

Untersuchung der Nachweisschwelle und Effizienz eines Detektorsystems für Radiopulse von kosmischen Luftschauern

Diplomarbeit
von

Markus Helfrich

An der Fakultät für Physik
Institut für Prozessdatenanalyse und Elektronik (IPE)
KIT-Campus Nord

Erstgutachter:	Prof. Hartmut Gemmeke
Zweitgutachter:	Prof. Marc Weber
Betreuender Mitarbeiter:	Adrian Schmidt

Bearbeitungszeit: 09. November 2009 – 07. Dezember 2010

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Die kosmische Strahlung	3
Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung	3
Die Erzeugung und der Transport kosmischer Strahlung	5
Die Entwicklung von Luftschauern	6
1.2 Nachweis kosmischer Strahlung	9
Direkte Messungen	9
Indirekter Nachweis	9
Das Pierre-Auger-Observatorium	10
KASCADE-Grande	11
1.3 Radio-Detektion	12
LOFAR	13
LOPES	14
2 Das LOPES^{STAR}-Experiment	15
2.1 Antennen	15
2.2 Elektronik	17
2.3 Aufbau und Nomenklatur	18
3 Analyseschritte	21
3.1 Der Datensatz	21
Qualitätsschnitte	22
Zusammenfügen der Daten von KASCADE-Grande und LOPES ^{STAR}	23
Das Grande-Zeitfenster	24
3.2 Die Signalaufbereitung	26
Untergrundunterdrückung	26
Upsampling	27
Systematische Korrekturen	28
Tukey-Fensterfunktion	30
Einhüllendenbildung	33
3.3 Der robuste Pulsfinder	34
3.4 Die Koinzidenz-Bildung	35
4 Folgerungen	37
4.1 Homogenität der Antennenfelder	37
Jahresverlauf	38
Wochengang	39
Tagesgang	40
Fazit	41
Diskrepanz in SALLA D19-330	41

4.2	Dynamischer Einzelkanal-Trigger	42
	Verteilung des Untergrundes	42
	Vergleich der RFI-Unterdrückungsmethoden	43
	Schwelle des Triggers	45
	Effizienz des Triggers	48
4.3	Nachweisschwelle des Systems	50
	Antennentyp LPDA	50
	Antennentyp SALLA	51
4.4	Koinzidente Schauerereignisse	53
	Zwei-Antennen-Koinzidenz	53
	Abschätzung der Untergrund-Koinzidenzrate	54
	Abschließende Einschätzung	55
	Zusammenfassung	57
	Anhang	59
A	Bayessche Statistik	59
B	Pulszeitpunkt - alternative Darstellung	60
C	Übersicht koinzidente Ereignisse mit zwei SALLA	61
D	Detektoreffizienz ohne Energieschnitt	62
E	Nähe der CTR-Antenne zu KASCADE-Grande-Container	63
	Literaturverzeichnis	63

Einleitung

Angefangen bei Kopernikus, Galilei und Kepler, die mit ihren Beobachtungen und Folgerungen das heliozentrische Weltbild prägten, hat sich die Astronomie als Teilgebiet der physikalischen Disziplinen emanzipiert und die Weltanschauung des modernen Menschen mitbestimmt. So gingen aus ihr nicht nur grundlegende philosophische und physikalische Erkenntnisse hervor sondern auch technische Errungenschaften gehen auf den Forschungsdrang vieler Astronomen zurück. Heute ist die Suche nach dem Ursprung des uns bekannten Universums oder die Erkundung der nahen Sonnensysteme nicht abgeschlossen, die Forschung dringt weiter in ungeahnte Bereiche vor und nutzt dabei ein breites Spektrum an Informationen.

Ein Teil dieser Information aus dem All ist die kosmische Strahlung. Bei einem seiner Ballonaufstiege, am 7. August 1912, stellte Viktor Hess fest, dass die Intensität ionisierender Strahlung mit zunehmender Höhe über dem Erdboden entgegen der Vorhersage nach einem anfänglichen Abfall wieder stark ansteigt [1]. Seine Folgerungen öffnete den Weg zur Erforschung der kosmischen Strahlung: die natürliche Radioaktivität der Erde konnte nicht alleine für die gemessene Intensität verantwortlich sein sondern musste einen extraterrestrischen Ursprung haben. In folgenden Untersuchungen wurde unter anderem das Positron entdeckt und weiter die grundlegenden Eigenschaften der kosmischen Strahlung festgehalten.

Ein weiterer Pionier auf dem Gebiet der kosmischen Strahlung ist Pierre Auger. Im Jahre 1938 führte er am Schweizer Jungfrauojoch in 3.500 m Höhe detaillierte Untersuchungen der ionisierenden Strahlung durch [2]. Mit mehreren Nachweisgeräten in 300 m Abstand gelang es ihm, Koinzidenzen in benachbarten Detektoren zu messen und dadurch den kosmischen Ursprung der Teilchenschauer zu untermauern. Dies gilt als Grundstein für den indirekten Nachweis, seine Pionierleistung wird mit der Namensgebung für das heute weltweit größte Luftschauerexperiment gewürdigt - dem Pierre-Auger-Observatorium. Unter denkbar idealen Bedingungen wird dort mittels großflächig eingesetzter Hybrid-Technik, einer Kombination aus Cherenkov-Wassertanks und Fluoreszenzteleskopen, das Verständnis über die kosmische Strahlung vertieft.

So steht heute der Physik ein gut belegtes Modell zur Erklärung kaskadierender kosmischer Schauer in der Erdatmosphäre zur Verfügung. Es beschreibt die Wechselwirkung zwischen sekundären Schauerpartikeln und Erdmagnetfeld, unter dessen Einfluss ein messbarer Radiopuls im MHz-Bereich entlang der Schauerachse emittiert wird. Mittels moderner digitaler Nachrichten- und Kommunikationstechnik ist es möglich, eine indirekte Messung der Ereignisse am Erdboden durchzuführen. Damit kann kosmische Strahlung im Bereich oberhalb 10^{17} eV trotz niedriger Raten von unter einem Ereignis pro Monat und Quadratkilometer erfasst werden. Die so entwickelte Radiodetektion stellt eine sinnvolle Erweiterung von bestehenden Experimenten dar, um Antworten auf bisher ungeklärte Fragen, wie der Existenz eines oberen Endes im Energiespektrum - dem so genannten GZK-Cutoff - oder die Zurückverfolgung der kosmischen Strahlung zu ihren Quellen, zu beantworten.

Auf dem Gelände des KIT-Campus Nord (ehemals Forschungszentrum Karlsruhe) wurde das LOPESS^{STAR} Experiment aufgebaut, um die Prototypen-Entwicklung für laufende und kommende Radioexperimente zu realisieren. Das Institut für Prozessdatenanalyse und Elektronik (IPE) entwickelte für dieses System nicht nur neue Antennentypen sondern auch analoge und digitale Elektronik.

Die verwendeten Radioantennen bilden die Eckpunkte gleichseitiger Dreiecke und befinden sich innerhalb der Messfläche des KASCADE-Grande-Experimentes. Dadurch kann sowohl auf einen externen Trigger als auch auf die nachträglichen Rekonstruktionen zurückgegriffen werden. Die Entwicklung eines selbsttriggernden Radiosystems ist dadurch möglich, jedoch werden diese optimalen Voraussetzungen durch die am Gelände beheimatete Infrastruktur, Experimente und deren verursachten Untergrund beeinträchtigt.

Im Folgenden werde ich den Aufbau des Experiments sowie dessen Signalwege beschreiben. Um die nötigen Winkelrekonstruktionen auf Basis von Antennenkoinzidenzen durchzuführen werde ich auf die eingesetzten Softwaremethoden näher eingehen, wobei die verwendbaren Mechanismen zur Unterdrückung des Untergrunds verglichen werden. Das so verbesserte Verständnis für den Detektor ist die Grundlage für weitergehende Analysen. Abschließend gehe ich auf die effektiven Unterschiede der beiden verwendeten Antennenprototypen ein und lege ihre Einflüsse auf die Effizienz des Arrays dar.

1. Grundlagen

1.1 Die kosmische Strahlung

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Die kosmische Strahlung besteht aus einem hochenergetischen Teilchenfluss, welcher fortwährend auf der Erde eingeht. Dabei erstreckt sich das Energiespektrum im Fluss in Größenordnungen von 10^{12} eV bis 10^{20} eV. Somit übersteigen die vorkommenden Energien um mehrere Größenordnungen die erreichten Energien des Large Hadron Collidor (LHC) ¹, der mit einer theoretischen Schwerpunktsenergie von 10^{12} eV als größter von Menschenhand gebauter Beschleuniger gilt. Die Untersuchung von exotischen Elementarteilchen bei hohen Energien bleibt also vorerst im Aufgabenbereich der Astroteilchenphysik.

Genauer betrachtet besteht die kosmische Strahlung zu etwa 98% aus Atomkernen und zu 2% aus Elektronen und umfasst alle Elemente des Periodensystems, wobei im Energiebereich bis 10^{12} eV eine auffallende Ähnlichkeit mit der Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem vorliegt. Die Atomkerne unterteilen sich in 87% Wasserstoff-, 12% Helium- und 1% schwere Kerne - da stabilere Nukleide am Ende einer Elementsynthese in Sternen stehen. Daraus folgt die beobachtbare relative Verteilung von C, N, O und Fe. Ein maßgeblicher Unterschied besteht jedoch bei den Elementen Li, Be und B, die in der kosmischen Strahlung vermehrt auftreten. Der Überschuss wird durch Reaktionen mit dem interstellaren Medium erzeugt und kann zur Abschätzung über die Verweildauer der Strahlung in der Milchstraße herangezogen werden. Ebenfalls durch Sekundärreaktion in der Milchstraße wird ein geringer Anteil Antimaterie in der kosmischen Strahlung erzeugt.

Der gemessene Teilchenfluss pro Energieintervall, Fläche, Zeit und Raumwinkel fällt zu höheren Energien steil ab und folgt einer charakteristischen Form (s. Abb. 1.1). Dies folgt aus der Tatsache, dass Teilchen mit zunehmender Energie seltener vorkommen. Bei Energien von 10^{12} eV etwa erwartet man eine Messrate von zehn Teilchen pro Quadratmeter und Minute, bei 10^{20} eV sind es nur noch ein Teilchen pro Quadratkilometer und 200 Jahren. Das Energiespektrum erhält seine untere Grenze aus dem Fakt, dass Teilchen mit Energien unterhalb von 10^9 eV solaren Ursprungs sind. Sonnenwinde verhindern ein Vordringen niederenergetischer Teilchen von außerhalb des Sonnensystems – zumal das Erdmagnetfeld bei niedrigen Energien für kosmische Strahlung nicht durchlässig ist. Daher spricht man erst ab $5 \cdot 10^{10}$ eV von ungestörter Beobachtung.

¹in Genf, Schweiz

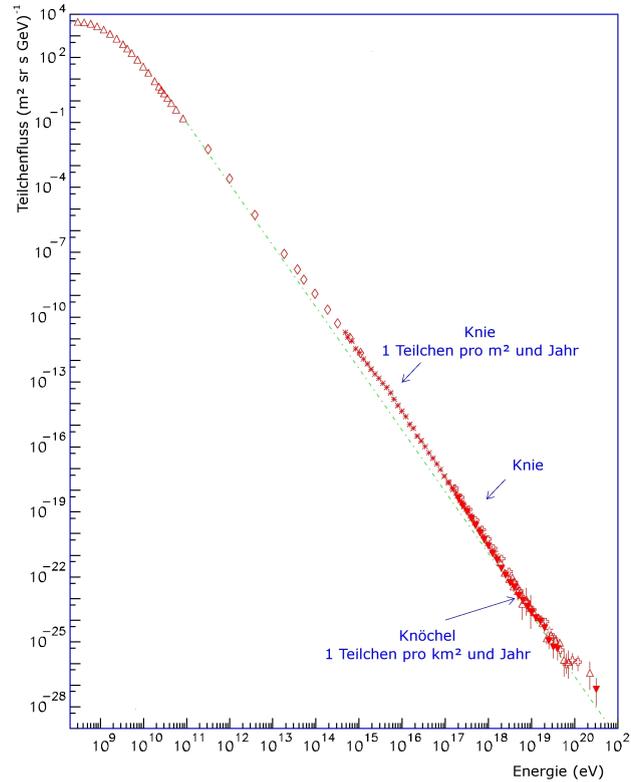


Abbildung 1.1: Spektrum der kosmischen Strahlung:
 Aufgetragen ist der Fluss der kosmischen Strahlung über der primären
 Energie der gemessenen Teilchen [3]

Das so erhaltene Energiespektrum (s. Abb. 1.1) folgt einem Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

mit dem spektralen Index $\gamma = 2,7$ und beginnt ab einer Energie von $2 \cdot 10^9$ eV. Ein Einknicken des Spektrums um Energien von $4 \cdot 10^{15}$ eV wird als “Knie” bezeichnet, wobei der Index sich auf den Wert $\gamma = 3,1$ ändert.

Weiter zeichnet sich bei $3 \cdot 10^{17}$ eV ein zweites Knie und somit ein steilerer Index ab. Mit dem Übergang in diesem Bereich des Spektrums beschäftigt sich unter anderem das KASCADE-Grande-Experiment (siehe Kapitel 1.2), welches Energiespektrum und Zusammensetzung der kosmischen Strahlung untersucht. Bei Energien um 10^{19} eV flacht das Spektrum wieder ab, der Index nimmt am “Knöchel” wieder den Wert $\gamma = 2,7$ an.

Ab einer Energie von $5 \cdot 10^{19}$ eV wirken die Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung stark blauverschoben auf Protonen. Es wird eine Anregung der $\Delta_{(1232)}$ -Resonanz möglich, welche hauptsächlich in ein Pion und ein Proton zerfällt. Dabei geht ein Großteil der Primärenergie verloren. Somit können durch die verkürzte Reichweite nur nahegelegene Quellen Ursprung der hochenergetischen Protonen sein, sollte ein Nachweis auf der Erde möglich sein.

Solche erdnahen Quellen sind bis heute nicht bekannt, und bereits 1966 wurde von Greisen, Zatsepin und Kuzmin ein Abbruch des Energiespektrums vorhergesagt, der nach ihnen benannte *GZK-Cutoff* [4, 5]. Mit bekannter Photonendichte und Wirkungsquerschnitt berechneten sie, dass unabhängig von ihrer Ursprungsenergie Teilchen der kosmischen

Strahlung nach etwa 100 Mpc unter die Schwellenergie abgebremst werden. Strahlung mit höherer Energie könnte also nur noch aus benachbarten Galaxien stammen.

Die Experimente Fly's Eye und HiRes [6] konnten dieses Verhalten des Spektrums manifestieren, dem gegenüber stehen jedoch Messdaten von AGASA, welches Teilchen mit Energien über 10^{20} eV nachgewiesen und somit kein Anzeichen für einen *Cutoff* gefunden hat [7]. Da in diesem Bereich des Spektrums geringe Teilchenflüsse herrschen, sind großflächige Experimente mit langen Laufzeiten nötig, um diese Abweichung zwischen Theorie und Experiment zu erforschen. Das Pierre-Auger-Experiment (siehe Kapitel 1.2) soll dazu einen weiteren wichtigen Beitrag leisten.

Die Erzeugung und der Transport kosmischer Strahlung

Die Frage nach den Quellen der kosmischen Strahlung ist nur teilweise beantwortbar. Die Sonne als aktivster Part unseres Sonnensystems kann nur bis zu etwa 10^{10} eV als Quelle für kosmische Strahlung angesehen werden, von wo aus sie entlang der Feldlinien des interplanetaren Magnetfeldes die Erde erreicht. Jedoch liegt ein antiproportionaler Zusammenhang zwischen dem 11-Jahres-Aktivitätszyklus der Sonne und dem gemessenen Fluss vor, wie durch Langzeitüberwachung mittels Neutronenmonitoren nachgewiesen werden konnte. Eine langfristige Veränderung der Intensität konnte durch die Messung der Häufigkeit von Spallationreaktionsprodukten in Strahlung von Meteoriten ausgeschlossen werden. So änderte sich die mittlere Intensität in 100 Millionen Jahren höchstens um den Faktor 2.

Der kontinuierliche Fluss der so genannten galaktischen kosmischen Strahlung kann bis zu 10^{19} eV isotrop aus allen Himmelsrichtungen gemessen werden. Als Erklärung dient das Modell, dass sich die geladenen Teilchen entlang der verwirbelten Feldlinien in unserer Galaxis ausbreiten und auf völlig diffusen Wegen zu ihrem Ziel gelangen. Eine genaue Bestimmung ihrer Herkunft und ihres exakten Weges ist somit unmöglich. Anhand der Elementverteilung der eintreffenden Teilchen und ausgehend von dem Modell, dass die Teilchen auf ihrem diffusen Weg durch das interstellare Medium mit ihm interagiert haben, kann man das Alter und somit die zurückgelegte Strecke abschätzen. Im Schnitt liegen diese Werte über der Größe unserer Galaxie. Inzwischen wird geschätzt, dass Protonen mit Energien bis zu 10^{15} eV und Ionen mit bis zu 10^{18} eV aus unserer Galaxie stammen.

Da der Teilchenfluss der Sonne und ihre Energien bekannt sind, kann daraus gefolgert werden, dass der Großteil der gemessenen kosmischen Strahlung nicht durch Sterne beschleunigt wurde, die bezüglich der Masse mit unserer Sonne vergleichbar sind. Das Augenmerk fällt also auf Ereignisse mit höheren freigesetzten Energien. Ein vielversprechender Kandidat sind die Supernovae: Der Kollaps eines massereichen Sterns am Ende seiner Lebenszeit nach dem völligen Verbrauch des nuklearen Brennstoffes und seiner anschließenden Explosion setzt nicht nur enorme Energien frei, die Hülle des Sterns wird in das interstellare Medium ausgestoßen. Je nach Größe des sterbenden Sterns kann es dabei um mehrere Sonnenmassen Materie gehen [8].

Schocks von Supernovae haben Anfangsgeschwindigkeiten von mehreren 1000 km/s . Diese werden über eine Zeit von zehntausenden von Jahren abgebremst. An einer Schockwelle in einem ionisierten und magnetisierten Gas werden Teilchen reflektiert, weil das Magnetfeld hinter dem Schock komprimiert und verstärkt wird. Die Teilchen werden mit einer höheren Geschwindigkeit reflektiert mit der sie auf die Magnetosphäre treffen [9]. Schockwellen bewegen sich allerdings von dem Überrest ihres Sterns weg in den interstellaren Raum hinein. Nach einer Reflektion an einem dieser sich bewegenden Schocks werden Teilchen beschleunigt - der so genannten Fermibeschleunigung - jedoch können erst mehrere Begegnungen mit einem Schock zu hohen Energien führen. So erreichen sie Energien von $10^{15} - 10^{18}$ eV, was dem "Knie" des Spektrums der kosmischen Strahlung entspricht.

Gestützt wird dieses Modell durch die Beobachtung von Überresten einer Supernova. Sie zeigt eine Schalenstruktur, in der das erhitzte Gas und hochenergetischen Elektronen und deren Radiowellen und Röntgenstrahlung von den Schockwellen in den interstellaren Raum hineingetrieben werden. Da die Elektronen durch Gyrieren um Magnetfeldlinien Synchrotronstrahlung proportional zu ihrer Energie emittieren, kann direkt von der gemessenen Radio-Frequenz auf die Energie geschlossen werden. Die gemessene Röntgenstrahlung weist auf höhere Energien hin. Zusammengefasst kann so ein Bereich von $10^9 - 10^{14}$ eV motiviert werden. Also sind Überreste von Supernovae tatsächlich Quellen von hochenergetischen Elektronen, die innerhalb der kosmischen Strahlung zu finden sind.

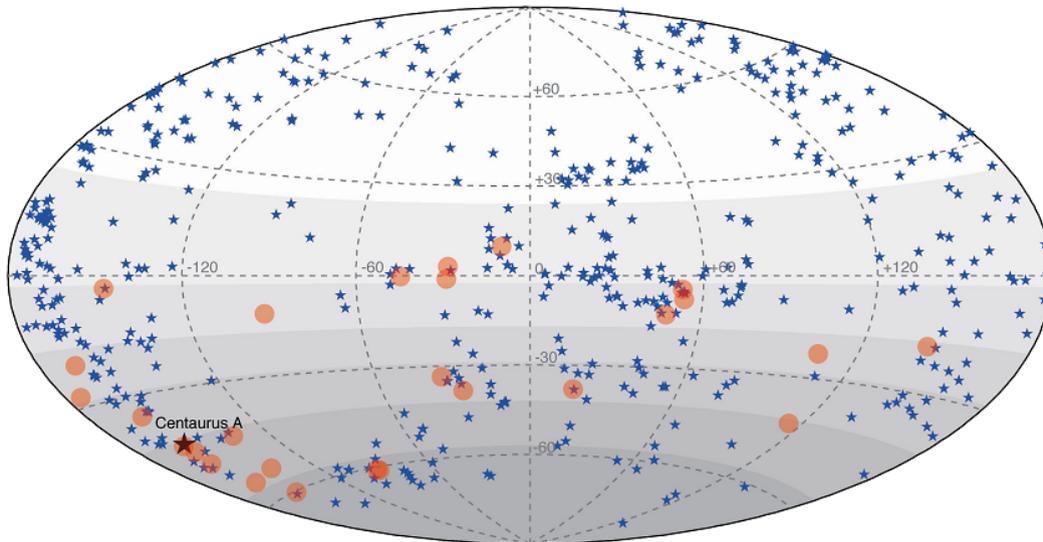


Abbildung 1.2: Himmelskarte mit den Herkunftsrichtungen der energiereichsten kosmischen Strahlung (rote Scheiben), die in wenigen Fällen einen Zusammenhang mit den Positionen von Aktiven Galaxien (blaue Sterne) aufweisen.
(Quelle: Pierre-Auger-Observatorium)

Limitierende Faktoren bei der Beschleunigung von Teilchen zu hohen Energien sind zum einen die zur Verfügung stehende Zeit, während der die Teilchen beschleunigt werden können, und zum anderen die begrenzte Möglichkeit der Magnetfelder und des Raumes energiereiche Teilchen zurück in den Schock zu reflektieren. Supernovaschocks sind zu Beginn sehr kraftvoll, verlieren aber stetig an Energie, wenn sie sich in den interstellaren Raum ausbreiten und dabei Teilchen beschleunigen. Daher geht man davon aus, dass Energien für Elektronen mit weit über 10^{15} eV und Ionen über 10^{18} eV einen weitaus stärkeren Beschleunigungsmechanismus benötigen.

