene Messwert wird als $a_{\rm L}$ bezeichnet, wobei der Index L sich hier auf LOFAR bezieht.

Wie in Abschnitt 4.5 bereits erklärt, ist die LOFAR-Methode, so wie sie in der Publikation beschrieben ist, nicht dazu geeignet, das Emissionsverhältnis für mehrere Ereignisse mit unterschiedlichen Werten für α zu bestimmen. Die Methode betrachtet die Relation aus Gleichung 4.4 zwischen dem Polarisationswinkel ψ und dem Beobachterwinkel γ , die jedoch nur auf das Verhältnis $a/\sin(\alpha)$ sensitiv ist. So ist es notwendig, einen separaten Fit für jeden gemessenen Luftschauer durchzuführen.

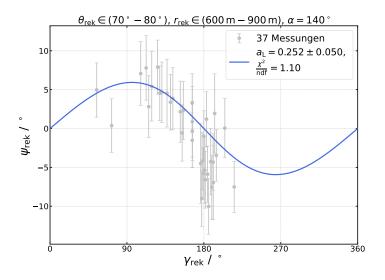


Abbildung 6.7: Fit von $\psi_{\text{rek}}(\gamma_{\text{rek}})$ mit a_{fit} als Fitparameter für einen gemessenen Schauer mit $\theta_{\text{rek}} \in (70^{\circ}, 80^{\circ}), \alpha = 140^{\circ} \text{ und } r \in (600 \text{ m}, 900 \text{ m}).$

Für jeden Fit kann dann der in $\overline{\text{Off}}$ rekonstruierte Wert α_{rek} jedes Luftschauers festgelegt werden und so das Emissionsverhältnis a_{fit} aus dem Fit bestimmt werden. Exemplarisch ist in Abbildung 6.7 ein solcher Fit für Stationen eines Ereignisses, die in einen bestimmten θ -r-Intervall fallen, zu sehen. Der Fit liefert nur verwertbare Ergebnisse, wenn ausreichend Stationensmessungen zur Verfügung stehen. Daher werden in jedem gegebenen Intervall nur Fits durchgeführt, denen mindestens

5 Datenpunkte zur Verfügung stehen. Die hohe Anzahl an Luftschauern führt zu mehreren Werten für $a_{\rm fit}$ in jedem θ -r-Intervall. Der tatsächliche Messwert a_L für dieses Intervall wird als mit dem entsprechenden Fehler $\sigma_{a,\text{fit}}$ gewichtetes Mittel berechnet. Die Unsicherheit wird analog zu Gleichung 6.4 bestimmt. Es werden nur Intervalle verwendet, für die eine Mindestanzahl von 50 Stationsmessungen in die durchgeführten Fits eingegangen sind. Für die gleichen Intervalle, die bereits im vorigen Unterkapitel exemplarisch betrachtet wurden, sind sämtliche gefitteten $a_{\rm fit}$ und das daraus ermittelte $a_{\rm L}$ mit zugehörigem Fehler $\sigma_{\rm a,L}$ in Abbildung 6.8 dargestellt. Der Plot für $\theta_{\rm rek} \in (60^{\circ}, 70^{\circ})$ und $r \in (0 \, \rm m, 300 \, m)$, der über deutlich mehr Statistik verfügt, zeigt eine Tendenz für ansteigende $a_{\rm fit}$ mit Werten von α . Gleichzeitig werden auch die Unsicherheiten der Fitergebnisse größer. Dies ist zunächst kontra-intuitiv, da a gerade so definiert ist, dass keine α -Abhängigkeit besteht. Das beobachtete Verhalten ist allerdings darauf zurückzuführen, dass für $\alpha \approx 180^\circ$ beinahe keine geomagnetische Radiostrahlung vorhanden ist. Entsprechend unpräzise sind die dort vorzufindenden Messwerte. Vergleicht man zudem die beiden betrachteten θ -r-Intervalle, wird auch hier die mangelnde Statistik für große r deutlich. Analoge Plots für alle θ -r-Intervalle sind in Abschnitt D zu finden.

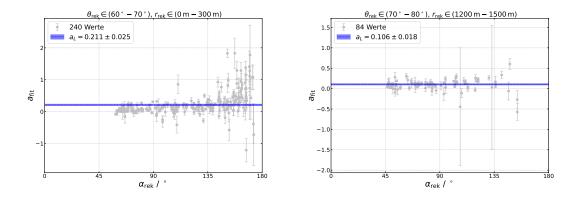


Abbildung 6.8: Ermittelte Fit-Ergebnisse $a_{\rm fit}$ für Luftschauer mit verschiedenen $\alpha_{\rm rek}$ innerhalb der gleichen θ -r-Intervalle wie in Abbildung 6.5. Der als gewichtetes Mittel ermittelte Messwert $a_{\rm L}$ mit entsprechendem Fehler $\sigma_{a,L}$ ist als horizontale Linie mit Fehlerband eingezeichnet.