Als weitere Kandidaten (s. Abb 1.2) für die Beschleunigung kosmischer Strahlung zu höchsten Energien gelten heute im Bereich der extragalaktische Quellen Kerne aktiver Galaxien (AGN). In den AGN befindet sich ein massereiches Schwarzes Loch welches Materie aus der Galaxie akkretiert. In den dabei entstehenden relativistischen Jets mit Längen von bis zu vielen hunderttausend Lichtjahren bilden sich Stoßwellen, die es ermöglichen, Teilchen auf allerhöchste Energien zu beschleunigen [10].

Die Entwicklung von Luftschauern

Das Magnetfeld der Erde hat einen maßgeblichen Einfluss auf die Entwicklung von Luftschauern. Beschreiben werden kann es als eine Art Stabmagneten, also einem Dipolfeld, welches in Bezug auf den Erdmittelpunkt etwas verschoben und gegenüber der Erdachse

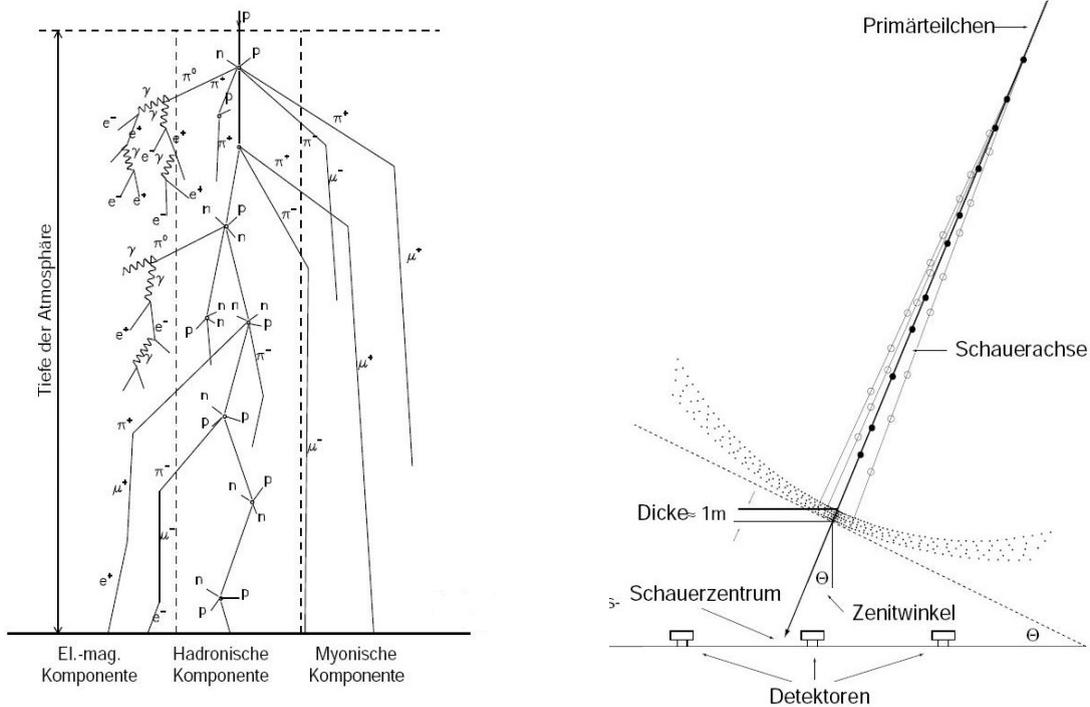
geneigt ist. So kann das Erdmagnetfeld bis zu einer Distanz von etwa fünf Erdradien vom Erdzentrum entfernt recht gut beschreiben werden. Hinzu kommt der Einfluss des Sonnenwindes, der als kontinuierlicher Fluss geladener Teilchen die Magnetfeldlinien auf der sonnenzugewandten Seite komprimiert und auf der Nachtseite schweiförmig verzieht. Hierbei wird die sogenannte Geomagnetosphäre als das System definiert, welches durch den Sonnenwind umflossen wird. Die Grenzen verlaufen bei einer Distanz von ca. 10 Erdradien vom Erdzentrum bis zu mindestens 100 Erdradien mit einer zylindrischen Form im Durchmesser von etwa 60 Erdradien in den der Sonne abgewandten Raum. Die Form wird dabei von der Intensität des Sonnenwindes bestimmt.

Bei hohen Energien sieht ein Teilchen das Magnetfeld der Erde kaum und bewegt sich nahezu unbeeinflusst. Elektronen und Protonen werden entsprechend ihrer Ladung in entgegengesetzte Richtung abgelenkt, wobei bei gleicher Geschwindigkeit durch den Massenunterschied das Proton auf größere Kreisbahnen geführt wird. Die exakte Ausrichtung der Trajektorien hängt also von der geomagnetischen Breite und dem Einfallswinkel ab, unter dem die kosmische Strahlung in die Magnetosphäre einfallen.

Die kosmische Strahlung durchquert in der Erdatmosphäre eine Flächendichte von $X = 1030 \text{ gcm}^{-2}$, welche sich durch Integrieren der Barometrischen Höhenformel

$$\rho(x) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{h}{H}} \quad \text{mit } H=6,5 \text{ km} \quad (1.2)$$

ergibt. Die mittlere freie Weglänge, welche der mittleren Strecke zwischen zwei Wechselwirkungen entspricht, wird für Protonen berechnet zu $\sim 90 \text{ gcm}^{-2}$. Somit stellt die Atmosphäre 12 Wechselwirkungslängen für Protonen dar, was sie praktisch undurchdringbar macht.



(a) Komponenten der Teilchenreaktion eines Luftschauers

(b) Messung eines Luftschauers auf Bodenniveau

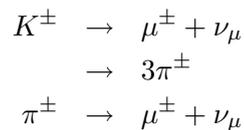
Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines Luftschauers

Tritt ein hochenergetisches Teilchen in die Atmosphäre ein, stößt es nach einer von der freien Weglänge abhängigen Strecke mit Atomenkernen der Luft zusammen - dieses Verhalten

steigt exponentiell an. Bei dieser ersten Kollision entstehen hauptsächlich Kaonen und Pionen, die wiederum in Kollisionen mit anderen Atomkernen Sekundärteilchen produzieren. Kaskadartig setzt sich diese Reaktion fort, bis die Energie der erzeugten Teilchen für weitere Teilchenproduktion nicht mehr ausreicht. Der Schauer stirbt aus, die Anzahl der Teilchen sinkt exponentiell durch Zerfall und Abbremsen in der Luft ab. Erst ab einer Primärenergie von 10^{14} eV kann ein Schauer den Erdboden erreichen. Durch den hohen Impuls der Primärteilchen ist das Bündel aus Sekundärteilchen relativ eng und die Richtungsinformation bleibt erhalten. Da alle erzeugten Teilchen ungefähr lichtschnell sind, treffen sie in einer Schauerfront von wenigen Metern Dicke am Boden ein. Die laterale Verteilung liegt im Bereich von wenigen Metern bis zu mehreren Kilometern, abhängig von Anfangsenergie und Einfallswinkel.

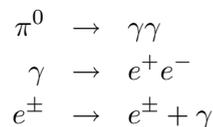
Man kann die am Boden detektierten Teilchen in 3 Kategorien unterteilen (schematische Darstellung s. Abb. 1.3a):

- In der *hadronischen Komponente* fasst man alle Mesonen und Baryonen zusammen, unter anderem auch Kaonen und Pionen, die als erstes Produkt der Schauerentwicklung einen großen Einfluss auf das weitere Verhalten des Schauers haben. Diese Komponente macht üblicherweise 1% des Schauers aus und konzentriert sich um den Bereich der Schauerachse.
- Die *myonische Komponente* entsteht durch den Zerfall geladener Kaonen und Pionen.



Sie macht 5% der Schauerteilchen aus. Durch ihre relativistisch verlängerte Lebensdauer und ihren kleinen Wirkungsquerschnitt bleibt die Anzahl der Myonen entlang der Schauerachse nahezu konstant. Kombiniert mit der Tatsache, dass ihre Erzeugung unabhängig von der Art des Primärteilchens ist, macht es sie zu einem guten Schätzer für die Schauerenergie.

- Die *elektromagnetische Komponente* sind das Produkt zerfallender Pionen und besteht aus Elektronen, Positronen und Photonen. Die aus dem π^0 -Zerfall resultierenden Photonen produzieren mittels Paarbildung Elektron-Positron-Paare, welche wiederum über Bremsstrahlung weitere Photonen produzieren.



Durch den hohen Wirkungsquerschnitt dieser Komponente wächst sie schnell an, und fällt mit Sinken der Energie unter die Schwelle zur Teilchenerzeugung recht schnell wieder ab. Durch die relativ niedrige kritische Energie und der geringen Strahlungslänge bildet die elektromagnetische Kaskade bereits nach kurzer Zeit den Hauptbestandteil des Schauers. Da Elektronen eine hohe spezifische Ladung besitzen, werden sie am stärksten im Erdmagnetfeld abgelenkt und stellen somit den wichtigsten Beitrag zur Radiodetektion dar.

1.2 Nachweis kosmischer Strahlung

Direkte Messungen

Voraussetzung für eine direkte Messung kosmischer Strahlung ist ein Betrieb möglichst weit außerhalb der Atmosphäre. So wird verhindert, dass die Strahlung nicht schon durch Stöße mit der Luft Energie verloren hat. Die Messaperaturen werden entweder mittels Ballon an den oberen Rand der Atmosphäre oder durch einen Satelliten in den Orbit gebracht. Eingesetzt werden dabei mehrschichtige Systeme, die Details eines Schauers auflösen können: zur Ladungsbestimmung ein Spurdetektor, ein Cherenkov-Detektor zur Geschwindigkeitsmessung und ein Kalorimeter zur Bestimmung der Teilchenenergie. So können Teilchen direkt nachgewiesen, ihre Art, Energie und Herkunft genau bestimmen werden.

Als Beispiel für ein Ballongestütztes Experiment sei hier das **Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer (BESS)** angeführt [11].

Das Ziel dieses Experimentes ist die Suche nach Anteilen von Antimaterie sowie Energie- und Intensitätsmessung exotischer Komponenten in der kosmischen Strahlung. Der Ballon von BESS hat ein Volumen von $1,000,000 \text{ m}^3$, was das Mitführen von schweren Geräten ermöglicht. So ist auch eine lange Verweildauer von bis zu 14 Tagen gewährleistet, in denen der Ballon in Höhen zwischen 30 und 40 km den Polarkreis umrundet. Seit 1993 hat BESS 9 erfolgreiche Flüge hinter sich, dabei fallen pro Flug eine Datenmenge von $\sim 2 \text{ Tb}$ an. Vermessen wurde das Energiespektrum von Antiprotonen im Bereich von 100 MeV bis 4,2 GeV.

Indirekter Nachweis

Ab einem gewissen Energiebereich wird der direkte Nachweis aufgrund des sinkenden Teilchenflusses nicht mehr realisierbar und es werden Methoden zur indirekten Messung eingesetzt. Hierbei wird die Produktion von Sekundärteilchen ausgenutzt, von denen ein kleiner Teil am Boden ankommt und nachgewiesen werden kann. Durch zeitlichen Versatz der Detektortreffer, Anzahl der Teilchen und deren lateraler Ausdehnung kann auf Richtung und Primärenergie des Schauers geschlossen werden.

Jedoch ist eine genaue Energiebestimmung nicht ohne Fehler möglich. Durch den starken Einfluss der ersten Interaktion des Schauers auf den messbaren Abdruck auf Bodenniveau und der starken Abhängigkeit vom verwendeten theoretischen Interaktionsmodell ist bei Oberflächendetektoren ein systematischer Fehler von mehr als 10% zu erwarten.

Noch anspruchsvoller gestaltet sich die Bestimmung der Art des Primärteilchens. Bei schwereren Kernen ist die kurzlebige elektromagnetische Komponente geringer als bei leichtere Kerne, da sie bei Ankunft am Erdboden bereits ausgestorben ist, wodurch sich das Verhältnis zur langlebigen myonischen Komponente verändert. Das liegt an der geringeren Wechselwirkungslänge schwerer Kerne, deren Schauer sich dadurch eher entwickeln. Somit ist eine komponentengetrennte Messung des Schauers nötig, wofür oft spezielle Myonen-Detektoren verwendet werden. Aus Abschirmungsgründen werden diese im Erdboden vergraben.

Der Energiemessbereich bodengebundener Experimente wird nach unten durch den Abstand der Detektoren begrenzt. Ist die laterale Ausdehnung durch eine kleine Energiedeposition zu gering kann keine koinzidente Beobachtung in mehreren Detektoren erfolgen, eine Rekonstruktion ist damit ausgeschlossen. Die obere Grenze besteht in der Größe des Detektorfeldes. Um möglichst die komplette laterale Ausdehnung des Schauers zu messen - das ist für eine Energierekonstruktion nötig - und um den geringen Teilchenfluss zu hohen Energien zu kompensieren, erreichen Versuche eine Ausdehnung von mehreren 100 km^2 .

So muss ein Kompromiss gefunden werden, der je nach Messbereich angewendet wird: Entweder werden kleine Flächen dicht instrumentiert, wie bei KASCADE mit 4 ha Fläche und 13 m Detektorabstand. Oder es wird ein grobes Raster mit großen Abständen zwischen den einzelnen Detektoren realisiert, wie beispielsweise bei AGASA. Dort beträgt der Detektorabstand etwa 1 km bei einer Gesamtfläche von 100 m².

Eine weitere Möglichkeit der indirekten Messung besteht in der Umsetzung durch ein Satellitenexperiment. Ein äußerst interessantes Experiment ist das **Extreme Universe Space Observatory** (EUSO), welches sich noch in der Planung befindet [12]. Den bahnbrechenden physikalischen Möglichkeiten stehen die experimentbedingten Nachteile gegenüber: Eingeschränkte Wartbarkeit durch eine geplante Messdauer von 2 Jahren und Gesamtkosten des Projektes von geschätzt 210 Mio EUR. Ziele des Experimentes werden sein: Neutrino-Beobachtungen, Messungen im Ultraviolett-Band nach Supernovae und anderen Phänomenen, Physik der Erdatmosphäre, Kosmische Strahlung im höchstenergetischen Energiebereich ab $4 \cdot 10^{19}$ eV.

Mit einem Öffnungswinkel von 60°, einer Winkelauflösung von 0,1°, einem Pixeldetektor mit $2,5 \cdot 10^5$ Pixeln und einer operativen Höhe von 500 km ergibt sich eine effektive Nachweisfläche von ~ 10000 km²sr.

So sollen mehrere 100 Schauerereignisse pro Jahr mit einer Energie von 10^{20} eV in der Atmosphäre der Erde detektiert werden. Im Vergleich dazu steht die Anzahl gemessener Events im unteren zweistelligen Bereich in den letzten 40 Jahren - alle Experimente zusammengenommen.

Das Pierre-Auger-Observatorium

In der argentinischen Provinz Mendoza befindet sich das Pierre-Auger-Observatorium (PAO), welches das zur Zeit größte Luftschauerexperiment ist (s. Abb. 1.4). Es besteht aus 1600 Wasser-Cherenkov-Tanks (*engl.*: Surface Detector), die im Abstand von eineinhalb Kilometern im kontinuierlichen Betrieb messen. Photomultiplier erfassen das in Schauerichtung orientierte Cherenkov-Licht der im Wasser durchgehenden Teilchen. Mittels einer GPS-Uhr werden diese Ereignisse markiert und per Funk zur Zentralstation in Malargüe übertragen. Durch Koinzidenzbildung der verschiedenen Zeitstempel errechnet sich die Ankunftsrichtung, die bei höheren Energien eine Winkelauflösung von besser als einem Grad ergibt [13].

Zusätzlich wurde das Experiment mit 24 Fluoreszenzteleskope (*engl.*: Fluorescence Detector) ausgestattet, die in 6er-Gruppen zusammengefasst jeweils am Rand des Experimentiergebietes die Fläche von 3000 km² überschauen. Nur in mondlosen klaren Nächten können die lichtsensitiven Teleskope eingesetzt werden, was die Messzeit der Teleskope und somit die Hybridmessung auf etwa 10% der Wassertank-Detektoren beschränkt. Die Digitalkameras von FD detektieren das Fluoreszenzlicht, das von Sekundärteilchen angeregte Stickstoffmoleküle isotrop emittiert wird. So wird die longitudinale Entwicklung des Schauerprofils nachgewiesen und es kann die Energiedeposition im Schauer berechnet werden.

Geplant und aktuell im Ausbau ist eine Erweiterung des Experimentes durch den zusätzlichen Einsatz eines Radiodetektors. Hinter dem Namen **Auger Engineering Radio Array** (AERA) verbirgt sich der Plan, innerhalb der von SD abgedeckten Fläche 160 Radioantennen und deren Empfangselektronik aufzubauen und so eine Fläche von 20 km² zu überwachen. In der ersten Aufbauphase wird die eigens dafür entwickelte Elektronik im Zusammenspiel mit verschiedenen Antennen getestet.

Nicht nur die widrigen Wetterbedingungen stellen hohe ingenieurstechnische Anforderungen an das System, sondern auch der geforderte niedrige Stromverbrauch und die drahtlose Kommunikation der einzelnen Stationen. So ist jede Antennenstation mit Solarzellen und

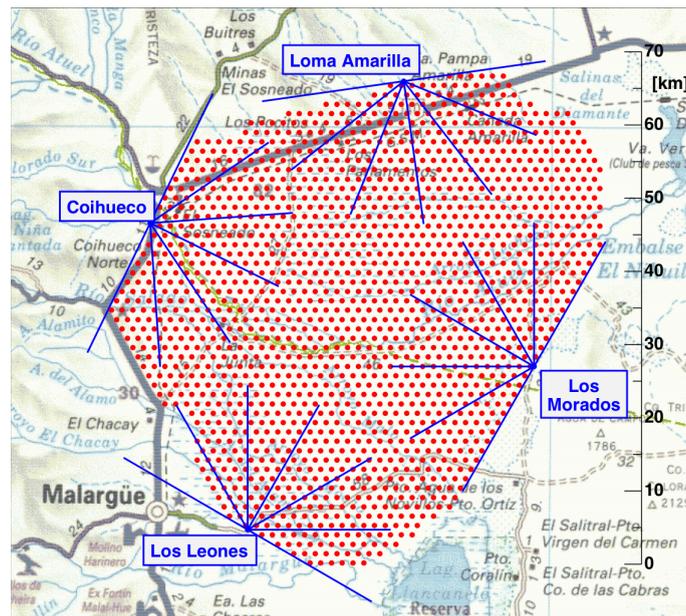


Abbildung 1.4: Karte des Pierre-Auger Observatoriums: Strahlen (blau) skizzieren das Sichtfeld der Fluoreszenzdetektoren, Punkte (rot) stellen Oberflächen-Wasser-Cherenkov-Tanks dar [3]

Funknetzwerk-Anbindung ausgestattet.

Das Ziel von AERA besteht darin, das physikalische Verständnis von Luftschauern mit höchsten Energien und deren Radioemission zu vertiefen, und zusammen mit den anderen Teilen des Auger-Experimentes eine einmalige Auflösung des Energiespektrums im Bereich der höchsten Energien mit einer hohen Statistik zu erreichen. Es wird der erste große Radiodetektor seiner Art sein, der in der Größenordnung "Quadratkilometer" gebaut wird und stellt somit den Zielpunkt für die Entwicklung von Radiodetektoren dar.

KASCADE-Grande

Mit dem Aufbau dieses Experimentes wurde der Forschungsschwerpunkt auf die Untersuchung des ersten und zweiten Knies im Spektrums sowie der Zusammensetzung des Schauers gelegt und misst somit im Energiebereich von 10^{14} bis 10^{18} eV. Um möglichst viele Schauerparameter unabhängig voneinander zu bestimmen, besteht das Experiment aus mehreren Teilsystemen. Die ursprünglichen Komponenten des KASCADE-Arrays (**K**arlsruher **S**hower **C**ore and **A**rray **D**etector) bestehen aus *Detektorfeld*, *Zentraldetektor* und *Myonenspurdetektor* und sind auf einer Fläche von $200 \cdot 200$ m untergebracht. Erweitert wurde es im Jahr 2003 um das Grande-Array, welches die Fläche auf $0,5 \text{ km}^2$ vergrößerte.

Im *Detektorfeld* befinden sich 252 Detektorstationen im Abstand von 13 Metern, die im inneren Bereich mit e/γ -, im äußeren Bereich zusätzlich mit Myonendetektoren ausgestattet sind. Die e/γ -Detektoren sind mit einem Flüssigszintillator bestückt, über dem ein Photomultiplier das erzeugte Licht registriert. Unter dieser Anordnung befinden sich Eisen- und Bleiplatten, die Myonen ab einer Energie von 230 MeV durchlassen, und in einem darunter befindlichen Myonendetektor nachgewiesen werden. Die Daten jedes Detektors werden zentral gesammelt und ausgewertet. Die Anzahl der erfassten Elektronen und Myonen führt auf den Ort des Schauerschwerpunkts, zusätzlich kann über die gemessene Gesamtteilchenzahl auf die Energie des Schauers geschlossen werden. Des Weiteren kann durch den zeitlichen Versatz der Signale eine Rekonstruktion der Einfallsrichtung und somit Zenit- und Azimutwinkel berechnet werden.



Abbildung 1.5: Luftbild des KIT-Campus Nord mit Experimenten:
Grande-Stationen (*rot*), LOPES^{STAR}-Antennen (im Bildausschnitt: *rote* Punkte) und Piccolo-Array (*grün*)

Der *Zentraldetektor* befindet sich im Mittelpunkt des Arrays und ist für den Nachweis aller drei Schauerkomponenten ausgestattet. Das Hadronenkalorimeter besteht aus Flüssigionsisationskammern, welche mit Absorbieren ausgestattet sind und Hadronen ab einer Energieschwelle von 50 GeV nachweisen kann. Zwischen den Lagen des Kalorimeters befinden sich die Triggerebene aus Plastikszintillatoren, welche eine schnelle Triggerversorgung für den Zentraldetektor gewährleistet. Darüber installiert ist das Topcluster aus Plastikszintillatoren, die ebenfalls als e/γ -Detektoren im Array arbeiten. Als Abschluss arbeiten Vieldraht-Proportionalkammern zur Richtungsbestimmung eintreffender Myonen mit Energien größer 2,4 GeV.

Der *Myonenspurdetektor* besteht aus einem 50 m langen Tunnel, in dem drei Lagen Limited Streamer Tubes untergebracht sind. Es werden Myonen ab einer Energie von 0,8 GeV detektiert. Anhand der so entstandenen Fläche ist eine genaue Winkelauflösung der Einfallrichtung und eine Rekonstruktion der Myonenproduktionshöhe möglich.