Eine Zusammenfassung aller ermittelten Werte für $a_{\rm L} \pm \sigma_{a,L}$ ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Verglichen mit der Analyse im vorigen Unterkapitel fällt auf, dass weniger Stationen pro Intervall verwendet wurden. Der Grund hierfür ist, dass in dieses Intervall zwar die gleiche Anzahl an Stationen getriggert wurden, diese jedoch häufig zu

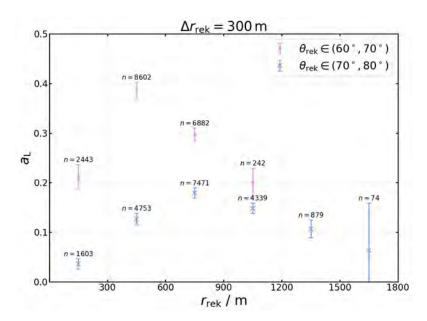


Abbildung 6.9: Die aus den Simulationen extrahierten Ergebnisse für $a_{\rm L}$ aufgetragen gegen r für verschiedene Datenintervalle in θ . Zu den Datenpunkten ist die jeweilige Anzahl n an in den Fits verwendeten Stationen des jeweiligen Intervalls angegeben.

unterschiedlichen Ereignissen gehören. Daher wurde in vielen Fällen die Mindestanzahl von 5 Stationen pro Ereignis, die für die Durchführung eines Fits vorausgesetzt wird, nicht erreicht. Erneut kann ein Abfall von a mit steigendem θ beobachtet werden. Allerdings sind die erhaltenen Werte für $a_{\rm L}$ um ein Vielfaches höher als $a_{\rm A}$. Dieser Umstand wird in einem detaillierten Vergleich der beiden Analysemethoden im nächsten Unterkapitel näher erörtert.

6.4 Vergleich beider Analysemethoden

Qualitativ kann für beide Analysemethoden ein ähnliches Verhalten von a als Funktion von θ und r festgestellt werden. Allerdings unterscheiden sich die erhaltenen Werte von $a_{\rm A}$ und $a_{\rm L}$ sehr stark voneinander. Um das besser zu veranschaulichen, wird das Verhältnis $a_{\rm L}/a_{\rm A}$ für jedes θ -r-Intervall berechnet und in Abbildung 6.10 dargestellt.

Es ist klar erkennbar, dass $a_{\rm L}$ systematisch größer ist als $a_{\rm A}$. Abweichungen bis zu einem Faktor 4 sind in jedem θ -r-Intervall vorzufinden. Ursächlich hierfür ist die Tatsache, dass viele Fits mit einer kleinen Menge von Stationsmessungen durchgeführt werden. Dies erhöht die Sensitivität auf Ausreißer immens. Insbesondere

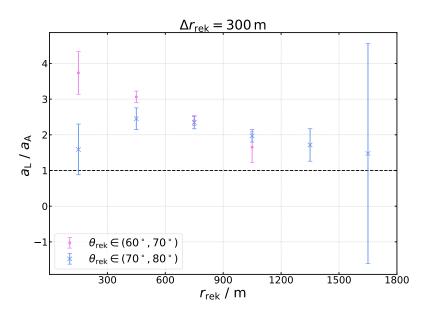


Abbildung 6.10: Vergleich das Emissionsverhältnis $a_{\rm A}$ und $a_{\rm L}$ anhand ihrer relativen Abweichung.

die hohen Werte für $a_{\rm fit}$, die bei großen α auftreten, treiben $a_{\rm L}$ in die Höhe. Eine Modifikation der LOFAR-ähnlichen Methode, die strengere Anforderungen an die Qualität der Fits und die pro Fit verwendeten Stationsmessungen stellt, könnte hier zu Verbesserungen führen. Allerdings wurden Kriterien wie das Verlangen von einem reduzierten χ^2 nahe 1 getestet. Das Ergebnis war eine erhebliche Reduktion der Statistik ohne klare Verbesserung der Ergebnisse. Die reduzierte Statistik führt jedoch bereits zu größeren Unsicherheiten von $a_{\rm L}$ verglichen mit $a_{\rm A}$. Der Aufwand, der nötig wäre, um die LOFAR-ähnliche Methode für die Vielzahl an Luftschauer-Ereignissen, die in AERA betrachtet werden, verwendbar zu machen, ist entsprechend groß. Er wäre allerdings nicht lohnenswert, vor allem in Anbetracht der Tatsache, dass eine alternative Methode existiert, für die all diese Herausforderungen nicht anfallen.

Dies führt zu dem Schluss, dass die erste Analysemethode, in der der Median berechnet wird, der LOFAR-ähnlichen Methode klar überlegen ist. Die Bestimmung von $a_{\rm A}$ verwendet alle Stationsmessungen innerhalb eines θ -r-Intervalls, auch wenn sie die einzigen Stationen aus einem gegebenen Ereignis sind. Dies ist bei der LOFAR-ähnlichen Methode nicht der Fall und führt dazu, dass für einige Intervalle deutlich weniger Statistik zur Bestimmung von $a_{\rm L}$ bereitsteht. Des Weiteren ist die LOFAR-ähnliche Methode durch den zusätzlichen Aufwand deutlich fehleranfälliger. Es ist realistisch nicht möglich, mehrere Hundert Fits auf ihre Genauigkeit hin zu untersuchen. Bei der Betrachtung eines einzigen Histogramms pro Datenintervall ist

das unbemerkte Auftreten von Fehlern deutlich unwahrscheinlicher. Daher werden für weitere Vergleiche mit dem Ergebnis der ursprünglichen Analyse des LOFAR-Experiments von a in vertikalen Luftschauern die Ergebnisse von a_A verwendet. Daher wird a_A im Folgenden als das endgültig mit AERA gemessenes Emissionsverhältnis a_{AERA} festgelegt.

6.5 Vergleich des Emissionsverhältnisses zwischen AERA- und LOFAR-Messungen

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse für das Emissionsverhältnis a_{AERA} mit denen der LOFAR-Analyse a_{LOFAR} verglichen. Die Ergebnisse der LOFAR-Analyse wurden bereits in Abschnitt 4.5 beschrieben. Trotz der geäußerten Zweifel an der Methode, die zur Bestimmung der Werte geführt hat, kann ein solcher Vergleich zeigen, ob die erhaltenen Ergebnisse in einer sinnvollen Größenordnung liegen. Um einen aussagekräftigen Vergleich zu ermöglichen, wird der zu analysierende Datensatz auf Datenpunkte mit $r_{\text{rek}} \leq 250\,\text{m}$ beschränkt. Außerdem wird der Datensatz analog zur LOFAR-Analyse neu histogrammiert, wobei $\Delta\theta=20^\circ$ und $\Delta r=50\,\text{m}$ gewählt werden. Da der gesamte Datensatz jedoch nur Werte für $\theta_{\text{rek}} \in (60^\circ, 80^\circ)$ enthält, resultiert dies in einem einzigen θ -Intervall. Anschließend wird a_{AERA} wie in Abschnitt 6.2 beschrieben für jedes Datenintervall bestimmt. Die Verteilungen von a_{rek} der einzelnen Intervalle sind in Abschnitt C zu finden.

Um einen direkten Vergleich der Ergebnisse für $a_{\rm LOFAR}$ und $a_{\rm AERA}$ zu ermöglichen, ist es vorteilhaft, diese in einer gemeinsamen Abbildung darzustellen. Zu diesem Zweck wurden die gemessenen Werte von $a_{\rm LOFAR}$ aus Abbildung 4.11 ausgelesen. Vor deren Eintrag in einen Plot mit $a_{\rm AERA}$ müssen die unterschiedlichen Stärken des geomagnetischen Feldes am LOFAR-Experiment, $B_{\rm LOFAR}$, und am Pierre-Auger-Observatorium, $B_{\rm AERA}$, berücksichtigt werden. Dazu werden folgende Relationen ausgenutzt:

$$|a| \propto \frac{1}{|E_{\rm G}(t_{\rm max})|} \propto \frac{1}{|\vec{F}_{\rm L}|} \propto \frac{1}{B},$$
 (6.5)

$$|a_{\text{LOFAR}}| \propto \frac{1}{B_{\text{LOFAR}}} = \frac{1}{b \cdot B_{\text{AERA}}} \propto \frac{1}{b} |a_{\text{AERA}}|.$$
 (6.6)

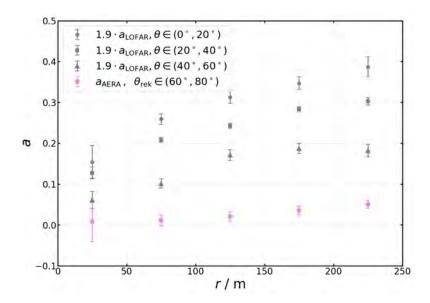


Abbildung 6.11: Vergleich des aus Simulationsdaten extrahierten Emissionsverhältnisses a_{AERA} und der mit LOFAR gemessenen Werte a_{LOFAR} nach Skalierung der Magnetfeldstärken in Abhängigkeit von r_{rek} .

Hier wird b als Skalierungsfaktor zwischen den beiden Feldstärken definiert. Die erste Proportionalität in Gleichung 6.5 leitet sich aus Gleichung 4.2 ab. Die zweite Proportionalität ergibt sich aus der Beziehung, dass die Schwingungsamplitude des geomagnetischen elektrischen Feldes E_G , für die auch negative Werte zugelassen sind, proportional zur Stärke der Lorentzkraft $|\vec{F}_{\rm L}|$ ist. Diese ist wiederum proportional zur geomagnetischen Feldstärke B. Daher müssen die aus Abbildung 4.11 ausgelesenen Ergebnisse für $a_{\rm LOFAR}$ mit b skaliert werden, um sie mit den Ergebnissen für $a_{\rm AERA}$ vergleichbar zu machen. Die für die Simulationen verwendete Magnetfeldstärke $B_{\rm AERA}$ variiert für verschiedene Ereignisse. Sie basiert jedoch alle auf der magnetischen Feldstärke, die für die erste Messung von a mit AERA verwendet wurde. Daher werden zur Abschätzung von b die Magnetfeldstärken, die am Pierre-Auger-Observatorium und bei LOFAR zur Ermittlung der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Ergebnisse genutzt wurden, herangezogen:

$$b \approx \frac{B_{\text{LOFAR}}}{B_{\text{AERA}}} \approx \frac{45.6 \,\mu\text{T}}{24 \,\mu\text{T}} \approx 1.9. \tag{6.7}$$

Die Ergebnisse für a_{AERA} in Abhängigkeit von r_{rek} sind zusammen mit den skalierten Werten von in a_{LOFAR} Abbildung 6.11 zusammengefasst. Für die Bestimmung von a_{LOFAR} wurden nur Luftschauer mit einem Zenitwinkel $\theta \leq 60^{\circ}$ verwendet. Wie bereits erläutert, zeigen die LOFAR-Messungen, dass das Emissionsverhältnis mit zunehmendem Zenitwinkel abnimmt. Da aber in die Bestimmung von a_{AERA} nur