Das Grande-Array stellt eine Erweiterung des KASCADE-Arrays im Bezug auf den detektierbaren Energiebereich dar. Um bis zu Energien von 10^{18} eV zu messen, wurden auf einer Fläche von $0,5 \text{ km}^2$ 37 Detektorstationen in einer hexagonalen Gitteranordnung installiert. Jede Station besteht aus Szintillatorplatten mit einer Fläche von 10 m^2 , um die elektromagnetische und myonische Komponente von Luftschauern zu untersuchen. In der Mitte des Feldes befindet sich die zentrale Datenerfassung sowie ein verdichtetes Feld (Piccolo) zur schnellen Triggerung von KASCADE und Grande.

Der Betrieb des Zentraldetektors wurde offiziell am 30.03.2009 eingestellt. KASCADE-Grande läuft somit direkt als Experiment nicht mehr, dient jedoch LOPES weiterhin als zuverlässige Triggerquelle. Eine genauere Beschreibung des Experimentes kann in den Referenzen nachgelesen werden [14, 15].

1.3 Radio-Detektion

Die Radioemission von sekundären Schauerteilchen wurde zu Beginn der Forschung an diesem Thema mit dem Cherenkov-Effekt interpretiert. Hierbei emittieren geladene Teilchen

elektromagnetische Strahlung, wenn sie mit einer höheren Geschwindigkeit als Lichtgeschwindigkeit des jeweiligen Mediums passieren. Da Luft einen leicht höheren Brechungsindex als Vakuum hat, stellt dies eine Quelle für den Cherenkov-Effekt dar [16].

Anschließend hatte sich der Geosynchrotron-Effekt als Erklärung für Radioemission etabliert und wurde lange Zeit als den Cherenkov-Effekt dominierend betrachtet: Durch Ablenkung von Elektron und Positron im Erdmagnetfeld durch die Lorentzkraft wird Synchrotronstrahlung im MHz-Bereich emittiert und die beteiligten Teilchen auf eine Kreisbahn gelenkt.

Aus aktueller Sicht sind beide Effekte zwar Teile des Mechanismus zur Radioemission, spielen jedoch eine untergeordnete Rolle. Nachgewiesen ist, dass Radioemission in der Luft von einem geomagnetischen Effekt dominiert wird: Durch Ladungstrennung entsteht ein zeitvariabler Dipol, welcher durch die klassische Elektrodynamik beschrieben werden kann. Die hochrelativistische Geschwindigkeit bewirkt eine kegelförmige Abstrahlung mit geringem Öffnungswinkel entlang der Schauerachse. Da die Schauerfrontdicke ~ 1 Meter beträgt und die Wellenlänge bei 30 MHz mit $\sim 1,5$ Meter vergleichsweise groß ist, interferiert der Strahlungsbeitrag der Teilchen entlang der Schauerachse konstruktiv. Am Boden kann so durch das empfangene Radiosignal integrativ über die Energie des Schauers gemessen werden [17].

Verglichen mit den etablierten Messmethoden - Fluoreszenzlichtsensible Experimente oder Messung der sekundären Teilchen auf Bodenniveau - bietet die Observation der Radiowellen von ausgedehnten Luftschauern (engl.: extensive air showers, *EAS*) Vorteile: Durch die tageszeitunabhängige Laufzeit und durch die Unabhängigkeit von lokalem Wetter (eine Ausnahme bilden Gewitter) wird die Betriebszeit auf über 95% abgeschätzt.

Ein weiterer Punkt folgt aus der Tatsache, dass die Erdatmosphäre gegenüber Strahlung im Radio-Bereich weitgehend transparent ist. Somit ist die Strahlung der *EAS* nicht abgeschwächt. Bei hoch in der Atmosphäre erzeugten *EAS* ist ein Radiopuls detektierbar, selbst wenn die Kaskade sekundärer Teilchen bereits ausgestorben ist.

Um die Messungen laufender und zukünftiger Versuche besser zu verstehen und die theoretischen Modelle zu Radioemission weiter zu verbessern wurden Simulationen entwickelt. Stellvertretend sei hier die Simulation *REAS 3* erwähnt [18], die mithilfe von Monte-Carlo-Simulation das Verhalten der Radioemission von Luftschauern im Erdmagnetfeld untersucht. In den letzten Jahren konnte so ein besseres Verständnis für die Physik der kosmischen Strahlung entwickelt werden.

LOFAR

Nachdem der Radionachweis kosmischer Strahlung in der Theorie machbar zu sein schien, stellte das Low Frequency Array (LOFAR) in den Niederlanden das erste digitale Radiointerferometer dar [19]. Mit 77 Antennenfeldern zu je 200 Antennen über eine Kreisfläche von etwa 300 km im Durchmesser erfüllt dieses Experiment nicht nur ein großes Forschungsziel sondern verfolgt verschiedene Bereiche: Es wird nach Signalen aus der Zeit kurz nach dem Urknall bei Frequenzen zwischen 110 und 200 MHz gesucht werden, ein Katalog von Radioquellen bei fünf Frequenzen erstellt und Objekte wie z.B. Pulsare gefunden werden. Ein letzter großer Forschungsschwerpunkt sind Radiosignale von Teilchen der kosmischen Strahlung, die in die Erdatmosphäre eindringen.

Die Stationen sind bei diesem Versuch mit invertierten V-Dipolantennen bestückt, die im Frequenzbereichen 30-80 MHz und 110-240 MHz messen und omnidirektionale Richtcharakteristik besitzen. Die große Distanz der einzelnen Elemente des Arrays dient nicht nur der besseren Verarbeitung der hohen Menge an gemessener Daten, sondern bietet vielmehr die Möglichkeit, das entfernte Universum im niederenergetischen Bereich des elektromagnetischen Spektrums zu erforschen.

LOPES

Um die empfangenen Radiosignale richtig zu verstehen ist es notwendig die Daten mit einem bestehenden und verstandenen Teilchendetektorfeld abzugleichen. Durch Korrelation zwischen Radiopuls und ermittelten Schauerparametern wie z.B. Anzahl der Myonen oder Einfallswinkel ist es möglich, den Radiodetektor zu kalibrieren und die grundlegende Physik besser zu verstehen.

Aus diesen Gründen wurde 2005 auf dem KASCADE-Feld am KIT-Campus Nord das LOFAR-Prototype Station Experiment installiert - kurz LOPES. Zunächst bestand die Anordnung aus 10 Antennen (LOPES10) und wurde später auf 30 Antennen ausgebaut. Im gleichen Jahr gelang der Nachweis, dass Messungen von Radioemission kosmischer Strahlung möglich ist [20]. Benutzt werden dafür invertierte V-Dipol-Antennen, die im Frequenzbereich von 40 bis 80 MHz messen und direkt mit dem KASCADE-Experiment verbunden sind. Das Frequenzband wurde so gewählt, dass die Stärke der Radiopulse größer ist als die kosmische Hintergrundstrahlung und Einflüsse von anderen Radiosignalen. Dabei kann das Experiment auf einen Fremdtrigger von KASCADE-Grande zurückgreifen. Dies war nötig, da der hohe Untergrund am Campus Nord ein Selbsttriggern erschwerte.

Das Projekt Self Triggered Array of Radiodetectors (LOPES^{STAR}) nimmt sich dieses Problems an. So wurden drei Empfängerstationen mit insgesamt 10 Antennen im Messgebiet von Grande eingerichtet, die zunächst ebenfalls mit dem externen Grande-Trigger versorgt werden, um so eine geeignete Strategie zu entwickeln [21].

2. Das LOPES^{STAR}-Experiment

Im Folgenden wird der Signalweg durch die einzelnen Komponenten der Elektronik beschrieben. Zur Analyse der Daten wurden die Antennenfelder D19 und D30 genutzt, die sich im Aufbau nur in der Wahl der Antenne und deren Abstand unterscheiden. Hier sei explizit auf die Arbeit von O. Krömer verwiesen [22].

2.1 Antennen



(a) Logarithmisch Periodische Dipol Antenne



(b) Small Aperiodic Loaded Loop Antenna

Abbildung 2.1: verwendete Antennen-Typen LPDA und SALLA [23]

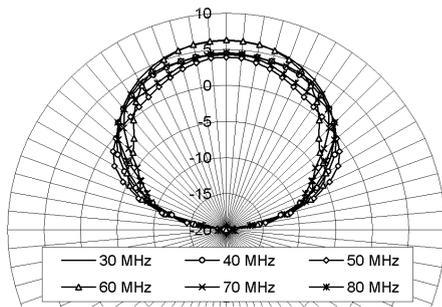
Am Anfang der Detektion steht die Antenne. Hierzu wurde am IPE die *logarithmisch-periodische Dipolantenne* (LPDA) konzipiert und gebaut (s. Abb. 2.1a). Die Anforderungen lassen sich wie folgt beschreiben: Da der erwartete Radiopuls breitbandiger Natur ist, erhält man mit der breitbandigen LPDA ein sehr gutes Verhältnis von Signal und Rauschen. Die Signalamplitude selber ist proportional zur Bandbreite, hingegen wird der Untergrund nur proportional zur Wurzel der Bandbreite aufgenommen.

Weiter wurde die Richtkeule entsprechend der Sensitivität von KASCADE-Grande gewählt und besitzt am 3dB-Punkt eine Breite von 100 Grad (s. Abb. 2.2a). So wird der horizontale und reflektierte Anteil unterdrückt. Dabei ist eine hohe Rückwärtsdämpfung gewollt, um

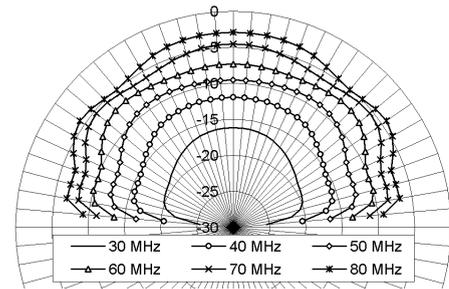
unabhängig von wechselnden Bodeneigenschaften zu bleiben. Eine individuelle Kalibrierung bleibt aus und die Messgenauigkeit wird verringert (s. Abb. 2.2c).

Eine Antenne besteht streng genommen aus zwei LPDAs, die für jeweils eine Polarisation gleichzeitige Messungen des E-Feldes in Nord-Süd bzw. Ost-West-Orientierung realisieren. Die Länge ihrer Dipolarme ist für einen Frequenzbereich von 40-80 MHz ausgelegt und stellt so aufgrund der Antennengeometrie einen Bandpass-Filter erster Ordnung dar. Durch das Antennendesign bestimmte komplexere Weg des Signals entsteht eine Dispersion, also ein frequenzabhängiger Laufzeitunterschied von 30 ns.

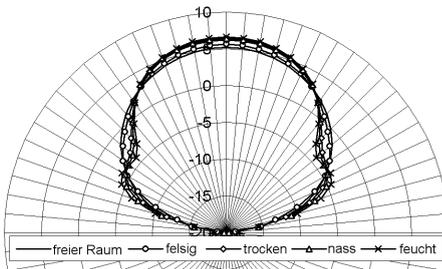
Im Gesamten hat sich der Einsatz der LPDA bewährt, jedoch gerade für Experimente in widrigeren Umständen ist ihre mechanische Empfindlichkeit nicht ideal. Ihre Dipolarme können bei stärkerem Wind leicht brechen. Zudem ist ihre Herstellung zeit- und kostenintensiv, was bei größere Stückzahlen nachteilig ist.



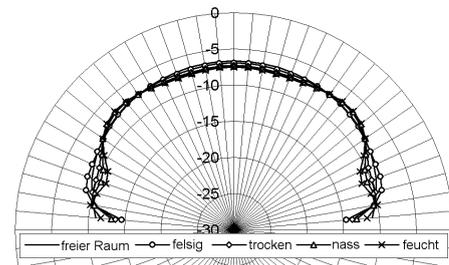
(a) LPDA: E-Feld Richtdiagramm in dBi für verschiedene Frequenzen



(b) SALLA: E-Feld Richtdiagramm in dBi für verschiedene Frequenzen



(c) LPDA: E-Feld Richtdiagramm in dBi für unterschiedlichen Untergrund



(d) SALLA: E-Feld Richtdiagramm in dBi für unterschiedlichen Untergrund

Abbildung 2.2: Gain-Pattern für LPDA und SALLA ([23])

Unter diesen Aspekten wurde eine zweite Antenne konzipiert, die *small aperiodic loaded loop antenna* (SALLA). Sie besteht aus zwei Dipolen mit zusammengebogenen Enden, jeweils verbunden mit einem aperiodischen Dämpfungswiderstand. So ist eine Messung unterhalb der breiten Resonanz möglich. Der Durchmesser der so entstandenen Kreise beträgt 75 cm, diese Antenne ist daher vergleichsweise stabil gegen mechanische Einflüsse und besitzt dank des unkomplizierten Aufbaus niedrige Produktionskosten.

Die Antenne besitzt im Vergleich zur LPDA eine breitere Richtkeule, am 3dB-Punkt ist sie mit 150 Grad weit geöffnet (s. Abb. 2.2b). Zum einen sind dadurch Messungen flacher Schauer für exotischere Bereiche der Physik möglich, jedoch wird andererseits auch mehr Untergrund aufgenommen, wodurch sich das Verhältnis von Signal und Rauschen verschlechtert.

Weiter besitzt sie eine gute Rückwärtsdämpfung und ist kann somit unabhängig von wechselndem Untergrund messen (s. Abb. 2.2d). Ihre Dispersion beträgt im Mittel 5 ns und ist so sehr gering. Dadurch lässt sich das Signal gut rekonstruieren. Nachteilig ist jedoch der geringe Antennengewinn: Das Vorverstärker-Rauschen hat die gleiche Größenordnung

wie das externe Rauschen, womit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis kleiner wird.

Die Eigenschaften der SALLA lassen sich gut mit denen der LPDA vergleichen. Jedoch stellt sich die Frage, ob sie sensitiv genug ist, um Radiopulse von kosmischen Schauern zu messen. Diese Fragestellung wird im folgenden beantwortet werden.

2.2 Elektronik

Beide Kanäle des Antennensignals werden durch einen Vorverstärker (LNA s. Abb. 2.3) geleitet und verstärkt, der sich direkt an der Antenne befindet, und für eine Verstärkung um 22 dB sorgt. Dabei wurde eine 1-Transistorlösung gefunden, welche neben einem geringen Stromverbrauch auch niedriges internes Rauschen gewährleistet. Über ein dämpfungsarmes RG213-Kabel mit 100 m Länge wird das Signal in den Bandfilter eingespeist.

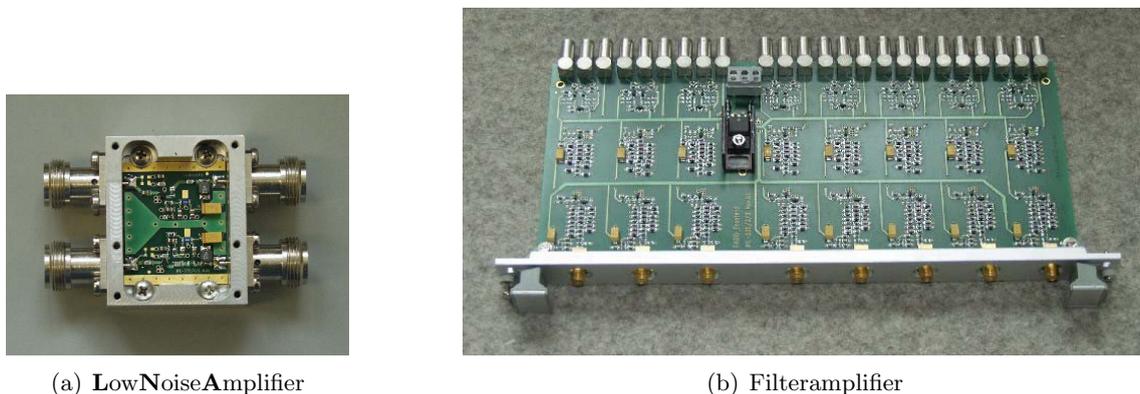


Abbildung 2.3: Analoge Elektronik ([23])

Dieser besteht aus einem passiven LC-Filter der 34. Ordnung, der durch seine Konzipierung den internen Noise und den Stromverbrauch niedrig hält und Frequenzen unter 40 MHz und über 80 MHz unterdrückt (s. Abb.2.4). Die hohe Ordnung und die Sperrdämpfung ist von Nöten, um die hohe Signalleistung von Ultra-Kurzwelle und Kurzwelle zu unterdrücken.

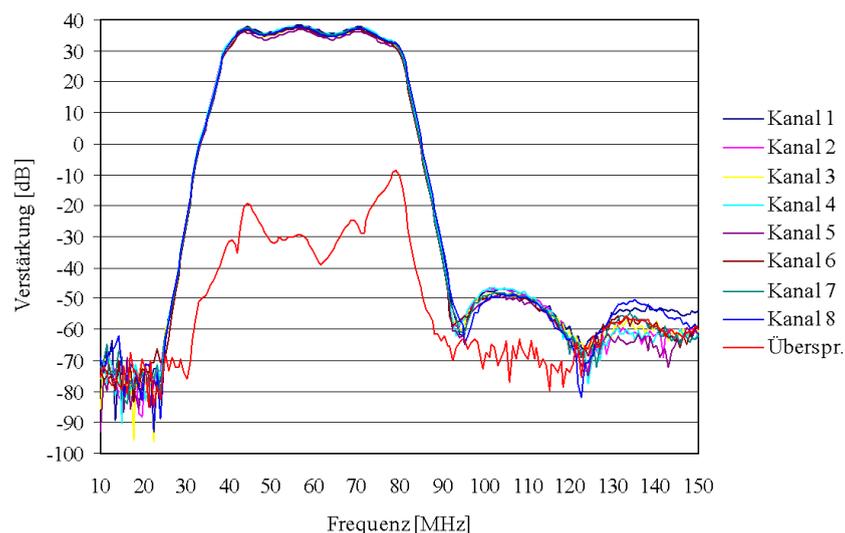


Abbildung 2.4: Verstärkungskurve des verwendeten Bandpassfilters; aufgezeigt für verwendete Kanäle ([23])

Des weiteren ist die zugelassene Bandbreite so gewählt, dass ein Unterabtasten des Signals nach dem erweiterten Shannon-Nyquist-Theorems möglich ist. Dabei ist die volle Infor-

mation erhalten, solange mit einer im Vergleich zur Bandbreite doppelt so großen Rate abgetastet wird (genauer in Kapitel 3.2). So erfolgt die Abtastung des Signals mit 12 bit bei 80 MHz.

Die unterabgetasteten Daten werden in einem Ringpuffer gehalten bis ein Trigger das Auslesen erzwingt. Mittels einer GPS-Uhr wird ein Zeitstempel erstellt, der die Daten innerhalb der Fehlertoleranz zeitlich zuordenbar macht. Jede Station ist mit einem handelsüblichen PC ausgestattet, der die so gewonnenen Daten archivieren kann und über das lokale Netzwerk zur späteren Analyse verfügbar macht.

2.3 Aufbau und Nomenklatur

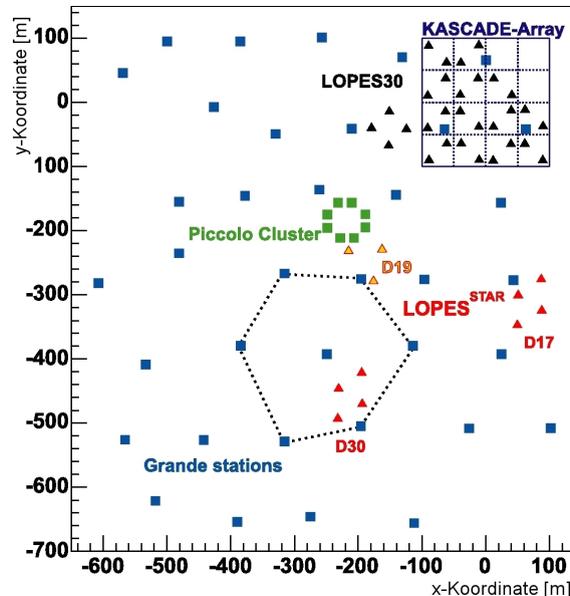


Abbildung 2.5: Schema des verwendeten Koordinatensystems mit den jeweiligen Experimenten am KIT-Campus Nord; Vierecke stellen KASCADE-Grande-Detektoren und Dreiecke LOPES^{STAR}-Antennen dar

Der Radio-Detektor LOPES^{STAR} ist gemeinsam mit dem Teilchen-Detektor KASCADE-Grande auf dem Gelände des KIT-Campus Nord aufgebaut. Dabei wird eine gemeinsame Infrastruktur benutzt. So werden die KASCADE-Grande-Container mit ihren Teilchendetektoren auch zur Unterbringung der LOPES^{STAR}-Hardware, bestehend aus Bandpassfilter, GPS-Uhr und Daten-PC, genutzt.

LOPES^{STAR} selber besteht aus drei Feldern zu je 3 bzw. 4 Antennen. Die Verbindungslinien zwischen den Antennen eines Arrays bilden gleichseitige Dreiecke, so ist der gleiche Abstand zu den Nachbarantennen gewährleistet. Die Namensgebung der Antennen-Felder folgt aus der Nummer des nächstgelegenen KASCADE-Grande-Containers. Um die Antennen eines Arrays namentlich voneinander zu trennen, wird die nächste Antenne zum Container als Center bezeichnet, kurz CTR. Alle anderen werden auf einem virtuellen Kreis um diese CTR-Antenne angeordnet und gemäß ihrer Orientierung zum Zentrum mit einer dreistelligen Zahl bezeichnet. So erhält ein Antenne, die sich exakt nördlich zur CTR-Antenne befindet die Nummer 360, eine östlich aufgestellte die Nummer 090.

Die Bezeichnung D19-330 ist somit eindeutig, es handelt sich um eine Antenne im Array, welches um den Container 19 orientiert aufgestellt ist, und sich 330° nördlich im Bezug auf die CTR-Antenne befindet.

Jede örtliche Angabe - rekonstruierter Auftreffpunkt des Schauerzentrums oder Antennenpositionen - bezieht sich auf das KASCADE-Koordinatensystem (Abb. 2.5). Hierbei

handelt es sich um ein künstlich angelegtes System, welches an den Straßenfluchten des KIT-Campus Nord orientiert ist. Als Nullpunkt wurde der Zentraldetektor von KASCADE gewählt, um den das Koordinatensystem vom geographischen Norden nach Osten hin um $+17^\circ$ gedreht wurde.