Luftschauer mit $\theta_{\rm rek} \geq 60^{\circ}$ eingehen, erwarten wir, dass $a_{\rm AERA}$ unterhalb von $a_{\rm LOFAR}$ liegt. Aus Abbildung 6.11 ist ersichtlich, dass diese Erwartung für $a_{\rm AERA}$ erfüllt wird. Dennoch zeigen diese Werte einen etwas anderen Verlauf als $a_{\rm LOFAR}$. Das Emissionsverhältnis $a_{\rm LOFAR}$ zeigt zuerst einen schnellen, dann einen langsameren Anstieg, im Gegensatz zu $a_{\rm AERA}$, das erst langsam und dann schneller ansteigt. Auf größere r-Skalen jedoch, wie in Abbildung 6.6 dargestellt, kann auch für $a_{\rm AERA}$ der gleiche Verlauf wie für $a_{\rm LOFAR}$ beobachtet werden. Qualitativ bestätigen sich hier die Erwartungen an den Verlauf von $a_{\rm AERA}$.

7 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Thesis war, ein zuverlässige und robuste Analysestrategie zur Ermittlung des Emissionsverhältnisses a für horizontale EAS zu entwickeln. Des Weiteren sollten theoretische Erwartungen an diese Größe innerhalb von CoREAS-Simulationen von horizontalen Luftschauern überprüft werden. Die Erwartungen, welche im Mittelpunkt standen, da sie bei vertikalen EAS bereits mit dem LOFAR-Experiment gemessen wurden, war die Zunahme von a mit zunehmendem Abstand zur Schauerachse r und abfallendem Zenitwinkel θ .

Die Simulationen wurden mit dem Analyseframework des Pierre-Auger-Observatoriums " $\overline{\text{Off}}$ line" rekonstruiert. Für die Bestimmung des Emissionsverhältnisses a ist der Polarisationswinkel ψ jeder Station erforderlich, der mithilfe der Stokes-Parameter Q und U berechnet wird. Die Genauigkeit der $\overline{\text{Off}}$ line Rekonstruktion dieser Parameter ist entscheidend für präzise Messungen von a. Um schlecht rekonstruierte Ereignisse zu beseitigen, werden die Ereignisse für die Analyse nach strengen Kriterien ausgewählt. Vergleiche des anhand von $\overline{\text{Off}}$ line rekonstruierten Polarisationswinkels ψ_{rek} mit dem Simulationswert ψ_{wahr} zeigten, dass insbesondere bei $\psi_{\text{rek}} = 0$ und $\psi_{\text{wahr}} = 0$ eine starke Streuung der rekonstruierten Stokesparameter vorliegt. Um diese Streuung zu reduzieren, wird ein Selektionskriterium von $\sigma_{\psi,\text{rek}} < 10^{\circ}$ eingeführt. Eine verbleibende Streuung in den rekonstruierten Werten wird durch die Einführung einer zusätzlichen Fehlerkomponente für ψ in der Analyse berücksichtigt.

Zwei Methoden zur Bestimmung des Emissionsverhältnisses wurden vorgestellt und verglichen. Die erste orientiert sich an einer früheren Messung des Pierre-Auger-Observatoriums und die zweite an einer des LOFAR-Experimentes. Bei der ersten Methode wird für jede einzelne Messstation aus dem Polarisationswinkel ψ_{rek} ein a_{rek} ermittelt. Daraufhin wird der gesamte Datensatz in r und θ histogrammiert, wobei $\Delta\theta = 10^{\circ}$ und $\Delta r = 300\,\text{m}$ gewählt werden. Der rekonstruirte Wert a_{A} wird

als Median der einzelnen Datenpunkte ermittelt. Die Unsicherheit auf $a_{\rm A}$ wird anhand der Unsicherheiten auf die Einzelmessungen von $a_{\rm rek}$ bestimmt, welche auch die Standardabweichung in einem gegebenen θ -r-Intervall berücksichtigen. In der an die LOFAR-Analyse angelehnten Methode wird ein $a_{\rm L}$ aus der Beziehung zwischen dem Polarisationswinkel ψ und dem Beobachterwinkel γ ermittelt. Hierfür werden erneut die θ -r-Intervalle der vorherigen Methode verwendet. In jedem Datenintervall wird zusätzlich zwischen unterschiedlichen Ereignissen unterschieden, um den Einfluss des Winkels α zwischen dem Magnetfeldvektor und Schauerachse zu berücksichtigen. Um ein stabiles Fitergebnis zu ermöglichen, werden hier Ereignisse mit weniger als 5 Stationsmessungen nicht berücksichtigt. Für jeden Luftschauer wird ein separater Fit für $\psi_{\rm rek}(\gamma_{\rm rek})$ durchgeführt, um den Fitparameter $a_{\rm fit}$ zu ermitteln. Die resultierenden Werte für $a_{\rm fit}$ werden pro Intervall gemittelt, woraus der endgültige Wert $a_{\rm L}$ resultiert. Beide Analysen liefern Ergebnisse für a, welche qualitativ mit dem erwarteten Verhalten übereinstimmen.

Der Vergleich der Ergebnisse zeigten, dass die Methode zur Bestimmung von $a_{\rm A}$ zuverlässiger ist, da sie weniger fehleranfällig erscheint. Diese Methode berücksichtigt alle relevanten Datenpunkte und ist daher umfassender. Im Gegensatz dazu erfordert die Bestimmung von $a_{\rm L}$ mehrere Datenpunkte pro Ereignis in einem Intervall, was zu einer weiteren Reduzierung der Statistik führt. Zudem erweisen sich die vielen Fits mit wenigen Datenpunkten als deutlich anfälliger gegenüber Ausreißern und produzieren unerwartet hohe Messwerte für $a_{\rm L}$. Aufgrund dieser Erkenntnisse wird $a_{\rm A}$ für weitere Vergleiche mit den Ergebnissen der LOFAR-Analyse herangezogen und als das endgültige mit AERA gemessene Emissionsverhältnis $a_{\rm AERA}$ definiert.

Abschließend wurden die simulierten Ergebnisse für a_{AERA} mit denen gemessenen der LOFAR-Analyse a_{LOFAR} verglichen. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Stärken des geomagnetischen Feldes an den Standorten beider Experimente liegen die Ergebnisse von a_{AERA} im erwarteten Bereich und stimmen qualitativ mit den Erwartungen überein.

A Anhang

A Rekonstruktion polarisierter Radioemission

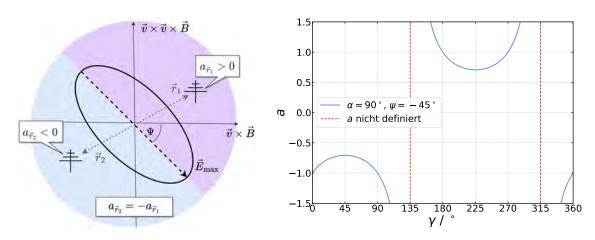


Abbildung A.1: Rechts ist eine Polarisationsellipse in der $\vec{v} \times \vec{B}$ -Ebene für $\psi = -45^\circ$ dargestellt. Links ist die Funktion aus Gleichung 4.4, nach a aufgelöst und für feste Winkel α und ψ , in Abhängigkeit von γ , dargestellt.

B Bestimmung des Polarisationswinkels

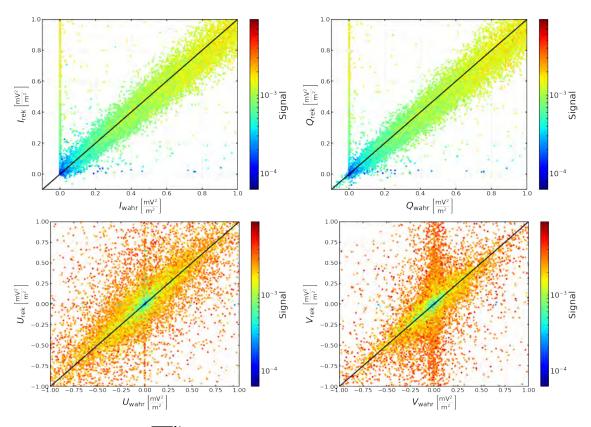


Abbildung A.2: Mit Offline rekonstruierte Stokes-Parameter und die wahren Werte der Stokes-Parameter. Die schwarze Linie markiert die Einheitsgerade. Das anhand der Gleichung 5.2 in Offline rekonstruierte Signal ist farblich dargestellt.

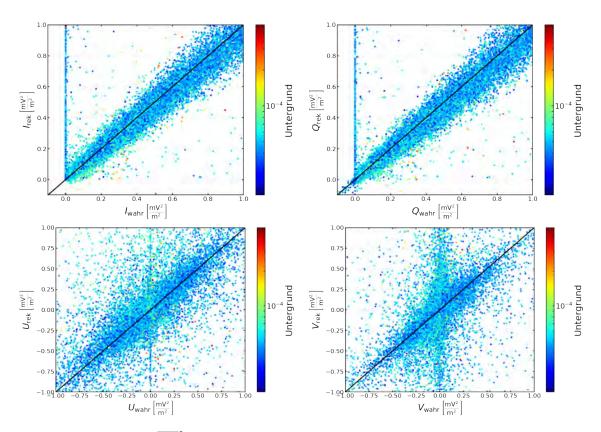


Abbildung A.3: Mit Offline rekonstruierte Stokes-Parameter und die wahren Werte der Stokes-Parameter. Die schwarze Linie markiert die Einheitsgerade. Der anhand der Gleichung 5.7 in Offline rekonstruierte Untergrund ist farblich dargestellt.

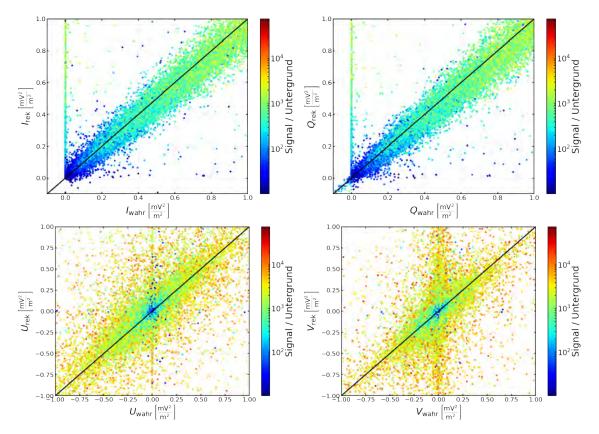


Abbildung A.4: Mit Offline rekonstruierte Stokes-Parameter und die wahren Werte der Stokes-Parameter. Die schwarze Linie markiert die Einheitsgerade. Das anhand der Gleichungen 5.2 und 5.7 in Offline rekonstruierte Signal-Rausch-Verhältnis ist farblich dargestellt.