Es ergibt sich folgende Übersicht über die in LOPES^{STAR} verwendete Antennen:

Feld	Dreieck-Seitenlänge	Antenne	Typ	Position (X,Y) in Meter
D17	75 Meter	D17-060	LPDA	(106,-249)
		D17-120	LPDA	(108,-320)
		D17-180	LPDA	(43,-356)
		D17-CTR	LPDA	(44,-284)
D19	59 Meter	D19-CTR	SALLA	(-192,-271)
		D19-330	SALLA	(-222,-220)
		D19-030	LPDA	(-165,-220)
D30	49 Meter	D30-CTR	LPDA	(-192,-470)
		D30-240	LPDA	(-234,-495)
		D30-300	LPDA	(-234,-445)
		D30-360	LPDA	(-192,-420)

Der eigentliche externe Trigger von KASCADE-Grande wird durch ein Trigger-Hexagon gebildet, in Schaubild 2.5 gestrichelt eingezeichnet sind die sechs Container, welche zusammen mit dem Container in deren Mitte dieses Hexagon definieren. Detektieren sechs der sieben einen Teilchenschauer innerhalb eines definierten Zeitbereichs, sendet die zentrale Datenerfassungseinheit einen Trigger-Puls direkt an alle Einheiten von LOPES^{STAR}, die daran orientiert das Auslesen des Ringspeichers auslösen. Auf diesen Sachverhalt wird später noch eingegangen, da er einen wichtigen Bestandteil der Datenanalyse ausmacht.

Ein Blockdiagramm fasst die Signalwege des Experimentes zusammen, wobei die beteiligten Komponenten aufgeführt sind.

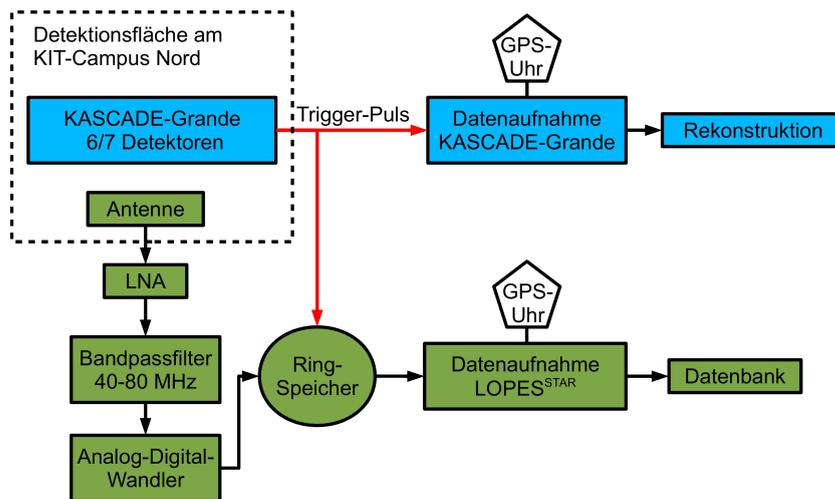


Abbildung 2.6: Blockdiagramm des Signalweges von LOPES^{STAR} (grün), mit externem Trigger (rot) von KASCADE-Grande (blau)

3. Analyseschritte

Im folgenden Kapitel werde ich auf die angefallenen Daten, ihre Selektion und Bearbeitung eingehen. Dabei werden die verwendeten Methoden zur computergestützten, nachträglichen Bearbeitung beschrieben und ihre Auswirkung gezeigt. Ziel ist es Algorithmen zu entwickeln, die einen selbstgetriggerten Betrieb möglich machen, also die Unterscheidung von Untergrund und Nutzsignals. Da bis heute noch keine vollständigen Modelle zur genauen Beschreibung von Radiopulsen aus kosmischen Luftschauern existieren, sind Modellsimulationen mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Daher ist eine Identifikation des Nutzsignals erschwert.

3.1 Der Datensatz

Das erste Antennen-Array ging am 15.09.2006 in Betrieb und ist seither im extern getriggerten Betrieb. Ausfälle oder Wartungsfenster haben die Messzeit deutlich reduziert, was am Messaufbau liegt: KASCADE-Grande muss zuerst einen Trigger-Puls via Glasfaser an die LOPES^{STAR}-Datenerfassung schicken, welches ein Auslesen des Ringspeichers veranlasst. Also läuft bei einem Ausfall von Grande technisch gesehen die LOPES^{STAR}-Elektronik, jedoch nimmt sie wegen des fehlenden Triggers keine Daten auf. Weiter kann auch die LOPES-Elektronik wegen Wartung oder Rekalibrierung abgeschaltet sein, was ebenfalls zu fehlender Datenaufzeichnung führt. Ein Großteil der verlorenen Messzeit jedoch folgt direkt aus Fehlern in der Elektronik und der Datenübertragung. Eine Abschätzung der reduzierten Messzeit ist schwierig, es kann jedoch von einer deutlichen Differenz zur Laufzeit ausgegangen werden.

Analysiert wurden hauptsächlich Daten der Antennenfelder D19 und D30, also die Antennenfelder nahe der KASCADE-Grande-Container 19 bzw. 30. Hier muss der unterschiedliche Aufbau beachtet werden: kamen bei D30 ausschließlich vier Antennen vom Typ LPDA zum Einsatz - die zum Container nächstgelegene Antenne ist D30-CTR mit einem Abstand von ca. 35 Metern - wurden bei D19 zwei LPDA und zwei SALLA Antennen aufgestellt, wobei jeweils eine SALLA und eine LPDA direkt am Container in unmittelbarer Nähe aufgestellt wurden. Hier beträgt der Abstand von D19-CTR zum Container weniger als 5 Meter. Der Abstand zwischen den Antennen beträgt bei D30 im Mittel 50 Meter, bei D19 wurde mit 58 Metern ein größerer Abstand gewählt. Der analoge und digitale Signalpfad ist bei beiden Feldern identisch.

Das Feld D19 nahm seine Messung im September 2007 auf, wobei beide SALLA-Antennen erst im September 2008 installiert wurden. Nach ersten Kalibrationsmessungen und einer

wartungsbedingten Totzeit - in der die komplette CTR-LPDA-Antennen durch einen Kabelbruch ausfiel - kann von einem Dauerbetrieb ab Anfang 2009 gesprochen werden.

Die Daten werden in einer Datei im *root*-Format abgelegt - *root*¹ ist ein Datenanalyse-Framework, welches in Cern² entwickelt wurde und von Teilchenphysikern bei der Analyse von großen Datenmengen eingesetzt wird. Es ist in C++ implementiert, beinhaltet neben einer großen Vielzahl an Statistik-Hilfsmitteln die Möglichkeit, eigene Bibliotheken einzubinden.

Diese Dateien enthalten neben der eigentlichen Roh-Trace Metadaten zur Identifizierung, wie z.B. einer Nummer für den detektierenden Kanal. Unter dem Begriff Trace versteht man eine Aufnahme, in der die aufgenommenen Werte des ADC in zeitlicher Abfolge dargestellt sind. Jede dieser aufgenommenen Trace steht also für ein Ereignis, welches durch KASCADE-Grande getriggert wurde. Sie bekommt eine fortlaufende Nummer und einen mittels der GPS-Uhr erstellten Zeitstempel zur eindeutigen Identifizierung. Im Normalbetrieb sind alle Trace eines Tages zu einem so genannten *Run* zusammengefasst, der ebenfalls mit einer fortlaufenden Nummer versehen wird. Somit erhält man redundant zuordenbare Datensätze mit einem logisch verarbeitbaren Identifikationsschlüssel, dem man auf einfache Weise Informationen zum Aufnahmezeitpunkt und aufnehmenden Antenne entnehmen kann.

Die Trace selber beinhaltet 2048 ganzzahlige Werte und entspricht einer gemessenen Zeit von $2048 \cdot 12,5 \text{ ns} = 25,6 \mu\text{s}$, da mit einer Abtastrate von $f = 80 \text{ MHz}$ aufgezeichnet wird. Hier wurde mit einer Trace-Länge von 2048 *Bin* ein Kompromiss gefunden: Das erwartete Radiosignal ist von kurzer Dauer ($\sim 10 - 100 \text{ ns}$) was mit einem breitbandigen Signal im Frequenzband korrespondiert. Zwar würde eine höhere Auflösung im Frequenzbereich ein besseres Unterscheiden von Radiosignal und Untergrund ermöglichen, jedoch würde eine längere Messzeit ebenfalls mehr Untergrund zum eigentlichen Nutzsignal hinzufügen. In der Roh-Trace sind die Ausgabewerte des ADC abgespeichert. Da es sich hierbei um einen 12Bit ADC handelt sind die Werte ganzzahlig und im Bereich zwischen -2048 und $+2047$.

In den folgenden Kapiteln wird der Begriff *Bin* zur einfachen Beschreibung benutzt. Er steht für den Abtastwert, der bedingt durch einen 12Bit ADC Wandler ganzzahlig ist. Eine Trace besteht somit aus 2048 Werten, den Bins.

Qualitätsschnitte

Der geographische Qualitätsschnitt schränkt auf Schauer ein, deren Zentrum zwischen den Grande-Koordinaten $-50 > X > -420$ und $-30 > Y > -550$ liegen (Koordinaten siehe 2.5). Somit ist gewährleistet, dass eine ausreichende Anzahl an KASCADE-Grande-Detektoren den Schauer aufgezeichnet haben und eine vollständige Rekonstruktion von dieser Seite aus vorliegt.

Als weitere wichtige Schauerparameter werden von KASCADE-Grande Azimut- und Zenitwinkel rekonstruiert: Der Azimutwinkel ist ein Horizontalwinkel, bei dem beginnend von Norden über Osten gezählt wird, so dass ein Gestirn im Norden ein Azimut von 0° , ein Gestirn im Osten ein Azimut von 90° hat. Der Zenitwinkel ist schlicht als ein Winkel eines Punktes unter dem Scheitelpunkt am Himmel definiert, beginnend bei 0° .

Auf beide Winkel wurden keine Qualitätsschnitte angewendet. Die Daten werden jedoch indirekt von der Winkelauflösung von Grande eingeschränkt, welches bis zu einem Zenitwinkel von $\theta < 60^\circ$ misst. Des weiteren wurden nur Schauer analysiert, deren primäre Energie von KASCADE-Grande mit mehr als 10^{16} eV rekonstruiert wurden, da der Detektor erst ab dieser Energie seine volle Effizienz erreicht.

¹mehr Informationen unter <http://root.cern.ch/drupal/>

²Internationale Forschungseinrichtung für Kernphysik siehe <http://public.web.cern.ch/public/>

Zusammenfügen der Daten von KASCADE-Grande und LOPES^{STAR}

Die Datensätze von Grande und LOPES liegen nicht in einer Datenbank vor, da sie aus zwei verschiedenen Quellen stammen und mit verschiedenen Systemen aufgezeichnet werden. Also wurde zur besseren Verarbeitung ein Programm zur Verbindung der Datensätzen aus beiden Experimenten erstellt. Voraussetzung für einen kombinierten Datensatz ist das Vorhandensein der Grande-Rekonstruktionen. Üblicherweise werden diese Rechenzeitaufwändigen Operationen halbjährlich durchgeführt, somit liegen Daten für jüngste Ereignisse noch nicht vor, was den Analysezeitraum weiter einschränkt.

Zuerst wurden die Qualitätsschnitte mittels des Programms “genEventlist” aus den *CosmicRayTools*³ auf den Grande-Datensatz angewendet, um mit dieser Reduktion weiterzuarbeiten - die *CosmicRayTools* wurden im LOFAR-Projekt als Hilfsmittel entwickelt und finden daher auch in der LOPES-Kollaboration Anwendung.

Anschließend wurden die Zeitstempel der aufgenommenen Ereignisse miteinander verglichen, um zueinander gehörende Einträge zu finden. Dabei ist zu beachten, dass die Zeitnahme beider Systeme für das gleiche Ereignis nicht identisch ist. Lediglich ein Trigger-Puls wird von Grande an LOPES per Glasfaser geschickt, welche den Ausleseprozess startet und einen eigenen Zeitstempel vor Ort bildet. Somit verändern interne Verzögerungen in beiden System den später abgespeicherten Zeitpunkt.

In seiner Arbeit beschreibt T. Asch diesen Prozess näher [24] und schränkt den zeitlichen Versatz beider Zeitstempel ein:

$$\Delta t_{coinc} = 819778 \mu s \quad (3.1)$$

Die Verzögerung Δt_{coinc} resultiert aus der Elektronik von KASCADE-Grande, welche auf ein komplettes Auslesen aller betroffener Szintillatoren warten muss, dann einem anschließenden Datentransport zur zentralen Datenerfassung, bei der mittels interner Veto-Logik - bei weniger als sechs messenden Detektoren sowie bei laufendem ANKA-Experiment⁴ darf keine Datenerfassung erfolgen - eine Entscheidung zum Trigger-Puls getroffen wird. Mit der Laufzeit dieses Pulses summiert sich die Verzögerung auf 0,8 Sekunden, was im Vergleich zur eigentlichen Trace-Länge bei LOPES^{STAR} von 26 μs mehrere Größenordnungen mehr ist.

Die durch Signalweg und Entscheidungslogik verursachte Verzögerung Δt_{coinc} wurde als Kriterium gewählt, um die Daten zusammenzuführen. Sie sollte genau der Differenz der Zeitstempel eines KASCADE-Grande-Ereignisses und des dazugehörigen LOPES^{STAR}-Ereignisses entsprechen. Somit liegt zu einem Grande-Eintrag mit den jeweiligen Rekonstruktionen die dazu aufgenommenen und zugeordneten Traces des LOPES-Antennenfeldes vor. Diese Prozedur wurde jeweils für D19 und D30 durchgeführt.

Daraus ergibt sich folgende Übersicht:

Feld	Antennen-typ	externe Trigger	Kanäle	aufgezeichnete Traces	Beginn der Messung	Ende der Messung
D19	SALLA	19747	2 · 2	78988	05.02.2009	26.10.2009
D19	LPDA	19748	2 · 1	39494	05.02.2009	26.10.2009
D30	LPDA	34428	2 · 4	275424	02.01.2009	26.11.2009

Die gesammelten und zusammengeführten Daten liegen in einem *root*-Format vor, welches eine Verarbeitung mittels auf C++-basierenden Programmen ermöglicht. Das Format wurde

³siehe <http://usg.lofar.org/wiki/doku.php>

⁴Synchrotron-Experiment am KIT-Campus Nord

an das LOPES^{STAR}-Datenformat angelehnt und ist in einer Baumstruktur abgespeichert. So befindet sich neben dem Grande-Baum *TGrande* mit x Einträgen der Lopes-Baum *Tevent* mit $x \cdot$ Anzahl der Kanäle \cdot Anzahl der Antennen, sortiert nach dem jeweiligen Antennenfeld D19 oder D30. Weiter enthält die Datenstruktur den Metadatenbaum *Theader* sowie zur Beschreibung der einzelnen Kanaleinstellungen den Baum *Tchannel-profile*.

In der Summe umfassen alle Daten eine Größe von über 100 GB, was eine lange Verarbeitungs- und Analysedauer bedingt.

Das Grande-Zeitfenster

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Verzögerung Δt_{coinc} , welche den Unterschied zwischen den GPS-Zeitstempeln der KASCADE-Grande- und LOPES^{STAR}-Daten zu ein und demselben kosmischen Event darstellt, ist nicht exakt konstant. Eine Restunsicherheit, die T. Asch mit $\delta t_{intern} = \pm 656$ ns festgelegt hat, folgt aus dem geometrischen Einfluss durch den Schauer selbst sowie einer systematischen Komponente.

Da der Pulszeitpunkt innerhalb einer Trace in meiner Arbeit zur Unterscheidung von koinzidentem Puls und Untergrundpuls benutzt wird, ist eine Untersuchung des erwarteten Zeitpunktes und dessen Unsicherheit von Nöten. Später wird diese Unsicherheit als *Grande-Zeitfenster* definiert, innerhalb dessen der Puls eines Schauers erwartet wird.

Zur Abschätzung der Größenordnung betrachtet man das Extrembeispiel des geometrischen Einflusses - Schauer mit 60° Zenitwinkel - und rechnet mit einem Abstand zwischen einem triggernden Containern und einer Antenne von 200 Metern. So erwartet man eine Verzögerung zwischen den korrespondierenden Signalen für einen Schauer mit Zenitwinkel von 60°

$$\delta t_{\text{geometrisch}} = \cos(60^\circ) \cdot \frac{200 \text{ m}}{300 \text{ km/s}} \simeq 0,3 \mu\text{s} \quad (3.2)$$

In der Größenordnung entspricht dies dem oben referenzierten Wert.

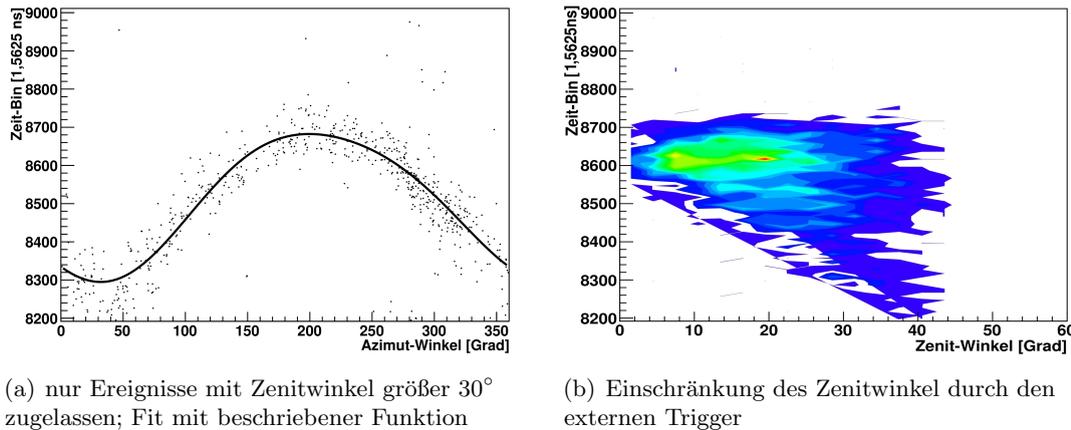


Abbildung 3.1: Darstellung der gefundenen Pulse: gezeigt ist der Pulszeitpunkt in der Trace (im Ausschnitt des Grande-Zeitbereichs) in Abhängigkeit zum Azimut-/Zenitwinkel. Im rechten Schaubild stellen Hellere Farben eine Häufung der Einträge dar

Um das so definierte Grande-Zeitfenster durch die genommenen Daten zu verifizieren und die geometrischen Einflüsse von den Systematischen zu unterscheiden, wurden signifikante Pulse selektiert. In den beiden Schaubildern 3.1 wurden Pulspositionen in der Trace in Abhängigkeit zu ihrem Azimut- bzw. Zenitwinkel der korrespondierenden Schauerrekonstruktion aufgetragen.

Erwartet wird ein geometrischer Einfluss, der durch das rechte Schaubild verdeutlicht ist. Mit zunehmenden Zenitwinkel werden die Pulszeitpunkte relativ zur Mitte der Trace verschoben. Erkennbar auch hier schon eine systematische Grundverzögerung, die sich im Y-Achsenabschnitt zeigt.

Im linken Schaubild wurde zusätzlich die Einschränkung gemacht, nur Schauer mit einem Zenitwinkel größer 30° zuzulassen, da für kleine Zenitwinkel der Azimutwinkel nicht aussagekräftig und für 0° Zenit sogar nicht definiert ist.

Sehr deutlich zu erkennen ist die sinusförmige Abhängigkeit der Verzögerung in der Trace von der Ankunftsrichtung des Schauers im Azimut-System. Um den geometrischen Einfluss zu bestimmen, wurde folgende Fit-Funktion mit fünf Parametern eingesetzt:

$$f = p_1 + p_2 \cdot \sin(\theta + p_3) + p_4 \cdot \sin(2 \cdot \theta + p_5) \quad (3.3)$$

Dem liegen zwei Überlegungen zugrunde: Zum Einen entsteht eine Verzögerung durch den Abstand zwischen Trigger-Hexagon und dem Antennenfeld. Je nach Schauerrichtung erreicht die Schauerfront zuerst das Antennenfeld oder zuerst das Triggerfeld. Dadurch kann die Verzögerung ein positives oder negatives Vorzeichen haben, es entsteht eine 360° -Periodizität. Ein untergeordneter Effekt ist zudem, dass es ebenfalls zu Verzögerungen innerhalb des Trigger-Hexagons kommt, da stets abgewartet wird, bis 6 von 7 Detektoren den Schauer gemessen haben. Dieser Effekt sorgt immer für eine positive Triggerverzögerung mit 180° -Periodizität.

Die Parameter und ihre Fehler wurden gefittet auf

Fit-Parameter	Wert [Bin]	Fehler [Bin]	umgerechneter Wert	umgerechneter Fehler
p1	8508	$\pm 0,5$	494 ns	$\pm 0,8$ ns
p2	193	$\pm 0,7$	302 ns	$\pm 1,1$ ns
p3	4,2	$\pm 0,10$	242°	$\pm 6^\circ$
p4	21,8	$\pm 0,7$	34 ns	$\pm 1,1$ ns
p5	3,3	$\pm 0,10$	189°	$\pm 6^\circ$

Der erste Parameter p1 gibt gerade die systembedingte Verzögerung an, so erhält man eine zeitliche Verzögerung von $0,49 \mu\text{s}$ relativ zur Trace-Mitte. Die Amplitude p2 der dominierenden Sinus-Abhängigkeit entspricht der Laufzeit der Schauerfront zwischen Antennenfeld und Triggerfeld, und umgerechnet einer Distanz von 90 m. Die Phase p3 zeigt die Orientierung der Verbindungslinie zwischen Antenne und Trigger-Hexagon, der Wert von 242° führt zu einem Minimum bei 28° . Dies folgt genau unserer Erwartung, da eine Schauerfront aus nord-östlicher Richtung zuerst die Antenne erreicht. Die Parameter p4 und p5 beschreiben den untergeordneten Effekt innerhalb des Trigger-Hexagons, p4 entspricht dabei einer effektiven Ausdehnung von etwa 9 m, p5 der Ausrichtung im Raum.

Aus diesen Fakten ziehe ich die Schlussfolgerung, dass die Verzögerung der Pulse δt_{intern} sich aus folgenden Komponenten zusammensetzt:

Aus dem systematisch bedingten Versatz $\delta t_{\text{systematisch}}$ und einem winkelabhängigen Versatz $\delta t_{\text{geometrisch}}$, der sich aus dem führenden Term p2 und dem Term zweiter Ordnung p4 zusammensetzt. Hinzu kommt eine statistische Unsicherheit $\delta t_{\text{statistisch}}$ die aus der Breite der Verteilung abgelesen werden kann.

$$\delta t_{\text{intern}} = \delta t_{\text{systematisch}} \pm \delta t_{\text{geometrisch}} \pm \delta t_{\text{statistisch}} \quad (3.4)$$

$$\delta t_{\text{intern}} = (0,5 \pm 0,3 \pm 0,1) \mu\text{s} \quad (3.5)$$

3.2 Die Signalaufbereitung

Untergrundunterdrückung

Das Nutzband von kosmischen Radioschauern liegt zwischen einigen MHz bis 100 MHz. Jedoch sind sie nicht die einzigen Erzeuger messbarer Radiosignale in diesem Bereich, sondern auch Störungen von TV- und Radiosendern, Industrie oder das galaktische Rauschen tragen zum Untergrund bei (s. Abb. 3.2).