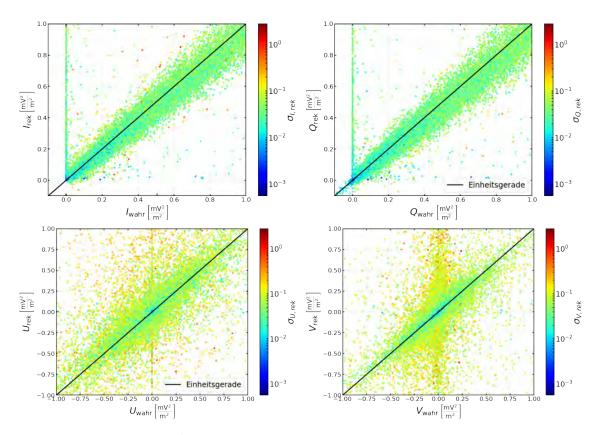


Abbildung A.5: Mit Offline rekonstruierte Stokes-Parameter und die wahren Werte der Stokes-Parameter. Die schwarze Linie markiert die Einheitsgerade. Die anhand von Gleichung 5.8 in Offline rekonstruierten Unsicherheiten der Stokes-Parameter sind farblich dargestellt.

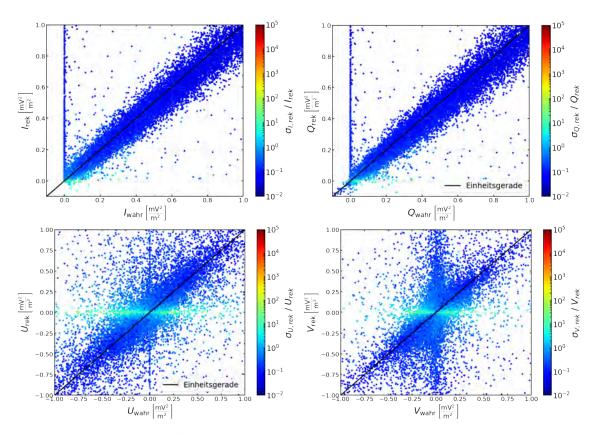


Abbildung A.6: Mit Offline rekonstruierte Stokes-Parameter und die wahren Werte der Stokes-Parameter. Die schwarze Linie markiert die Einheitsgerade. Die anhand von Gleichung 5.8 in Offline rekonstruierten relativen Unsicherheiten der Stokes-Parameter sind farblich dargestellt.

C Emissionsverhältnis als Median der Einzelmessungen

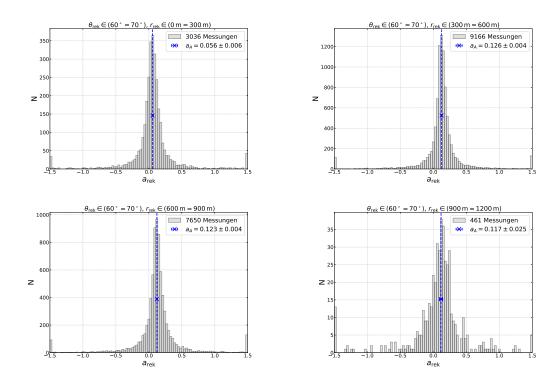


Abbildung A.7: Histogramme von $a_{\rm rek}$ in allen r-Bins für $\theta \in (60^\circ, 70^\circ)$ innerhalb des Intervalls von -1.5 bis 1.5, wobei alle Messungen unter- oder oberhalb dieser Grenzen dem der ersten bzw. dem letzten Bin zugeordnet werden. Der als Median ermittelte Messwert $a_{\rm A}$ mit entsprechendem Fehler $\sigma_{\rm a,A}$ ist als vertikale Linie eingezeichnet.

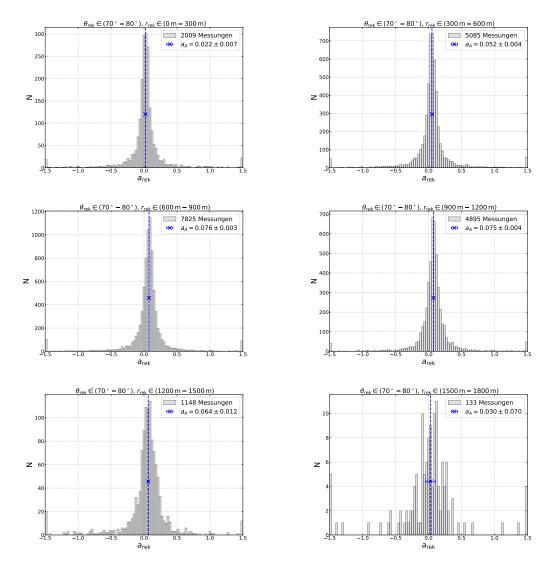


Abbildung A.8: Histogramme von $a_{\rm rek}$ in allen r-Bins für $\theta \in (70^{\circ}, 80^{\circ})$ innerhalb des Intervalls von -1.5 bis 1.5, wobei alle Messungen unter- oder oberhalb dieser Grenzen dem der ersten bzw. dem letzten Bin zugeordnet werden. Der als Median ermittelte Messwert $a_{\rm A}$ mit entsprechendem Fehler $\sigma_{\rm a,A}$ ist als vertikale Linie eingezeichnet.