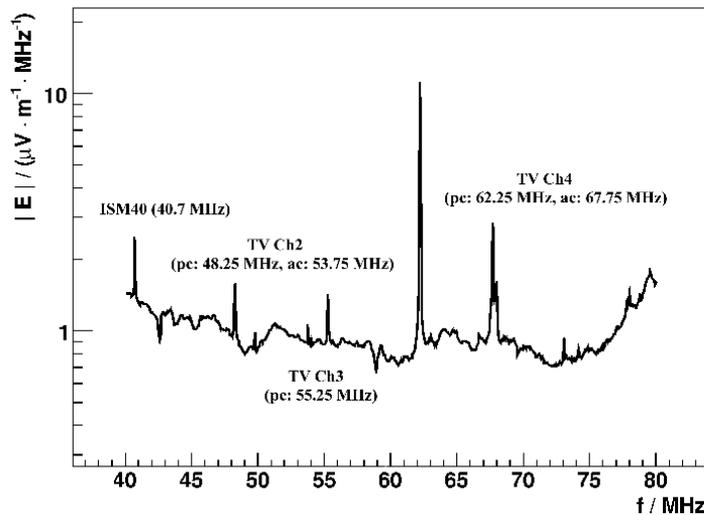


Abbildung 3.2: Gemessenes Frequenzband des Hintergrundes am KIT-Campus Nord mit Spitzen durch Ton-/Bildträger von TV-/Radiosendern [24]

Man kann drei Arten von Untergrund-Signalen - sie werden **R**adio **F**requency **I**nterference (RFI) genannt - unterscheiden:

Die Einen haben im Zeitbereich eine scharfe Spitze und sind breitbandiger Natur. Da sie vergleichbare Eigenschaften wie das Nutzsignal haben, lassen sie sich erst durch eine Pulsform-Charakterisierung mithilfe von Statistik identifizieren und unterdrücken. Die anderen Signale stammen von monofrequenten Quellen, und haben daher eine deutliche Spitze im Frequenzbereich. Durch eine Veränderung der Amplitude unter Beibehaltung der Phase kann diese RFI unterdrückt werden (s. Abb. 3.3).

Zur dritten Art gehört das omnipräsente galaktische Rauschen, welches breitbandiger Natur ist und zu höheren Frequenzen in ihrer Rauschtemperatur abfällt. Die Rauschtemperatur variiert mit der Tageszeit und ist außerdem Richtungsabhängig. Das galaktische Rauschen stellt die untere Sensitivitätsgrenze für empfangende Systeme dar.

Um diesen Untergrund zu filtern kann man verschiedene Strategien anwenden. Eine naheliegende Methode ist der Einsatz eines Kerbfilters. Dieses Filter unterdrückt vorher festgelegte schmale Frequenzbereiche und ist daher als konservative Methode anzusehen. Zwar lässt sich dieses Filter digital relativ einfach realisieren - unter Einsatz eines *finite impulse response filter* (FIR-Filter), also eines Filters mit endlicher Impulsantwort - jedoch liegt ein klarer Nachteil in der Inflexibilität. Da es vorher auf bestimmte Frequenzen festgelegt ist und nicht adaptiv agieren kann, ist es bei zeitlich wechselndem Untergrund unpraktisch.

Es sind drei weitere Methoden zur Unterdrückung ungewollten Untergrunds denkbar:

Bei der *median*-Methode wird im Frequenzband über die Amplitude ein gleitendes Fenster zur Ermittlung des jeweiligen Medians gezogen. Die Original Amplitude wird durch diese erhaltenen Werte normiert und zusammen mit der unveränderten Phase mittels inverser Fourier-Transformation in den Ortsraum transformiert. Kurz gesagt glättet diese Methode das Frequenzband.

Die *cut-off*-Methode berechnet den Median der gesamten Amplitude und ersetzt Ausreißer durch diesen Wert. Die so erhaltene Amplitude wird mit der unveränderten Phase in den Ortsraum zurücktransformiert. Das Frequenzband behält also seine Wellenform, jedoch ohne Ausreißer.

Das *Optimalfilter* dient zur optimalen Bestimmung des Vorhandenseins der Amplitude oder der Lage einer bekannten Signalform in Gegenwart von weißem Rauschen. Dazu muss das interne Rauschen genau bekannt sein sowie die Filterantwort des Systems, um auf die ursprüngliche Form schließen zu können. Außerdem wird der Untergrund über einen längeren Zeitraum gemittelt aufgenommen um - verrechnet mit Filterantwort und gemessener Trace - auf ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis zu kommen.

Grundsätzlich liegt ein Nachteil in der Wirkweise des *median*- und des *cut-off*-Filters, da beide als nicht-Linear Operationen arbeiten. So treten z.B. bei Doppelpulsen oder bei geringen Trägern Probleme auf. So kann bei Anwendung der Filter auf weißes Rauschen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis sogar schlechter werden (siehe auch [25]).

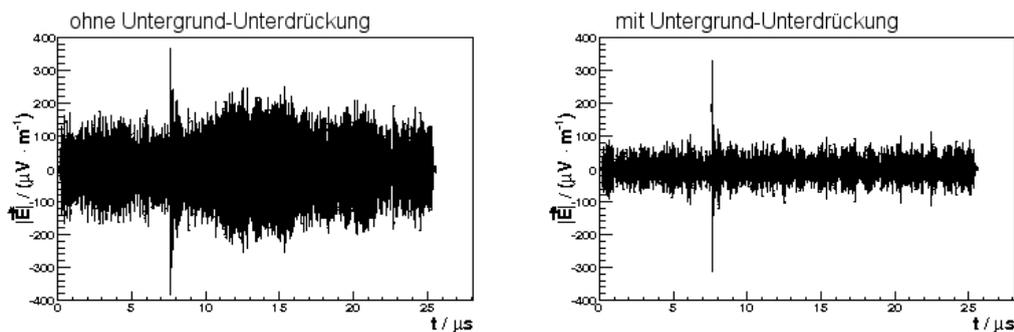


Abbildung 3.3: Beispiel für den Einfluss einer effektiven RFI-Unterdrückung auf eine Trace, Darstellung im Ortsraum [24]

Das Optimalfilter bietet sich daher an, da es mit linearen Operationen arbeitet. Jedoch ist die Verwendung mit nichtkontinuierlichen Traces nicht möglich und in dieser Arbeit nicht implementiert, daher wird der Vergleich nur zwischen den beiden anderen Methoden gezogen. Dazu sei auf das Kapitel 4.2 verwiesen.

Upsampling

Das Nyquist-Shannonsche Abtasttheorem [26] besagt, dass ein kontinuierliches, bandbegrenztes Signal mit Frequenzen zwischen 0 Hz und f_{max} , mit einer Frequenz größer als $2 \cdot f_{max}$ abgetastet werden muss, damit man aus dem so erhaltenen zeitdiskreten Signal das Ursprungssignal ohne Informationsverlust exakt rekonstruieren oder beliebig genau abschätzen kann.

Eine Vereinfachte Darstellung findet sich in der Bedingung $f_{abtast} > 2 \cdot f_{Bandbreite}$, bezeichnet als Bandpassunterabtastung. Dabei werden mittels Bandpassfilter die unerwünschten Frequenzen entfernt, die Bandbreite und somit die Abtastrate bestimmt sich nun aus $f_{Bandbreite} = f_{Obergrenze} - f_{Untergrenze}$. Im Falle von LOPES^{STAR} sind diese Bedingungen nicht exakt erfüllt. Zum einen handelt es sich faktisch nicht um kontinuierliches Signal, zum anderen arbeitet der Bandpassfilter zwar zwischen 40 und 80 MHz, jedoch fallen die

Filterkanten so ab, dass der -3 dB-Punkt außerhalb der Nyquist-Zone liegt. Da der ADC mit einer Rate von 80 MHz abtastet, kann man im engen Sinne nicht von Unterabtasten sprechen.

Man kann durch Anwenden des *zero-padding* (Hinzufügen von Nullen) Information wiederherstellen: Da das Bandfilter für Frequenzen kleiner 40 MHz und Frequenzen größer 80 MHz das Signal abgeschnitten hat, kann durch Hinzufügen von Nullen - dies stellt keine Verfälschung des Signals dar, es werden nur Informationen hinzugefügt, die bereits implizit im System vorhanden sind - das Frequenzband bis zur nächsten Nyquistzone aufgefüllt werden. So hat das Signal im Ortsraum nach der inversen FFT durch die effektive Erhöhung der Bandbreite mehr Stützstellen, dadurch wird das eigentliche Signal exakter beschrieben als das unterabgetastete Signal. Für die Analyse der Daten wurde digital ein Upsampling mit Faktor 8 verwendet, also eine Verachtfachung der Bandbreite auf 640 MHz.

Die Vorteile dieser Methode liegen in der niedrigen Menge an unterabgetasteten Daten, aus denen im Nachhinein das eigentliche Signal rekonstruiert werden kann. Zudem kann für die Aufnahme unterabgetasteter Signale eine Elektronik verwendet werden, die auf niedrigen Stromverbrauch ausgelegt ist und durch niedrige Anschaffungskosten besticht.

Systematische Korrekturen

Im Antennenfeld D19 lässt sich ein Vergleich der Antennentypen LPDA und SALLA gut durchführen, da beide eingesetzt wurden und somit eine Überschneidung ihres Detektionsgebietes stattfindet. Ein möglicher Schauerkandidat mit ausreichend hoher Energie und lateraler Ausbreitung sollte so in allen aufgenommenen Kanälen sichtbar sein. Nach der Identifizierung wäre so ein direkter Vergleich der Antennen möglich.

Im folgenden Schaubild habe ich durch einen simplen Maximum-Finder für jede aufgenommene Trace im Antennenfeld D19 den Zeitpunkt des jeweiligen Maximums aufgetragen. Dabei unterschieden wird der jeweilige Kanal (28-35) und somit Standort und Bauart der signalempfangenden Antenne (s. Abb. 3.4). Für die Darstellung habe ich einen *Scatter-Plot* gewählt, dessen Eigenschaften zu beachten sind: Sowohl die X- als auch die Y-Achse werden in gleiche Bereiche unterteilt. Somit entsteht ein gleichmäßiges Raster. Liegt ein Messwert innerhalb eines so definierten Rechtecks, wird er zufällig in diesen Bereich als Punkt gezeichnet. So können scharfkantige Rechtecke im Schaubild entstehen, was der Art des *Scatter-Plot* zu Schulden liegt.

In den folgenden Auswertungen wird ein wichtiger Effekt ausgenutzt: die Messung von $\text{LOPES}^{\text{STAR}}$ läuft eigentlich permanent, jedoch wird erst durch einen eingehenden Trigger-Puls die Aufzeichnung gestartet. Somit liegt der Radiopuls mit der oben beschriebenen Unsicherheit in der Mitte der aufgezeichneten Trace. Ein fest eingestellter Wert gibt dem System an, wie viel Zeit vorher und nachher aufgezeichnet werden soll. Realisiert ist das durch einen Ringspeicher, der genug Nachlaufdaten hält. Im Schaubild hebt der grün markierte Bereich den Zeitbereich (*Grande-Zeitfenster*) hervor, in dem Radio-Pulse von kosmischen Schauern erwartet werden. Erwartet wird neben einer starken Häufung in eben jenem Bereich eine gleichmäßig schwache Verteilung von Maxima zu anderen Zeitpunkten, da von einem Gaußschen Störuntergrund ausgegangen wird.

Rot markiert sind solche Bereiche, welche unter diesen Gesichtspunkten auffällig sind: zum Ersten sind die Überbetonung der Randbereiche in jeder Trace markant. Da der externe Trigger von Grande immer in einem relativ konstanten Fenster in der Mitte jeder Trace auslöst und die Trace dominiert, sollte der Randbereich ausgenommen von Nutzsignalen sein. Aus dem Plot wird klar, dass hier mit Störeffekten zu rechnen ist (s. Kapitel 3.2). Auch fällt der Bereich um *Bin* 1600 in den Traces auf, die aus den CTR-Antennen stammen (Kanal 28, 29, 34, 35). Es handelt sich dabei um Antennen, die in direkter Nachbarschaft

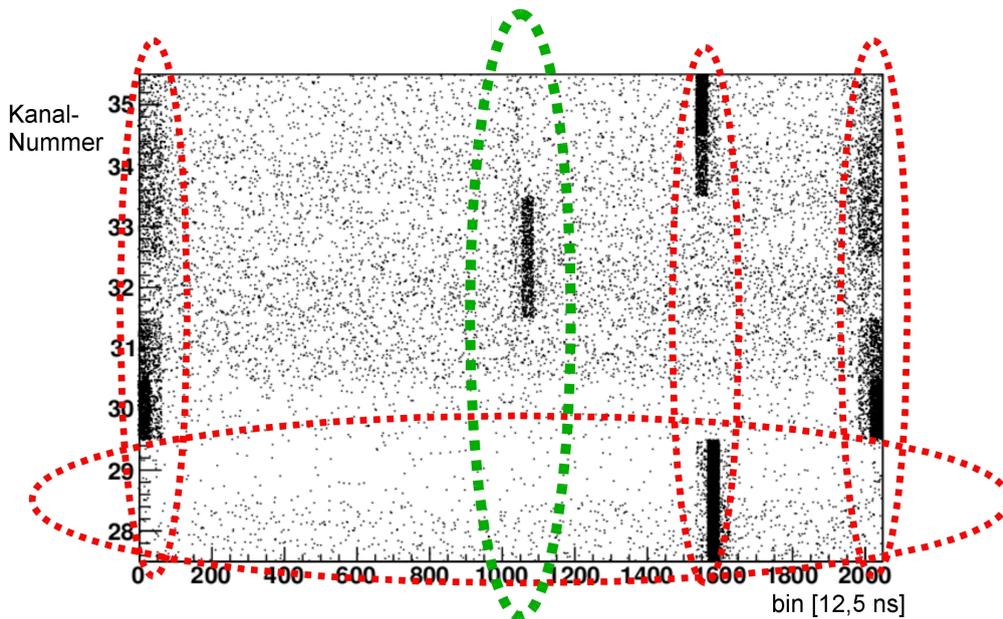


Abbildung 3.4: Scatter-Plot der Maxima von jeder aufgenommenen Trace (dargestellt durch jeweils einen Punkt), zu ihrem Kanal und der jeweiligen Antenne zugeordnet.
Rote Markierung: Störsignale/fehlerhafte Trace;
Grüne Markierung: akzeptierter Zeitbereich für Pulse

zum KASCADE-Grande-Container aufgestellt wurden, also in der Nähe zur messenden digitalen Elektronik von KASCADE-Grande und LOPES selber. An dieser Stelle der Trace scheinen sich Maxima zu häufen, was ebenfalls nicht zu erwarten war.

Das Augenmerk fällt auch auf die kompletten Traces der Kanäle 28 und 29. Hier scheinen sich die Maxima stärker um das *Bin* 1600 zu häufen als in anderen Kanälen. Zwar hat jede Antenne durch einen anderen Standort auch eine leicht unterschiedliche Untergrundbedingung (benachbarte Infrastruktur als Quelle für Störpulse), jedoch kann ebenfalls ein Hardware-Defekt der Antenne oder des Signalweges vorliegen, was zu überprüfen ist.

Es wurde schließlich ein kompletter Test der Hardware durchgeführt, um einen fehlerfreien Betrieb zu gewährleisten. Alle Kabel wurden vermessen, um mögliche Defekte ausfindig zu machen. Dafür wurde ein Reflexions-Test angewendet, der die Reflexion am Ende des Kabels ausnutzt. Dabei wichtig ist der Reflexionsgrad ρ , welcher sich aus Abschlussimpedanz Z_T und Wellenwiderstand des Kabels Z_0 definiert zu:

$$\rho = \frac{Z_T - Z_0}{Z_T + Z_0} \quad (3.6)$$

Folgende Vorgehensweise wurde eingesetzt: Am Ende des Kabels wurde ein Frequenzgenerator, der ein Rechtecksignal in das Kabel einspeist, und ein Oszilloskop zur Messung angeschlossen. Das andere Ende des Kabels wird offen gelassen. Liegt ein fehlerfreies Kabel vor, kann man auf dem Oszilloskop eine Treppenfunktion mit zwei Sprungpunkten erkennen, dessen mittlere Stufe in der Breite genau der zweifachen Signallaufzeit im Kabel entspricht. Der Frequenzgenerator erkennt am zurücklaufenden Signal eine ∞ Impedanz und regelt nach. Bei angeschlossenem Abschlusswiderstand mit 50Ω erhält man nur eine Stufe. Liegt nun eine Störung im Kabel vor, erhält man eine Rechteck-Funktion mit der Breite der doppelten Laufzeit bis zur Störstelle, die man so relativ genau ausmachen kann. Da durch den Kurzschluss $Z_T = 0\Omega$ ist, wird der Reflexionskoeffizient gerade zu -1 , die rücklaufende Welle interferiert destruktiv.

Durch eine weitere Software-Korrektur werden die unterschiedlichen Kabellängen (verwendetes Kabel: RG213) berücksichtigt: Durch die Permittivität des verwendeten Dielektrikums verringert sich die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit (Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 300 \cdot 10^6$ m/s) durch den so genannten Verkürzungsfaktor, dem Kehrwert der Quadratwurzel der Primitivität. Für das als Kabeldielektrikum verwendete Polyethylen mit $\epsilon_r = 2,25$ ergibt sich ein Verkürzungsfaktor von knapp 0,667. Damit beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit rund $200 \cdot 10^6$ m/s und die Verzögerungszeit berechnet sich zu ungefähr 5 ns pro Meter Kabel (zum Vergleich: im Vakuum nur etwa 3,33 ns pro Meter).

Folgende Laufzeiten wurden bei den Messungen ermittelt:

Kanal	28	29	30	31	32	33	34	35
Laufzeit [ns]	1037	1036	1040	1035	1044	1031	152	153
Status	defekt	defekt	intakt	intakt	intakt	intakt	intakt	intakt

Bei der Vermessung der Kabel wurde in Kanal 28 und 29 ein Kurzschluss festgestellt, daher werden beide Kanäle im Folgenden verworfen. Angemerkt sei noch, dass in beiden Kanälen um die *Bin* 1600 zwar ein Signal zu sehen ist (s. Abb. 3.4), was jedoch nicht im Widerspruch zum Kurzschluss steht, welcher sich am Ende des Kabels an der Antenne befindet. Das Kabel selber sieht weiterhin Störsignale und fungiert so als Detektor, während das eigentliche Nutzsinal der Antenne nicht durch das Kabel übertragen wird.

Dieses Störsignal in beiden Center-Antennen (Kanal 28, 29, 34, 35) um die *Bin* 1600 konnte als solches durch Vergleich mit Daten aus den Antennen-Felder D30 und D17 identifiziert werden: Im Detektor-Layout in D19 wurden beide Center-Antennen sehr dicht an den Grande-Container gestellt, vergleichbar mit der CTR-Antenne von D17. In allen sechs Polarisierungen und ihren Traces kann man eine deutliche Häufung im Bereich 1600 erkennen - in den restlichen 18 Traces nicht. Der Untergrund durch die LOPES- und Grande-Elektronik, welche nach einem eingegangenen Trigger mit einer konstanten Verzögerung einsetzt, ist in den containernahen Antennen zu sehen. Um ein falsches Triggern zu verhindern, wird dieser Bereich in allen Traces aus diesem Grund verworfen.

Am Ende des Hardwaretest wurden sowohl die eingesetzten LNA als auch die Filterboards überprüft und ihr fehlerfreier Status festgestellt.

Tukey-Fensterfunktion

Für die Analyse der Daten wird der **FastFourierTransform**-Algorithmus (FFT) verwendet, der eine Transformation vom Zeit- in den Frequenzraum und entsprechend zurück, ermöglicht. Dabei wird ausgenutzt, dass die Energie des Signals im Zeitbereich gleich der Energie im Frequenzbereich ist (siehe auch [27]).

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 d\omega \quad (3.7)$$

Eine Manipulation kann im Frequenzbereich vorgenommen werden, um z.B. monofrequente Störträger zu entfernen, und danach wieder in den Ortsraum zurücktransformiert werden. Der Vorteil dieser Methode liegt in der adaptiven und zeitvariablen Umsetzung (s. Kapitel 3.2). Nachteilig ist die komplizierte Umsetzung in Hardware mittels eines FPGA, im Vergleich mit einem Kerbfilter.

In unserem Fall liegen nichtperiodische Traces vor, die mittels FFT werden. Der Algorithmus erzeugt sich durch aneinanderfügen der vorliegenden Trace eine virtuelle Trace, die unendlich lang ist. Entspricht die Tracelänge nicht der Periodendauer von im Signal enthaltenen Frequenzen, oder deren ganzzahligen Vielfachen, beeinflussen die so erzeugte Seitenbänder

das diskrete Spektrum durch das Auftreten zusätzlicher Frequenzkomponenten. Man spricht von dem so genannten *Leakage*-Effekt [28]. Durch Multiplikation der Trace im Zeitbereich mit einer bekannten Fensterfunktion kann dieser Effekt unterdrückt, jedoch nicht vermieden werden. Das Signal wird hierbei meist am Fensterbeginn eingebledet und am Fensterende ausgebledet.

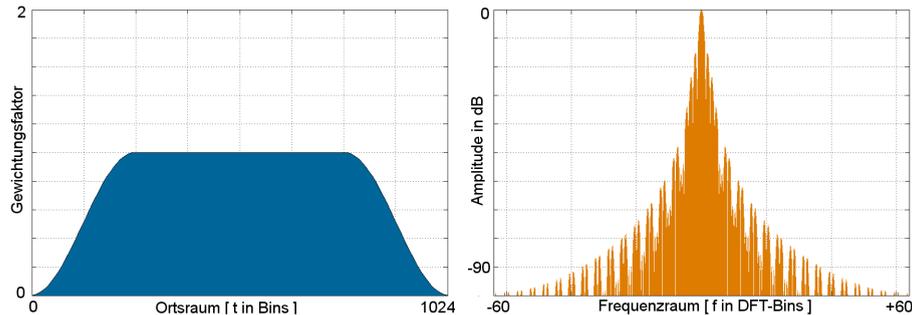


Abbildung 3.5: Wirkweise einer simulierten Tukey-Fensterfunktion mit $\alpha = 0,5$: im Ortsraum (links) sind Randbereiche der Amplitude unterdrückt, der Mittelbereich bleibt unbeeinflusst. Im Frequenzraum (rechts) bleibt die Hauptfrequenz unbeeinflusst, Nebenbänder werden unterdrückt.

Die bekanntesten Fenster-Funktionen sind Gauß, Hamming und Hann-Fenster, ihre Funktionsweise und ein direkter Vergleich kann unter [29] nachgelesen werden. In unserem Fall wird eine Spezialform des Hann-Fensters eingesetzt, das sog. Tukey-Fenster. Es wird auch als Kosinus-Fenster bezeichnet, da man es mit einem Kosinusbogen mit der Breite $\frac{\alpha N}{2}$ beschreiben kann, der mit einem Rechteck-Fenster der Breite $(1 - \frac{\alpha}{2}) N$ gefaltet wurde. Bei $\alpha = 0$ wird es rechteckig, ab $\alpha > 1$ geht es in ein Hann-Fenster über.

Es folgt der Funktion

$$w_0(n) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\pi \left(\frac{2n}{\alpha N} - 1 \right) \right) \right] & \text{für } 0 \leq n \leq \frac{\alpha N}{2} \\ 1 & \text{für } \frac{\alpha N}{2} \leq n \leq N \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right) \\ \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\pi \left(\frac{2n}{\alpha N} - \frac{2}{\alpha} + 1 \right) \right) \right] & \text{für } N \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right) \leq n \leq N \end{cases} \quad (3.8)$$

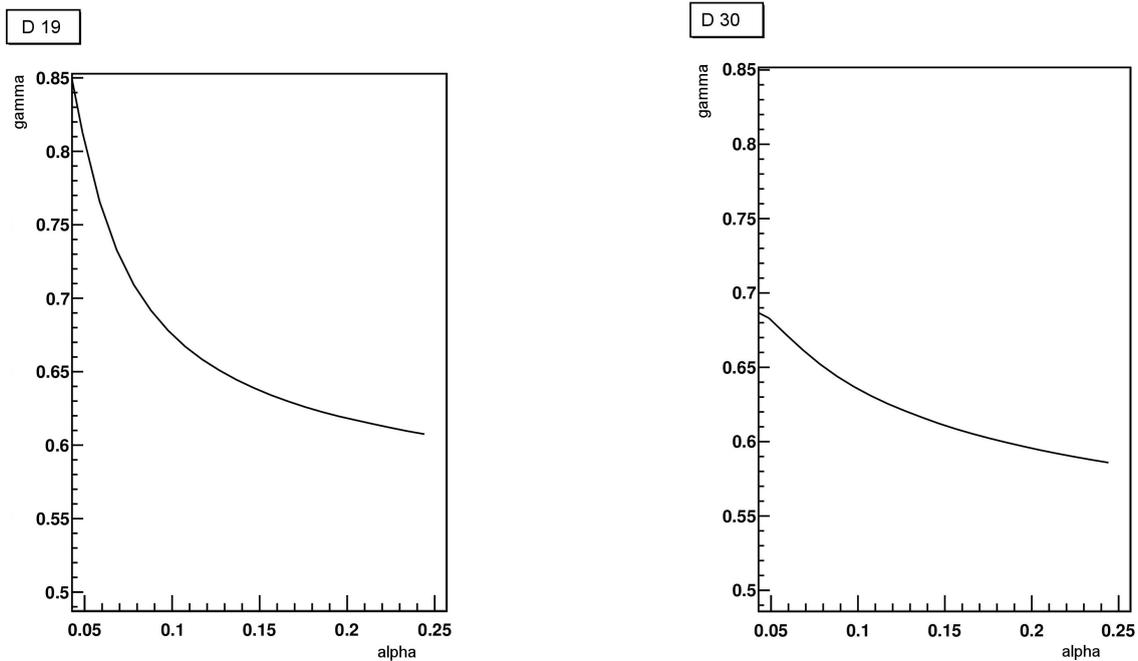
Durch geschickte Wahl von α unterdrückt man die Endbereiche der Trace möglichst stark, wobei möglichst viel vom eigentlichen Nutzbereich unbeeinflusst bleiben soll (s. Abb. 3.5).

Um möglichst wenig Information in den Traces zu unterdrücken und den unterdrückten Bereich möglichst klein zu wählen, habe ich jeweils für D19 und D30 über alle Traces ein Tukey-Fenster mit variierender Breite angewendet. Den unterdrückten Bereich habe ich anschließend durch die Werte eines Vergleichs-Fensters, in dem keine Randeffekte und keine Unterdrückung vorliegen, geteilt.

$$\gamma = \frac{\text{Unterdrückter Bereich}}{\text{Fenster mit gleicher Breite an beliebiger Stelle}} \quad (3.9)$$

Da eine symmetrische Sinusfunktion beim Tukey-Fenster zum Einsatz kommt, die im Mittel den Wert $1/2$ beisteuert, erwarten wir als Ergebnis für den Quotienten einen Wert der sich für größer werdende α an $0,5$ annähert (s. Abb. 3.6).

Dabei ist der Wertebereich für α zwischen $0,05$ und $0,25$ absichtlich gewählt, da für kleiner Werte statistische Schwankungen den Effekt dominieren, für größere Werte der unterdrückte Bereich zu stark in die Trace hineinragt. Für die weitere Analyse wurde ein Wert von



(a) Auswertung für D19 (SALLA-Antennen)

(b) Auswertung für D30 (LPDA-Antennen)

Abbildung 3.6: Einfluss der Tukey-Fensterfunktion auf den Seitenbereich der Trace;
Aufgetragen ist der Unterdrückungsfaktor γ über der Flankenbreite α des Tukey-Fensters

$\alpha = 0.17$ gewählt, da er sich für die Datensätze als ein guter Kompromiss herausgestellt hat.

Nach der Korrektur durch das Tukey-Fenster erkennt man im Vergleich zum Schaubild 3.4 den gewünschten Effekt in Abbildung 3.7:

Der grüne Bereich, in dem das getriggerte Radio-Ereignis erwartet wird, ist stärker ausgeprägt als vorher. Durch die Korrekturen der unterschiedlichen Kabellängen (rote Markierung) und dem Leakage-Effekt in den Randbereichen kann der simple Maximum-Finder mehr Ereignisse vom Untergrund unterscheiden. Defekte Kanäle werden aus der laufenden Analyse ausgeschlossen.

Diese Modifikationen entsprechen auch eher den Messbedingungen eines selbstgetriggerten Systems, da zum einen nicht von einer zusätzlichen Störung durch ein parallel betriebenes nahes Experiment ausgegangen wird, dessen Störpulse koinzident mit einem kosmischen Ereignis vorkommen. Zum anderen läuft ein selbstgetriggertes System im Dauerbetrieb und nimmt somit eine kontinuierliche Trace auf, daher kommen dort keine Störeffekte wie der Leakage-Effekt vor, die das eigentliche Triggern erschweren.

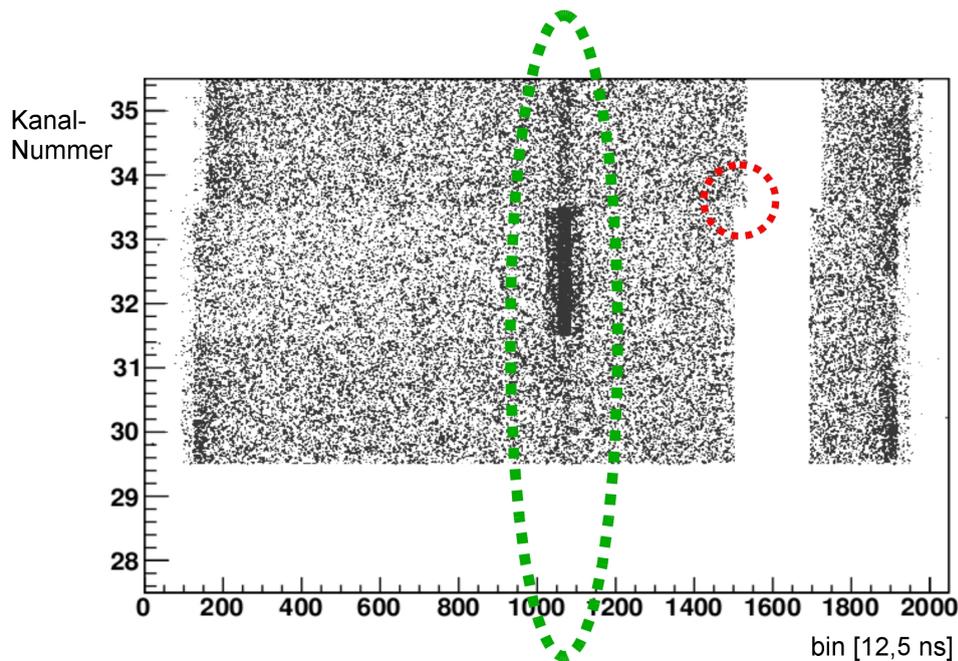


Abbildung 3.7: Scatter-Plot der Maxima von jeder aufgenommenen Trace (dargestellt durch jeweils einen Punkt) nach Korrekturen.
rote Markierung: Auswirkung der unterschiedlichen Kabellängen;
grüne Markierung: akzeptierter Zeitbereich für Pulse

Einhüllendenbildung

Aufgrund der Tatsache, dass breitbandige Untergrundsignale nur durch ihre charakteristische Form im Ortsraum von Radiosignalen zu unterscheiden und somit zu unterdrücken sind, ist eine Pulsformbestimmung notwendig.

Jedoch entspricht die Form der aufgezeichneten Trace der Filterantwort des eingesetzten Bandpass-Filters und kann mit Ausschlägen um einen Nullpunkt beschrieben werden. Ein Puls mit mehreren *Bin* Länge besitzt also ADC-Einträge mit negativen und positiven Werten. Die Einhüllende stellt eine Verbindung der Maximalwerte dieser Oszillationen dar, verschiedene Methoden zu Einhüllendenbildung sind denkbar.

Die naheliegendste Methode besteht aus einer Betragsbildung im Ortsraum und anschließendem Anwenden eines Tiefpassfilters. Dies ist relativ einfach realisierbar, da es in der Nachrichtentechnik als Standardmethode verwendet wird. Die Nachteile dieser Methode liegen unter anderem in der falschen Bewertung kurzer Pulse. Eine weitere Methode ist die Hilbert-Transformation, welche in der vorliegenden Arbeit benutzt wird. Zwar ist der Rechenaufwand vergleichsweise hoch, jedoch werden steile Flanken und kurze Pulse amplitudentreu abgebildet.

Für eine korrekte Berechnung des Einhüllendensignals ist die Kenntnis über den Real- und Imaginärteil der betrachteten komplexen Schwingung notwendig. Da nur der Realteil gemessen werden kann, wird als Ersatz für den Imaginärteil die Hilberttransformierte des Signals benutzt, die einer Phasenverschiebung um $\frac{\pi}{2}$ entspricht. So werden die Schwingungsmaxima auf die Position der eigentlichen Nulldurchgänge geschoben. Die Einhüllende berechnet sich dann als komplexer Betrag aus dem originalen Signal und seiner Hilberttransformierten (s. Abb 3.8).

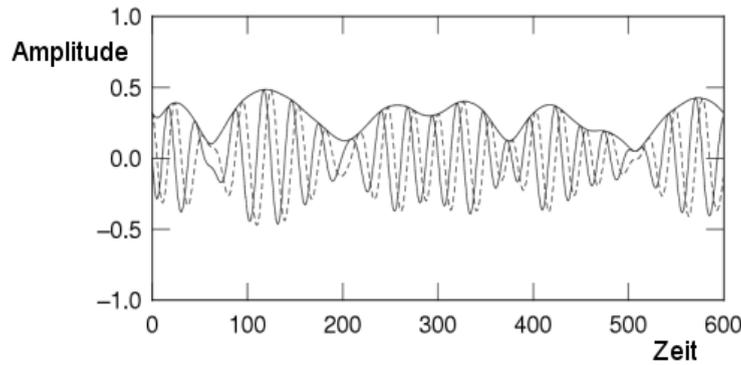


Abbildung 3.8: *gestrichelt*: Original-Signal *durchgezogen*: Einhüllende mittels Hilbert-Transformation

3.3 Der robuste Pulsfinder

Nach der Aufbereitung, die im vergangenen Kapitel beschrieben wurde, erfolgt die Identifizierung eines interessanten Puls-Kandidaten durch einen Einzelkanal-Trigger. Da der Untergrund in der Zeitskala der Trace als relativ konstant angesehen werden kann, jedoch in größeren Zeitintervallen variiert, wird für jede Trace dynamisch das quadratische Mittel (RMS) gebildet. Davon abhängig lässt sich die Schwelle definieren, über der ein lokales Maximum Werte aufweisen muss, um in nähere Betrachtung gezogen zu werden.

Definiert ist das *RMS* für N ADC-Werte durch

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (Amp_i - \overline{Amp})^2} \quad (3.10)$$

Hier ist \overline{Amp} das arithmetische Mittel der gemessenen ADC-Werte, welches sich durch Kalibrierung der ADC auf 0 reduziert.

Bei der Mittelwertbildung wird der Radiopuls mit eingerechnet, da er im Vergleich zur Länge der Trace klein ausfällt und somit den Mittelwert nicht dominiert. Es ergibt sich:

$$Schwelle = RMS \cdot x \quad (3.11)$$

Die mit x bezeichnete Konstante wird im Kapitel 4.2 mittels Statistik quantitativ erarbeitet.

Mithilfe dieser definierten Schwelle wurde ein Puls-Finder-Algorithmus entwickelt, der verschiedenen Aspekte berücksichtigen muss:

- der Algorithmus sollte sensibel im Schwellenbereich sein - ein Puls, der mehrere Maxima besitzt, weil seine Flanke nicht kontinuierlich steigt oder sinkt, darf nicht mehrfach als Puls gezählt werden. Zumal die Trace nach der Einhüllendenbildung keinen perfekt glatten Welligkeit besitzt. Realisiert wird dieses Kriterium durch ein Fenster, dass beim Finden eines lokalen Maximums ausgelöst wird und für die Dauer eines typischen Radiopulses (100 ns) kein erneutes Maximum zulässt, welches kleiner ist als das zuvor Gefundene. Ein größeres Maximum startet das Fenster neu und wird als neues lokales Maximum markiert.
- des Weiteren sollten Mehrfach-Pulse, die einer Untergrundquelle zuzuordnen sind, nicht als Kandidaten markiert werden. So können periodisch auftretende, breitbandige Untergrundquellen aussortiert werden.

Um die Qualität des Algorithmus zu testen nutzt man aus, dass in der LOPES-Trace das von Grande parallel detektierte Schauerereignis sich nur um die Mitte der Trace befinden

kann. So wird ein Fenster definiert, welches von der Mitte der Trace beginnend eine Breite von $0,9 \mu\text{s}$ hat. Dies repräsentiert genau die zeitliche Varianz des Trigger-Puls von Grande, mit der dieser bei LOPES eintrifft (s. Kapitel 3.1).

Entscheidet der Trigger, dort einen Puls gefunden zu haben, ist er als ein mit Grande korrelierter Puls zu bezeichnen. Zusätzlich kann so auch erkannt werden, dass der Schwellwert-Trigger außerhalb dieses Fensters eine Falschentscheidung getroffen hat.

3.4 Die Koinzidenz-Bildung

Nachdem der Einzelkanal-Trigger interessante Kandidaten selektiert hat, ist eine Koinzidenz-Überprüfung mit den KASCADE-Grande-Rekonstruktionen unerlässlich um weiter einzugrenzen, ob es sich dabei um ein Radiosignal eines kosmischen Schauers handelt. Ein Radiosignal sollte in den meisten Fällen in mehreren Antennen sichtbar sein, zumal eine Richtungsrekonstruktion des Schauers erst möglich ist, wenn drei oder mehr Antennen zugehörige Signale detektiert haben.

Es wird der erste Kandidat und dessen Trace als Bezugspunkt zu den anderen Antennen gesetzt und der zeitliche Versatz der Pulse zueinander bestimmt. Daraus lässt sich ein Richtungsvektor berechnen, der genau dem Normalenvektor der Schauerebene entspricht. Mittels Hessesche Normalenform kann diese Ebene parametrisiert werden, welche im System der Erde in die Vergleichswerte Azimut- und Zenit-Winkel umgerechnet werden kann. Da KASCADE-Grande die Rekonstruktion der Winkel für jeden Schauerkandidaten liefert, kann der direkte Vergleich zeigen, ob der Trigger einen Radiopuls identifiziert hat.

Eine abgewandelte Methode wird zur Verifizierung von koinzidenten Antennen-Signalen in zwei Antennen verwendet, da im D19-Array zum Vergleich reiner SALLA-Daten nur die Daten aus zwei Antennen vorliegen. Hier kann also keine Winkel-Rekonstruktion durchgeführt werden, jedoch kann aus den von KASCADE-Grande rekonstruierten Daten ein erwarteter Unterschied in den Pulszeitpunkten der beiden Antennen errechnet werden. Werden in beiden Antennen Pulse innerhalb des Grande-Zeitfensters gefunden und haben diese Pulse den errechneten Zeitversatz, kann von einem Radiopuls eines Kosmischen Teilchenschauers als Ursprung ausgegangen werden.

Zusammengefasst hat man drei Grade der Koinzidenz: zuerst eine Einzelkanal-Koinzidenz zwischen gefundenem Puls und den KASCADE-Grande-Daten, wobei sich der Puls innerhalb des erwarteten Zeitfensters befinden muss. Dann eine Mehrantennen-Koinzidenz, bei der Puls-kandidaten mehrerer Antennen eine plausible Zeitdifferenz haben müssen. Insbesondere können durch die gewählte Koinzidenzzeit große Zenitwinkel und horizontale Störpulse ausgeschlossen werden. Die stärkste Koinzidenzforderung ist, dass der rekonstruierte Ankunfts-winkel des Radiopulses mit der KASCADE-Grande-Rekonstruktion übereinstimmt.

Die im vergangenen Kapitel vorgestellten Methoden und Erläuterungen haben zu einem besseren Verständnis des Detektors geführt und waren notwendig, um eine korrekte Analyse der Daten zu gewährleisten. Notwendig ist die genaue Überprüfung der Qualität der Daten, weil kein Logbuch für den Detektor vorhanden ist. So können Wartungszeiträume, der Austausch von Hardware, Änderung von Konfigurationen oder besondere Vorkommnisse nur indirekt und mit Mühe aus den Daten abgeleitet werden.

4. Folgerungen

4.1 Homogenität der Antennenfelder

Nicht nur durch die Konfiguration des Antennenfeldes D19 mit zwei unterschiedlichen Antennentypen ist die Untersuchung der Homogenität des Arrays notwendig. Auch ist durch die am KIT Campus Nord beheimatete Infrastruktur und deren erzeugtem Untergrund anzunehmen, dass der Standort einer Antenne einen starken Einfluss auf deren gewonnene Daten nimmt.

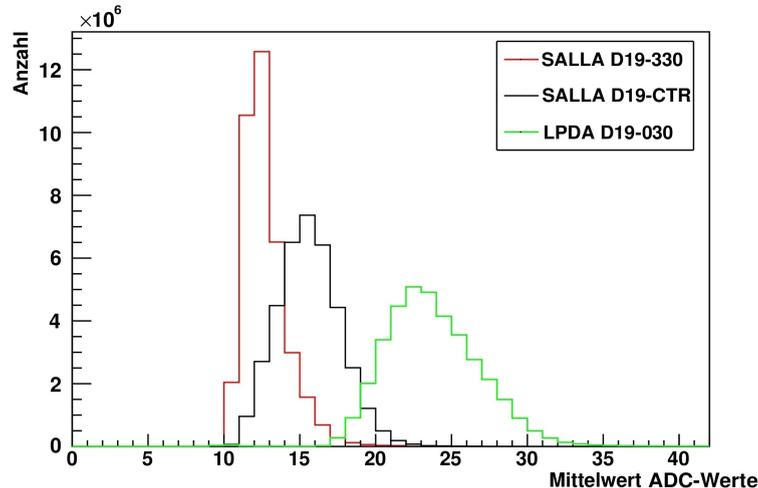


Abbildung 4.1: Histogramm der Mittelwerte der Einhüllenden jeder Trace aufgenommen im Antennen-Array D19

Um diese Untersuchung zu motivieren habe ich die Mittelwerte der Einhüllenden von jeder aufgenommenen Trace in Abhängigkeit zur detektierenden Antenne aufgetragen (s. Abb. 4.1). Deutlich erkennt man, dass die Mittelwerte zueinander unterschiedlich sind und der Standort einer Antenne unabhängig vom Antennentyp deren Detektion dominiert. Somit kann z.B. ein fester Schwellwert als Kriterium für einen Trigger schlecht funktionieren. Vielmehr muss für jede Antenne der Untergrund individuell betrachtet werden.

Eine grundsätzliche Fragestellung gilt es daher zu beantworten, um eine korrekte Analyse und Interpretation der Daten zu ermöglichen: Ist es möglich, ein Antennenarray geschlossen

zu betrachten und somit alle Antennen einheitlich zu behandeln? Oder ist die Vergleichbarkeit der Daten und charakteristischen Werte wie Effizienz und Nachweisschwelle durch individuelle Einflüsse so stark eingeschränkt, dass eine Einzelbetrachtung notwendig wird.

Eine Teilantwort lässt sich ohne Blick auf die gemessenen Daten geben: Durch den Unterschied in ihrer Richtcharakteristik ergeben sich für LPDA und SALLA sehr wohl eine verschiedene Qualität der Daten, welche sich beim Vergleich der Amplituden durch unterschiedliche Höhen bemerkbar machen. Man erhält durch den höheren Gewinn der LPDA im Vergleich zur SALLA höhere Amplituden. Da der Untergrund gleichsam verstärkt wird, sollte bei späteren Betrachtungen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis unabhängig von der Antennenart sein.