D Emissionsverhältnis aus der Beziehung zwischen Polarisations- und Beobachterwinkel

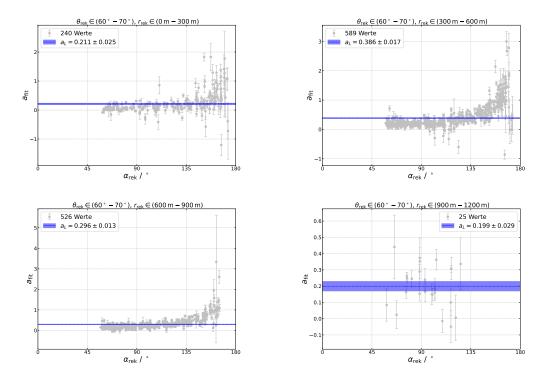


Abbildung A.9: Die ermittelte Fit-Ergebnisse $a_{\rm fit}$ in den verwendeten r-Bins für $\theta \in (60^\circ, 70^\circ)$ für Luftschauer mit unterschiedlichen $\alpha_{\rm rek}$. Der als gewichtetes Mittel ermittelte Messwert $a_{\rm L}$ mit entsprechendem Fehler $\sigma_{a,L}$ ist als horizontale Linie mit Fehlerband eingezeichnet.

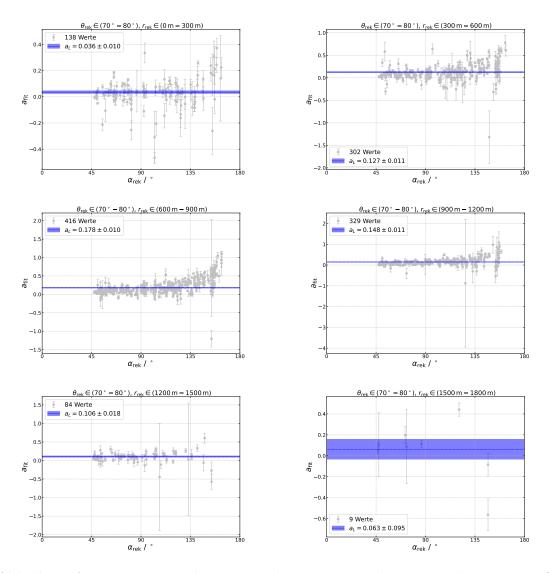


Abbildung A.10: Die ermittelte Fit-Ergebnisse $a_{\rm fit}$ in den verwendeten r-Bins für $\theta \in (70^{\circ}, 80^{\circ})$ für Luftschauer mit unterschiedlichen $\alpha_{\rm rek}$. Der als gewichtetes Mittel ermittelte Messwert $a_{\rm L}$ mit entsprechendem Fehler $\sigma_{a,L}$ ist als horizontale Linie mit Fehlerband eingezeichnet.

- [1] Kai Zuber. Einstieg in die Astroteilchenphysik. Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung. 2. Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2011. ISBN: 978-3-8348-1250-4.
- [2] D. Heck u. a. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Techn. Ber. FZKA Report 6019, 1998. URL: https://digbib.ubka.uni-karlsruhe.de/volltexte/fzk/6019/6019.pdf.
- [3] F. D. Kahn und I. Lerche. "Radiation of cosmic ray air showers". In: *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Mathematical and Physical Sciences* 289.1417 (1966), S. 201–213. DOI: 10.1098/rspa.1966.0007.
- [4] T. Huege, M. Ludwig und C.W. James. "Simulating radio emission from air showers with CoREAS". In: *AIP Conference Proceedings*. 2013, S. 128–132.
- [5] G. A. Askaryan. "Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission". In: Sov. Phys. JETP 14.2 (1962), S. 441–443.
- [6] T. Huege. Persönliche Kommunikation. Dez. 2023.
- [7] Frank G. Schröder. "Radio detection of cosmic-ray air showers and high-energy neutrinos". In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 93 (2017), S. 1–68. ISSN: 0146-6410. DOI: https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2016.12.002. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641016300758.
- [8] Klaus Werner, Krijn D. de Vries und Olaf Scholten. "A realistic treatment of geomagnetic Cherenkov radiation from cosmic ray air showers". In: *Astroparticle Physics* 37 (Sep. 2012), S. 5–16. ISSN: 0927-6505. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.07.007. URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.07.007.

[9] Lyndon Evans und Philip Bryant. "LHC Machine". In: Journal of Instrumentation 3.08 (Aug. 2008), S08001. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
 URL: https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001.

- [10] S. J. Sciutto. AIRES, a system for air shower simulation and analysis. http://www2.fisica.unlp.edu.ar/aires. 2002.
- [11] T. Huege, M. Ludwig und C. W. James. "Simulating radio emission from air showers with CoREAS". In: *AIP Conf. Proc.* 1535.1 (2013), S. 128. DOI: 10.1063/1.4807534.
- [12] Clancy W. James u. a. "General description of electromagnetic radiation processes based on instantaneous charge acceleration in "endpoints". In: *Phys. Rev. E* 84 (5 Nov. 2011), S. 056602. DOI: 10.1103/PhysRevE.84.056602. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.84.056602.
- [13] "The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory". In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 798 (2015), S. 172–213. ISSN: 0168-9002. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.06.058. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086.
- [14] I. Allekotte u. a. "The surface detector system of the Pierre Auger Observatory". In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 586.3 (2008), S. 409–420. ISSN: 0168-9002. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.12.016. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207024680.
- [15] J. Abraham u.a. "The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory". In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 620.2 (2010), S. 227–251. ISSN: 0168-9002. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima. 2010.04.023. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210008727.
- [16] The AERA Group. AERA proposal for the construction of the 20 km² Auger Engineering Radio Array at the Southern Auger Observatory. Internal note GAP 2009-172. Pierre Auger Collaboration, 2009.
- [17] A. Aab u. a. "The Auger Engineering Radio Array AERA". (in preparation).