Jahresverlauf

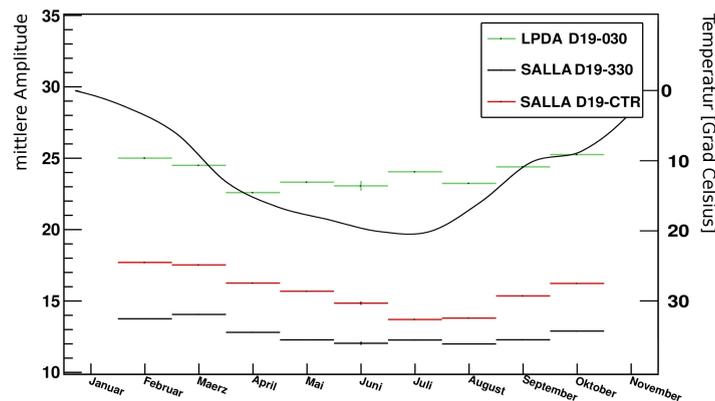


Abbildung 4.2: Feld D19: Auftragung der mittleren Amplitude jeder Antenne im jeweiligen Messmonat, gemittelter Temperaturverlauf (durchgezogene Linie) 2009 entsprechend der rechten Skala

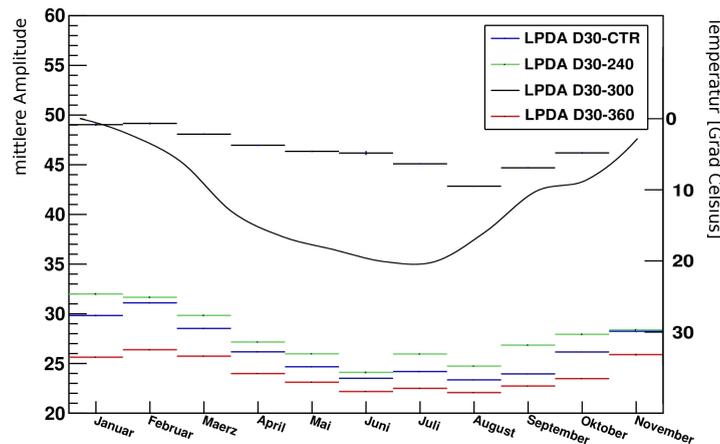


Abbildung 4.3: Feld D30: Auftragung der mittleren Amplitude jeder Antenne im jeweiligen Messmonat, gemittelter Temperaturverlauf (durchgezogene Linie) 2009 entsprechend der rechten Skala

In den vorliegenden Schaubildern 4.2 und 4.3 habe ich neben dem über den Zeitbereich gemittelten Temperaturverlauf auch die mittlere Amplitude antennenabhängig aufgetragen. Zu beachten ist die zweite Y-Achse, die für die Größen der Temperatur steht und invertiert

wurde.

Erkennbar in Abbildung 4.2 ist der erwähnte absolute Unterschied zwischen LPDA und SALLA. Deutlich auch der Einfluss der Temperatur, was ein niedrigeren Untergrund in den Sommermonaten bedeutet. Hier kann auch die Absorption von Laub eine Rolle spielen, da die Antennen direkt von Laubbäumen umgeben sind.

In Abbildung 4.3 wird der Temperaturabhängige Verlauf ebenso deutlich, wobei Antenne D30-300 extrem starken Untergrund in ihren Traces aufweist. Dieses Verhalten lässt sich mit der direkt benachbarten Infrastruktur begründen, in geringem Abstand befindet sich ein Service-Gebäude mit permanent laufender Elektronik.

Eine differenzierte Analyse der verwendeten Vorverstärker könnte zusätzliche Erkenntnisse über die Temperaturabhängigkeit liefern um diese zu kompensieren. Sie sind in kompakter Weise in kleinen Metallgehäusen unter der Antenne angebracht und den Temperaturschwankungen direkt ausgesetzt.

Wochengang

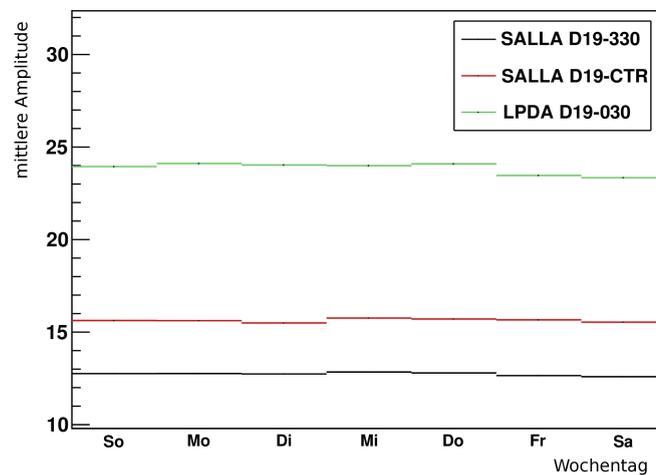


Abbildung 4.4: Feld D19: Aufgetragen ist der Amplituden-Mittelwerte jeder Trace in Abhängigkeit zum jeweiligen Wochentag der Messung

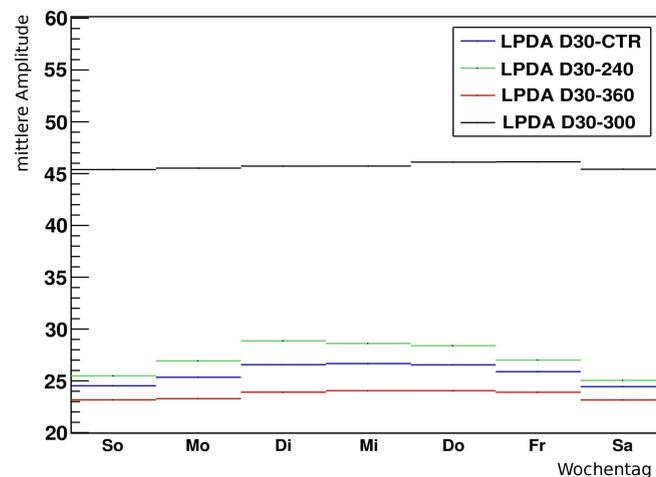


Abbildung 4.5: Feld D30: Aufgetragen ist der Amplituden-Mittelwerte jeder Trace in Abhängigkeit zum jeweiligen Wochentag der Messung

Im Vergleich der Wochenverteilung des Untergrundes in Abbildung 4.4 und 4.5 wird der unterschiedliche Standort deutlich. In den Antennen von D19 ist der Wochengang flach, was wahrscheinlich an deren abgelegener Lage zwischen einer Wertstoffsammelstelle und einem kleinen Wald liegt. Dagegen sind die Antennen von D30 deutlich von den Wochenarbeitstagen geprägt, diese Antennen sind von Institutsgebäuden umgeben. Erkennen kann man das an einem Abflachen des Verlaufes zum Wochenende hin und einem höheren Plateau in den Wochentagen Dienstag bis Donnerstag - Montag und Freitag liegen interessanterweise bezüglich der Untergrunds zwischen diesen Extrema.

Eine Ausnahme bildet wieder die Antenne D30-300, die einen gleichmäßigen hohen Gang im Vergleich zu baugleichen Antennen besitzt. Der Untergrund scheint von der permanent laufenden elektronischen Infrastruktur als Störquelle dominiert zu sein.

Tagesgang

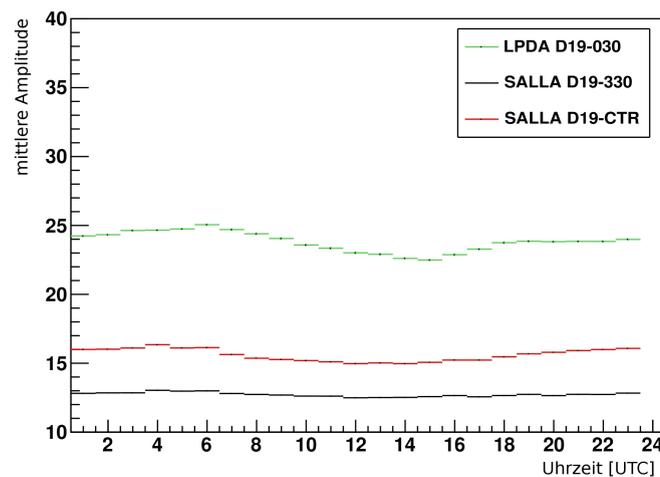


Abbildung 4.6: Feld D19: Histogramm der Amplituden-Mittelwerte jeder Trace in Abhängigkeit zur jeweiligen Tageszeit, unterteilt in ganzen Stunden

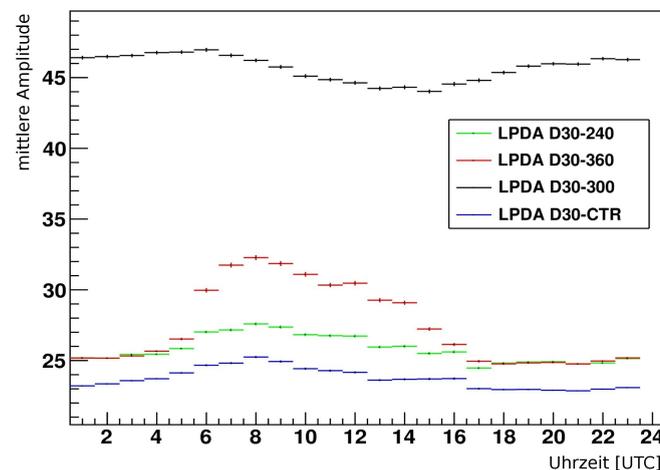


Abbildung 4.7: Feld D30: Histogramm der Amplituden-Mittelwerte jeder Trace in Abhängigkeit zur jeweiligen Tageszeit, unterteilt in ganzen Stunden

Auch in den Schaubildern 4.6 und 4.7 ist derselbe Unterschied zwischen den Antennen wieder deutlich erkennbar - hierbei ist der Tagesgang um 1 Stunde verschoben, da die

Systemzeit der Datenbank auf die koordinierte Weltzeit (UTC) eingestellt ist, zu der die mitteleuropäische Zeit (MEZ) zur Winterzeit eine Stunde und zu Sommerzeit zwei Stunden nachgeht.

Die Antennen D30-240, D30-360 und D30-CTR werden von der Schwankung eines Arbeitstages dominiert, zwischen 6 und 16 Uhr hebt sich die Verteilung von einer konstanten Form ab. Sie fällt jedoch zur Tagesmitte hin ab, so kann man deutlich neben der Mittagspause auch das Ende des allgemeinen Arbeitstages ablesen.

In den Antennen des Array D19 ist dieser Verlauf nicht erkennbar. Eher kann hier wieder von einem temperaturkorrelierten Verlauf gesprochen werden, wenn man davon ausgeht, dass die Temperatur im Allgemeinen zur Tagesmitte hin erhöht ist. Auch denkbar ist die Interpretation einer Untergrund-Störquelle, welche zeitunabhängig emittiert. Bemerkenswert ist die Antenne D19-330, welche einen konstanten Verlauf aufzeigt.

D30-300 scheint von einem Tageszeitenunabhängigen Störer dominiert zu werden, jedoch gleichzeitig moduliert mit der Tagestemperatur.

Fazit

Insgesamt ist die Interpretation komplex - gerade beim Tagesgang - und bedarf genauerer Untersuchung, da noch nicht verstanden ist, welche Einflüsse wie stark auf den Messverlauf einwirken.

Erwartet würde der Einfluss natürlicher Effekte, wie das Galaktische Rauschen. Dieses wird im Frequenzbereich 40-80 MHz am Standort Karlsruhe von menschengemachtem Untergrund überdeckt, so kann die dadurch hervorgerufene Schwankung mit der Periode des siderischen Tages nicht gemessen werden. Ein weiterer natürlicher Effekt ist die reflektierende Eigenschaft der Ionosphäre, welche entfernte menschengemachte Störer im Kurzwellenbereich des Nachts verstärken könnte und im Tages- und Jahresgang sichtbar wäre. Auch dieser Effekt scheint gering zu sein. Erkennbar ist jedoch der natürliche Effekt der täglichen Temperaturschwankung und der Jahreszeitlichen Unterschiede. Eine Untersuchung dieses Effektes auf die Vorverstärker könnte aufschlussreich sein.

Vielmehr ist jedoch der Untergrund dominiert von Menschengemachten Störern, was deutlich im Tages- und Wochengang zu sehen ist. Gerade Antenne D30-300 ist davon stark betroffen. Antennen werden also durch lokalen Untergrund im Abstand unter 50 Metern zur Antenne dominiert. Der Standort ist maßgeblich, was manche Unbrauchbar zur Analyse macht. Globale Effekte scheinen dagegen vernachlässigbar.

Diskrepanz in SALLA D19-330

Ein wichtiger Aspekt bei der Untersuchung der Homogenität der Antennenfelder ist die stark unterschiedliche Anzahl an korrekt getriggerten Pulsen in den Antennen von D19:

Antenne	Typ	getriggerte Pulse
D19-CTR	SALLA	234
D19-330	SALLA	2155
D19-030	LPDA	195

Es lässt sich nicht plausibel erklären, warum ein Unterschied von Faktor 10 zwischen den baugleichen Antennen D19-CTR und D19-330 besteht. Die gefundenen Pulse liegen alle im definierten Grande-Zeitfenster und auch bei einzelner Betrachtung der Traces sind keine außergewöhnlichen Unterschiede festzustellen - die mittleren Amplituden verhalten sich entsprechend der vorangegangenen Analyse unauffällig. Es festigt sich der Verdacht einer Schauerkoizidenten Störquelle.

Da die betroffene Antenne etwa fünf Meter entfernt zum Piccolo-Trigger-Array aufgestellt wurde und dieser Detektor ebenfalls auf Luftschauer sensitiv ist, liegt der Verdacht nahe, dass ein Übersprechen vorliegt, welches sich in verstärkender Form in den Traces der Antenne bemerkbar macht. Diese zusätzlichen Pulse selber lassen sich nicht unterdrücken, da sie zeitlich gesehen zum Radiopuls sehr nahe in der Antenne ankommen würden und durch die Messungenauigkeit mit dem eigentlichen Radiopuls verschmieren.

Ein weiteres Indiz für diese Theorie ist der Tages- und Wochenverlauf, welcher im Vergleich zur Stör-dominierten Antenne D30-300 gleich ist, jedoch liegen die Mittelwerte absolut gesehen niedriger und vielmehr auf dem Niveau der Untergrundfreien und baugleichen restlichen Antennen von D30.

Um diese Theorie zu überprüfen habe ich versucht eine Art Peilung durchzuführen. Dazu wurde das Piccolo-Array als Quelle angenommen und ein erwarteter zeitlicher Versatz der Pulse in den Antennen des D19 Array berechnet. So hätte ein Störpuls, der in allen Antennen sichtbar wäre, mit diesem festen zeitlichen Versatz in allen Antennen auftreten müssen.

Dieser Nachweis gelang jedoch nicht, vermutlich liegt dies an der zu großen Distanz zwischen den Antennen. Der Störpuls scheint also nur in einer Antenne sichtbar zu sein. Die Tatsache, das Piccolo offiziell am 30. März 2009 seinen Messbetrieb eingestellt hat und dieses abrupte Fehlen der Störquelle nicht sichtbar ist, kann nicht erklärt werden. Denkbar wäre eine nicht korrekt abgeschaltete Messeinheit oder ein passives Bauteil, welches die Störpulse verursacht. Verifiziert werden konnte beides nicht.

4.2 Dynamischer Einzelkanal-Trigger

Nachdem der Unterschied der einzelnen Antennen und ihrer Standorte deutlich gemacht wurde, gilt es nun die verwendeten Methoden zur Untergrund-Unterdrückung und Kenngrößen des Detektors zu bestimmen. Dazu ist eine Charakterisierung des Untergrundes notwendig.

Verteilung des Untergrundes

Als Standardmodell für Rauschuntergrund wird oft Gaußsches weißes Rauschen angenommen. Da bei den vorliegenden Daten unter Verwendung der Hilbert-Transformation die Einhüllende gebildet wurde, sollte der analysierte Untergrund einer Rayleigh-Verteilung entsprechen, solange er als Quelle normalverteilte Werte hat.

Es gilt allgemein, dass die Komponenten eines Zufallsvektors, der normalverteilt ist, nach Betragsbildung einer Rayleigh-Verteilung gehorcht und folgende Wahrscheinlichkeitsdichte besitzt:

$$f(x, \sigma) = \frac{x e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}}{\sigma^2} \quad (4.1)$$

Um dies zu überprüfen habe ich die Einhüllende der aufgenommenen Traces außerhalb des Grande-Zeitbereichs - einfach bezeichnet als Untergrund - in jeweils ein Histogramm (s. Abb 4.8) aufgetragen und mit einer Rayleigh-Funktion gefittet.

Der freie Parameter σ wurde auf $(11,8072 \pm 0,0004)$ für die SALLA-Antenne und auf $(18,0476 \pm 0,0005)$ für die LPDA-Antenne gefittet und ist im Vergleich der Antennentypen unterschiedlich, jedoch von der Form her erstaunlich ähnlich.

Beide Schaubilder beschreibt der Fit zwar für den ansteigenden Teil der Verteilung den Verlauf recht gut, jedoch für höhere ADC-Werte schneiden sich Fit und gemessenes Histogramm. Zu beachten ist hier die Dimension der Y-Achse von 10^8 Messwerten, da gerade nach dem Schnitt der beiden Kurven die Abweichung von mehreren Millionen Messwerten vorliegen.

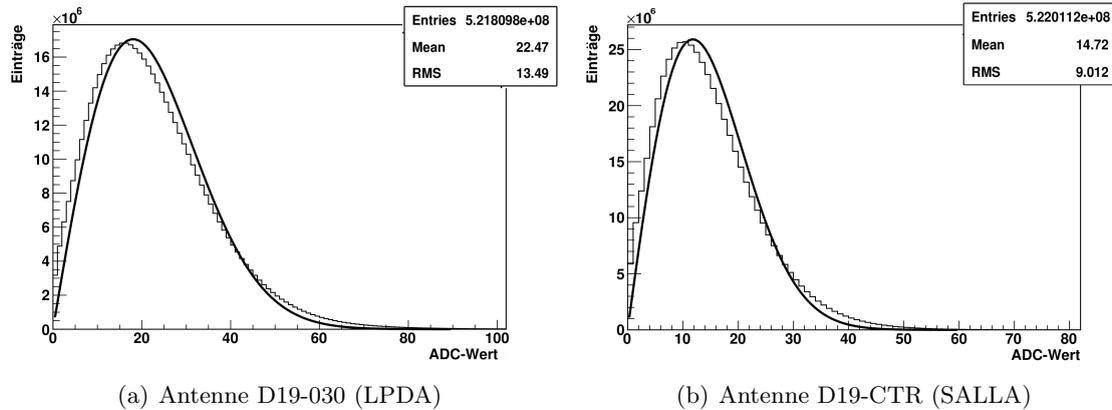


Abbildung 4.8: Histogramm der aufgenommenen Einhüllenden (nur Untergrund), jeder Messpunkt einer Trace erhält einen Eintrag im Schaubild; als Fit-Funktion wurde eine Rayleigh-Verteilung gewählt

Es kann also nicht von Gaußschen Untergrund-Rauschen gesprochen werden, insbesondere interessant ist die signifikante Abweichung für hohe Amplituden. Hier liegen in der Messung deutlich mehr Untergrundsignale vor, als die Rayleigh-Verteilung zulassen würde. So errechnen sich für die SALLA-Antenne bei einer Pulshöhe von $4 \cdot \sigma = 47$ eine Erwartung von 11300 Werten, gemessen sind jedoch 350000. Bei Pulshöhen von $7 \cdot \sigma = 83$ sinkt die Erwartung deutlich unter 1, wobei noch 1750 Pulse detektiert wurden - ein Unterschied von vier Größenordnungen.

Vergleich der RFI-Unterdrückungsmethoden

Die Unterdrückung von schmalbandigen Störsignalen kann auf verschiedene Weise geschehen und hängt in ihrer Art von der gegebenen Situation ab. Jedoch bleibt das Ziel einer solchen Unterdrückung das Gleiche: eine bessere Unterscheidung von Nutzsignal und Untergrund. Einen möglichen Indikator für die Qualität der Unterdrückung kann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) sein, welches allerdings in der Literatur unterschiedlich definiert ist.

In meiner Untersuchung habe ich das SNR definiert als

$$\text{SNR} = \frac{\text{Maximumwert des gefundenen Puls-kandidaten}}{\text{quadratisches Mittel der gesamten Trace}} \quad (4.2)$$

Da die Breite des Radiopuls eines kosmischen Luftschauers in der Größenordnung weniger Nanosekunden erwartet wird, und durch die Filterantwort des Systems auf bis zu 100 ns erweitert wird, ist der Beitrag eines Pulses zur ganzen Trace klein. Daher ist das erwartete Nutzsignal gegenüber dem quadratischen Mittel (RMS) der gesamten Trace vernachlässigbar, und kann bei einem gleichspannungsfreien Signal einfach berechnet werden:

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2} \quad (4.3)$$

Für einen direkten Vergleich der beiden RFI-Unterdrückungs-Strategien *median* und *cut-off*, welche in Kapitel 3.2 beschrieben wurden, habe ich jeweils den SNR aus der Original-Trace und den SNR nach Anwenden der jeweiligen Methode für einen Puls-kandidaten gebildet. Gefunden wurden diese bei einem dynamischen Schwellwert von $7 \cdot \text{RMS}$. Verwendet wurden die Daten der SALLA-Antennen, also von D19, im gesamten Messzeitraum des Jahres 2009.

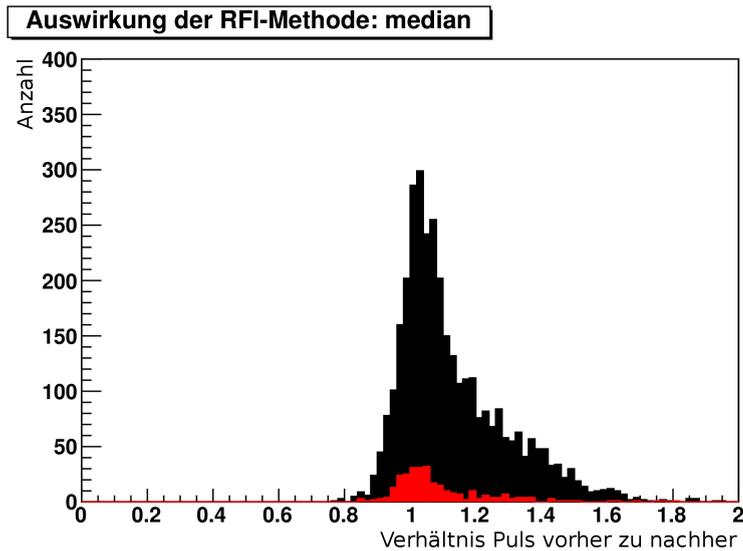


Abbildung 4.9: Histogramm über die Auswirkung der *Median* RFI-Methode auf Pulse oberhalb einer Schwelle von $7 \cdot \text{RMS}$: kosmische Pulskandidaten (*schwarz*) und Untergrundpulse (*rot*) der SALLA-Daten

Der berechnete Quotient aus den Werten vor und nach der Anwendung der Methode kann als Güte interpretiert werden. Bei einem Quotienten von 1 würde ein unverändertes SNR vorliegen, die Methode hätte keinen Effekt gezeigt und die Effizienz eines Mittelwert-abhängigen Triggers könnte nicht gesteigert werden. Wird der Quotient dagegen größer als eins, hat sich der SNR verbessert, das Signal kann besser vom Untergrund unterschieden werden. Interessant dabei ist, ob sowohl Untergrund als auch das Nutzsignal selber eine Verbesserung erfahren. Daher ist in den Schaubildern auf gleiche Weise ein Quotient für den Untergrund gebildet worden, indem ein Fenster an einer beliebigen Stelle der Trace mit der gleichen Breite des Grande-Zeitfensters gewählt wurde, und beschrieben *median*-Methodik darauf angewandt wurde.