[18] D. Veberic. url: https://web.ikp.kit.edu/darko/auger/auger-array/.

- [19] Ewa Marlen Holt. "Combined Detection of Muons and Radio Emission of Cosmic-Ray Air Showers". Diss. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2018. DOI: 10.5445/IR/1000083318.
- [20] A. Aab u.a. "Azimuthal asymmetry in the risetime of the surface detector signals of the Pierre Auger Observatory". In: *Phys. Rev. D* 93 (7 Apr. 2016),
 S. 072006. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.072006. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.072006.
- [21] P. Schellart u. a. "Polarized radio emission from extensive air showers measured with LOFAR". In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2014.10 (Okt. 2014), S. 014. DOI: 10.1088/1475-7516/2014/10/014. URL: https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2014/10/014.
- [22] Tim Huege. "Radio detection of cosmic ray air showers in the digital era". In: *Physics Reports* 620 (März 2016), S. 1–52. ISSN: 0370-1573. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.02.001. URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2016.02.001.
- [23] Wikimedia Commons. File:Polarisation ellipse2.svg Wikimedia Commons, the free media repository. [Online; accessed 12-August-2023]. 2022. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Polarisation_ellipse2.svg&oldid=645051808.
- [24] J. Jackson. Classical Electrodynamics. Wiley, 1975.
- [25] Wikimedia Commons. File:Emmaalexander Stokes params.png Wikimedia Commons, the free media repository. [Online; accessed 12-August-2023]. 2022. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Emmaalexander_Stokes_params.png&oldid=643819160.
- [26] Eric Daniël Fraenkel. "From Radio Pulse to Elusive Particle". English. Relation: http://www.rug.nl/ Rights: University of Groningen. Diss. University of Groningen, 2014. ISBN: 9789036767583.
- [27] Wikimedia Commons. File:Poincaré sphere.svg Wikimedia Commons, the free media repository. [Online; accessed 12-August-2023]. 2020. URL: https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Poincar%C3%A9_sphere.svg&oldid=513693137.

[28] A. Aab u.a. "Probing the radio emission from air showers with polarization measurements". In: *Physical Review D* 89.5 (März 2014). DOI: 10.1103/physrevd.89.052002. URL: https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.89.052002.

- [29] S. Argirò u. a. "The offline software framework of the Pierre Auger Observatory". In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 580.3 (2007), S. 1485–1496. ISSN: 0168-9002. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.010. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207014106.
- [30] Marvin Gottowik. "Measuring the muon content of inclined air showers using AERA and the water-Cherenkov detector array of the Pierre Auger Observatory". In: *Proceedings of the 38th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2023)*. Conference Dates: 26 July 3 August 2023. Nagoya, Japan, 2023. URL: https://inspirehep.net/files/b3b9a642371c3305c907c7647703a024.
- [31] Marvin Gottowik. "Radio hybrid reconstruction and analysis of inclined air showers with AERA of the Pierre Auger Observatory: Measuring the hadronic shower development and cosmic ray mass composition". Bibliographic information available from INIS: http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:53040522. PhD Thesis. Mai 2021. URL: http://dx.doi.org/10.25926/21hw-wq22.
- [32] Z Szadkowski. Triggers for the Pierre Auger Observatory, the current status and plans for the future. EuCARD editorial series on accelerator science. 2009. URL: https://cds.cern.ch/record/1343476.
- [33] David Freedman und Persi Diaconis. "On the histogram as a density estimator:L 2 theory". In: Zeitschrift für Wahrscheinlichkeitstheorie und Verwandte Gebiete 57.4 (Dez. 1981), S. 453–476. ISSN: 1432-2064. DOI: 10.1007/bf01025868. URL: http://dx.doi.org/10.1007/BF01025868.
- [34] Herbert A. Sturges. "The Choice of a Class Interval". In: Journal of the American Statistical Association 21.153 (1926), S. 65–66. DOI: 10.1080/01621459. 1926.10502161. eprint: https://doi.org/10.1080/01621459. 1926.10502161. URL: https://doi.org/10.1080/01621459. 1926.10502161.

Name, Vorname:			
Erklä Pflicht gem. § 13 Abs. 9 PO (_		
Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir eingereichte Abschlussarbeit (Master-Thesis) selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Stellen der Abschlussarbeit, die anderen Werken dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, in jedem Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht habe.			
Datum	Unterschrift		
Erklä	rung		
Hiermit erkläre ich mich damit einverstand Thesis) wissenschaftlich interessierten Pervon externen Qualitätssicherungsmaßnahm zur Verfügung gestellt werden kann. Korrektur- oder Bewertungshinweise in me	sonen oder Institutionen und im Rahmen nen des Studienganges zur Einsichtnahme		
Datum	Unterschrift		