Bei Abbildung 4.9 wurden 3690 Signale vor und nach der RFI-Unterdrückung miteinander verglichen. Aus dem erhaltenen Mittelwert von 1,14 bei einer Standardabweichung von $\pm 0,17$ erkennt man, dass eine Verbesserung des SNR erzielt wurde. Das mit *Untergrund* bezeichnete Vergleichsfenster mit 290 hat einen Mittelwert von 1,09 mit Standardabweichung von $\pm 0,15$.

Die vergleichbare Untersuchung für die *cut-off*-Methode wird in Abb. 4.10 dargestellt. Hier stellt sich der Quotient bei 3445 bearbeiteten Pulsen bei einem Mittelwert von 1,13 mit einer Standardabweichung von $\pm 0,16$ ein. Im Vergleichsfenster bei 315 Pulsen wurde ein Mittelwert von 1,10 mit einem RMS von $\pm 0,14$ ermittelt.

Beide Schaubilder betrachtet kann die gleiche Wirkung der angewandten Methoden festgestellt werden, was sich unter anderem in deren Mittelwerten bemerkbar macht: In beiden Fällen ist der Mittelwert des Quotienten "SNR nachher" zu "SNR vorher" größer 1, somit sind beide Methoden als gleich gut zu bewerten. Eine Mehrheit der Pulse wurden in ihrem SNR schwach verbessert. Gleichmaßen wirken beide Methoden auf den Untergrund. Hier erkennt man eine ähnliche Form der Funktion im Vergleich mit der Wirkung auf die Nutzsignale: Die meisten SNR der Pulse wurden kaum bis gar nicht verbessert, was sich durch eine Häufung um 1 manifestiert.

Zusammengefasst kann nur ein geringer Effekt beobachtet werden, da in Baden-Württemberg seit der Analogabschaltung der Fernseh- und Rundfunkstationen keine starken konstanten Träger mehr im Nutzband zwischen 40 und 80 MHz zu finden sind. Jedoch ist nach wie vor

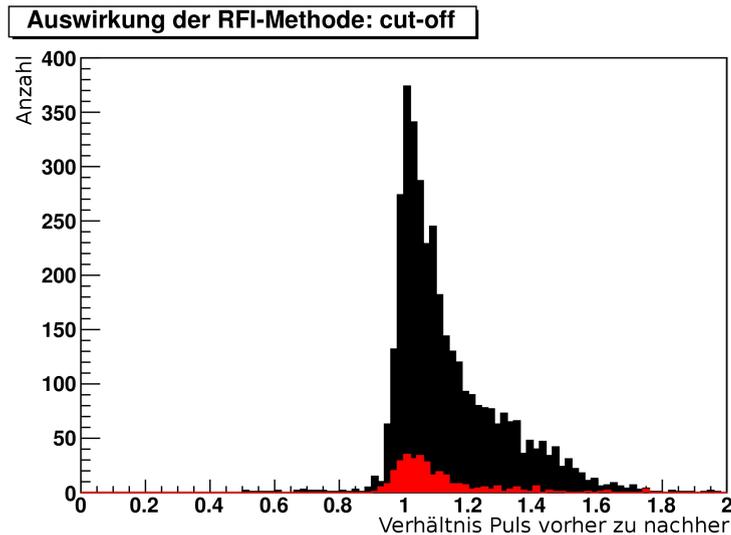


Abbildung 4.10: Histogramm über die Auswirkung der *Cut-Off* RFI-Methode auf Pulse oberhalb einer Schwelle von $7 \cdot \text{RMS}$: kosmische Pulsandidaten (*schwarz*) und Untergrundpulse (*rot*) der SALLA-Daten

mit zeitvariablen Trägern zu rechnen, was man an einem großen Effekt der Methoden für einige Wenige Fälle sehen kann.

Zusätzlich ist gerade in Hinsicht auf entstehende Radiodetektoren in Argentinien eine gut funktionierende Methode wichtig, dort sind Träger im Frequenzband noch vorhanden. Außerdem wird in großflächigen Arrays zur besseren Zeitkalibration ein Permanent-Sender (*engl.*: beacon) eingesetzt, dessen emittiertes Signal nachträglich entfernt werden muss.

Schwelle des Triggers

Durch den geringen Fluss der kosmischen Strahlung und der kurzen Dauer der aufgenommenen Traces ist es als unwahrscheinlich zu bezeichnen, dass innerhalb einer Trace zwei durch kosmische Schauer ausgelöste Pulse zu finden wären. Daher bezeichne ich im folgenden ein Puls, welcher außerhalb des Grande-Zeitfensters detektiert wird, als Untergrundpuls.

Für die folgenden Berechnungen wird für die Untergrundabschätzung anstelle der gesamten Trace nur ein Ausschnitt der Trace als Vergleichsfenster genommen, welcher die gleiche Länge wie das Grande-Zeitfenster besitzt. Um sicherzustellen, dass dieses Untergrundfenster repräsentativ für die komplette Trace stehen kann, vergleicht das Schaubild 4.11 die Falschtrigger-Rate der kompletten Trace mit der Rate des gebildeten Fensters, jeweils auf die untersuchte Zeitspanne normiert. Beide Kurven stimmen überein, somit kann von einer guten Repräsentation der Trace durch ein Vergleichsfenster ausgegangen werden.

Um die Schwelle für einen dynamischen Einzelkanal-Trigger zu verbessern, gilt es dessen freien Parameter x zu optimieren (s. Kapitel 3.3). Die Dynamik folgt aus der individuellen Berechnung des RMS für jede Trace und berücksichtigt zeitlich variierenden Untergrund. Bei der Suche nach einem bestmöglichen x handelt es sich um einen Kompromiss. Zum einen sollten möglichst viele "richtige" Pulse gefunden werden, die sich in diesem Fall durch den Zeitpunkt definieren, zum anderen sollte das Triggern auf Untergrundpulse möglichst gering bleiben. Die von mir definierte Qualitätsfaktor Q folgt der Form:

$$Q = \frac{\text{Anzahl getriggerte Pulse zum richtigen Zeitpunkt}}{\text{Anzahl getriggerte Untergrundpulse}} \quad (4.4)$$

und ist somit Einheitenlos.

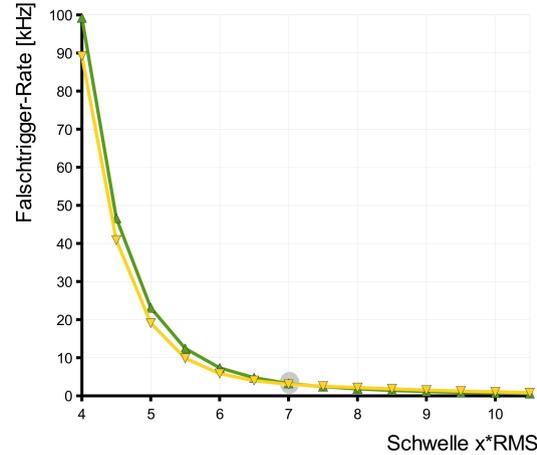


Abbildung 4.11: Vergleich zwischen Falschtrigger-Rate in kHz innerhalb eines Vergleichsfensters (*gelb*) und der ganzen Trace (*grün*), aufgetragen in Abhängigkeit zur dynamischen Trigger-Schwelle

In Abbildung 4.12 ist diese Güte über dem RMS aufgetragen. Gut erkennen kann man den starken Anstieg bis zu einem Wert von 7 RMS, bei größeren Werten knickt die Funktion ein, verhält sich annähernd linear um für größere Werte wieder leicht anzusteigen. Zwar verbessert sich der Quotient für größere RMS-Werte, jedoch muss man dabei beachten, dass es sich um ein Verhältnis handelt. Absolut gesehen sinkt die Zahl der richtig getriggerten Trace für Werte größer 11 RMS unter 1%.

Als Triggerschwelle habe ich hier 7 RMS festgelegt, was einen guten Kompromiss nach den vorher beschriebenen Kriterien darstellt.

Für den direkten Vergleich mit Ergebnissen anderer Arbeiten habe ich im folgenden eine Falschtrigger-Rate in Abhängigkeit zum variierenden Faktor des Schwellwert-Triggers definiert. Als Falschtrigger-Rate des Systems wird hier die Rate der getriggerten Pulse der einzelnen Traces gesehen, welche sich nicht im Grande-Zeitfenster befinden. Der Trigger hat also fälschlicherweise auf einen Puls ausgelöst, der nicht zu einem kosmischen Luftschauer zugeordnet ist, sondern vielmehr von Störquellen erzeugt wurde.

Definiert ist diese Falschtrigger-Rate f_{falsch} durch die Anzahl falsch gezählter Pulse n_{falsch} durch die Gesamtdauer t_{Dauer} , die man durch Aneinanderreihung aller gemessenen Traces erhält. Wir erhalten also in der Einheit Hertz:

$$f_{falsch} = \frac{n_{falsch}}{t_{Dauer}} \quad (4.5)$$

Dabei wird davon ausgegangen, dass der Untergrund außerhalb des Grande-Zeitfensters nicht mit den Triggersignalen korreliert. Wenn man davon ausgeht, dass der Untergrund teilweise durch den Trigger induziert wird, ist die Triggerrate dementsprechend überschätzt. Die vorliegende Berechnung ergibt also eine absolut obere, konservative Grenze.

Aus der nachfolgenden Tabelle kann man erkennen, dass bei einem gewählten Schwellwert von 7 RMS zwar die Anzahl der richtig getriggerten Trace bei 5,03% liegt, jedoch die Falschtriggerrate, welche möglichst gering sein sollte, mit 3,25 kHz hoch ist. Für ein selbstgetriggertes Einkanal-System ist diese Rate an der Grenze der prozessierbaren Datenmenge.

Schwelle x [RMS]	4	5	6	7	8	9	10	11
richtige Trigger [%]	21,5	10,8	7,03	5,03	3,65	2,66	1,89	1,31
Falschtrigger-Rate [kHz]	99,3	23,1	7,34	3,25	1,83	1,12	0,719	0,484

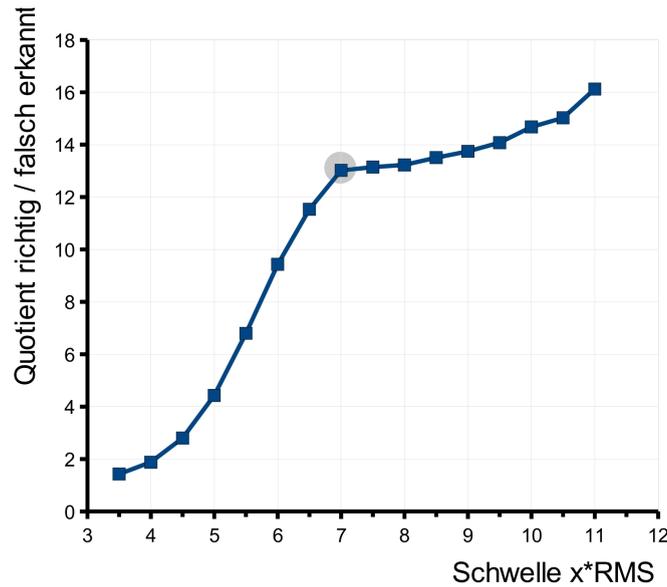


Abbildung 4.12: RMS-abhängige Schwellwertbestimmung des Triggers;
 Quotient aus richtig zu falsch erkannten Pulsen in Abhängigkeit zur dynamischen Trigger-Schwelle

In seiner Arbeit hatte O.Krömer [22] eine Abschätzung der erwarteten Falschtrigger-Rate unter der Annahme Gaußverteilter Untergrundes aufgestellt. Um seine Einschätzung mit den gemessenen Daten und der resultierenden Falschtrigger-Rate zu vergleichen, muss zunächst noch eine Umrechnung erfolgen, um eine Abhängigkeit seiner abgeschätzten Funktion zur Trigger-Schwelle n herzustellen.

Seine Abschätzung der Falschtrigger-Rate f_{FT} mit P_{FT} als Falschtrigger-Wahrscheinlichkeit lautet:

$$f_{FT} = f_{\Delta} P_{FT} = f_{\Delta} \exp\left(-\frac{P_{Puls}}{2P_{Rausch}}\right) \quad (4.6)$$

wobei mit f_{Δ} die Bandbreite des Systems, P_{Puls} die Spitzenleistung des Signalpulses und $\overline{P_{Rausch}}$ die mittlere Rauschleistung gemeint ist.

Setzen wir nun die mittlere Rauschleistung:

$$\overline{P_{Rausch}} \propto \frac{\sum^n V_{Rausch}^2}{n} = \text{RMS}^2 \quad (4.7)$$

in Abhängigkeit zum Spannungsquadrat ein (s. Gleichung 4.3) - wobei $P_{Puls} \propto V_{Puls}^2$ gilt - erhalten wir eine Abhängigkeit zum Schwellenparameter x :

$$f_{FT} = f_{\Delta} \exp\left(-\frac{V_{Puls}^2}{2\text{RMS}^2}\right) \quad (4.8)$$

$$f_{FT} = f_{\Delta} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \quad (4.9)$$

Mit einer Bandbreite von $f_{\Delta} = 40$ MHz und einer Gaußschen Verteilung erhalten wir mit Gleichung 4.9 folgende erwartete Falschtrigger-Rate:

Schwelle x [RMS]	4	5	6	7	8
f_{FT} [Hz]	$1,34 \cdot 10^4$	$1,49 \cdot 10^3$	$6,09 \cdot 10^2$	$9,16 \cdot 10^{-4}$	$5,07 \cdot 10^{-7}$
Schwelle x [RMS]	9	10	11		
f_{FT} [Hz]	$1,03 \cdot 10^{-11}$	$7,71 \cdot 10^{-15}$	$2,12 \cdot 10^{-19}$		

Es wird deutlich, dass diese Abschätzung stark von den gemessenen und ausgewerteten Daten abweicht. Zwar ist die Größenordnung für kleine Werte noch gut abgeschätzt, jedoch bereits für Schwellenparameterwerte größer 5 weichen theoretischer Wert und gemessener Wert voneinander ab. Für den gewählten Wert von $7 \cdot RMS$ erhalten wir eine Abweichung von 7 Größenordnungen.

Neben der Untergrundbewertung in Kapitel 4.2 ist dies eine weitere Evidenz, dass es sich bei dem gemessenen Untergrund nicht um Gaußverteilten Untergrund handelt. Vielmehr braucht es für eine gute Abschätzung ein komplexeres Modell, da mit Annahmen wie Gaußsches Rauschen zur Beschreibung des Untergrundes eine sehr ungenaue Falschtrigger-Rate abgeschätzt wird.

Effizienz des Triggers

Zur Klassifizierung eines Triggers bedient man sich der Werte Effizienz und Reinheit (*engl.*: *puity*) die wie folgt definiert werden:

Die Effizienz soll widerspiegeln, wie gut ein System das gesuchte Signal finden kann. Der Maximalwert eins bedeutet, alle findbaren Signale können vom System detektiert werden. Effizienz ist also ein relativer Wert, für den man die absolute Anzahl der detektierbaren Ereignisse kennen muss.

Im vorliegenden Aufbau ist die Effizienz nicht trivial zu definieren, da man das genaue Detektor-Volumen des LOPES^{STAR}-Experimentes und somit die genaue Anzahl der detektierbaren Ereignisse nicht kennt. Da das Experiment durch KASCADE-Grande extern getriggert wird, behilft man sich und definiert die eingehenden Trigger-Pulse $n_{Trigger}$ als Gesamtzahl der detektierbaren Ereignisse welche der Anzahl der gefunden Pulse n_{Pulse} gegenübergestellt wird. Die erhaltene Effizienz ist somit zu Vergleichen innerhalb des Systems zu gebrauchen.

Definition der Effizienz:

$$\text{Effizienz} = \frac{n_{Pulse}}{n_{Trigger}} \quad (4.10)$$

Die Reinheit bezeichnet die Qualität der erhaltenen Daten und ist eine Aussage darüber, wie viele ungewollten Signale sich in der vorgenommenen Selektion befinden. Reinheit ist ein relativer Wert von richtig erkannten Signalen zu falsch bezeichneten Signalen.

Um die Reinheit für LOPES^{STAR} zu berechnen, benötigt man die die Anzahl von Falschtriggerern projiziert auf den gesamten Messzeitraum des Detektors $t_{Messzeitraum}$. Diese Anzahl ergibt sich durch Normierung von $n_{Untergrundpulse}$ um $\frac{t_{Messzeitraum}}{t_{TraceGesamt}}$.

Definition der Reinheit

$$\text{Reinheit} = \frac{n_{Pulse}}{n_{Pulse} + (n_{Untergrundpulse} \cdot \frac{t_{Messzeitraum}}{t_{TraceGesamt}})} \quad (4.11)$$

Zur besseren Vergleichbarkeit der erhaltenen Werte für Effizienz und Reinheit wird dem vorliegenden System ein simpleres System gegenübergestellt. Hierfür habe ich einen Schwellwert-Trigger erstellt, welcher bei Überschreitung eines festen Wertes einen Puls definiert. Dieser

Schwellwert wurde zwischen und 40 und 110 variiert.

Um einen transparenten Vergleich dieses einfachen Schwellwert-Triggers zum dynamischen Schwellwert-Trigger zu gewährleisten, habe ich die gleichen erarbeiteten Algorithmen des robusten Pulsfinder verwendet. Somit besteht der einzige Unterschied in der Definition der Schwelle selber.

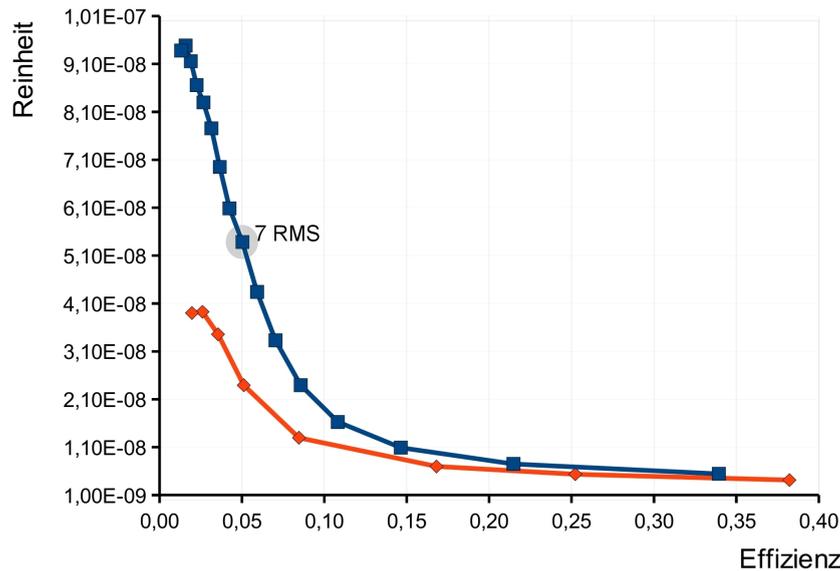


Abbildung 4.13: Funktion der Effizienz in Abhängigkeit zur Reinheit der Daten (Definition s. Text); robuster Pulsfinder (*blau*) und fester Schwellwert-Trigger (*rot*)

Im Schaubild 4.13 ist Reinheit über Effizienz aufgetragen, wobei die blaue Kurve für den dynamischen Schwellwert-Trigger steht. Gut erkennbar liegt sie über der roten Kurve, so kann man von einer überlegenen Strategie sprechen.

Ein wichtiger Aspekt bei der Interpretation dieses Ergebnisses ist die konservative Definition der Effizienz. Die angewendeten Qualitäts-Cuts lassen eine möglichst große Menge an Schauern zu. Also auch solche, deren primäre Energie relativ niedrig und bei weitem Abstand zur Antenne einen kaum sichtbaren Puls in der Trace hinterlassen. Durch das weit definierten Gebiet um die Antenne, in welchem Schauer zugelassen werden, ist dieser Beitrag verstärkt. So geht die berechnete Effizienz nur bis zu einem Wert von 0,4.

Die niedrige Dimension der Reinheit lässt sich aus ihrer Definition erklären. Durch KASCADE-Grande sind die kosmischen Schauer Kandidaten schon stark vorselektiert, was für den Untergrund nicht gilt. Der dominierende Gewichtungsfaktor $\frac{t_{\text{Messzeitraum}}}{t_{\text{TraceGesamt}}}$ ist von der Dimension 10^8 .

Im Schaubild markiert ist zusätzlich der Datenpunkt für eine Schwelle bei $7 \cdot RMS$, die für diese Arbeit relevant ist. An dieser Stelle ist zwischen blauer und roter Kurve ein Unterschied von Faktor 2,3 - so erhält man bei gleicher Effizienz mit flexiblem Schwellwert eine mehr als doppelt so hohe Reinheit wie mit einem festen Schwellwerttrigger.

Absolut gesehen sind die Werte der Erwartung entsprechend. Schließlich ist der robuste Pulsfinder nur der erste Schritt der Datenselektion. Durch Koinzidenzbildung mit mehreren Antennen in einem großen Array kann die Reinheit deutlich erhöht werden. Durch ein großflächig angelegtes Antennen-Array würde außerdem eine höhere Effizienz möglich, da implizit ein starker Distanz-Qualitäts-Cut angewendet würde, wie aus dem nachfolgenden Kapitel deutlich wird.

4.3 Nachweisschwelle des Systems

Ein direkter Vergleich beider Antennentypen ist kaum möglich - wie bereits im Kapitel 4.1 angesprochen. Zu sehr hängt die Nachweisschwelle vom Standort der Antenne ab, und selbst bei lokalen Unterschieden von wenigen Metern ist die Art des Untergrunds und der damit einherkommenden Störpulse voneinander abweichend. Trotzdem kann unter Einbeziehen der Standortcharakteristik eine Bewertung von Antenne und Standort stattfinden.

Um LPDA- und SALLA-Antenne zu vergleichen, wurde für D30 bzw. D19 die jeweilige Antenneneffizienz in Abhängigkeit zur primären Energie und zur Distanz zwischen Antenne und Schauzentrum erstellt.

Zu beachten ist auch die verwendete Statistik zur Berechnung der Effizienz (s. Anhang A) sowie dass aus Gründen der Übersichtlichkeit nur drei der vier Antennen in D30 aufgetragen wurden. Des Weiteren sind Energiewerte zur besseren Vergleichbarkeit mit den Schaubildern statt der üblichen Schreibweise $3 \cdot 10^{17}$ eV mit $10^{17,5}$ eV angegeben.

Antennentyp LPDA

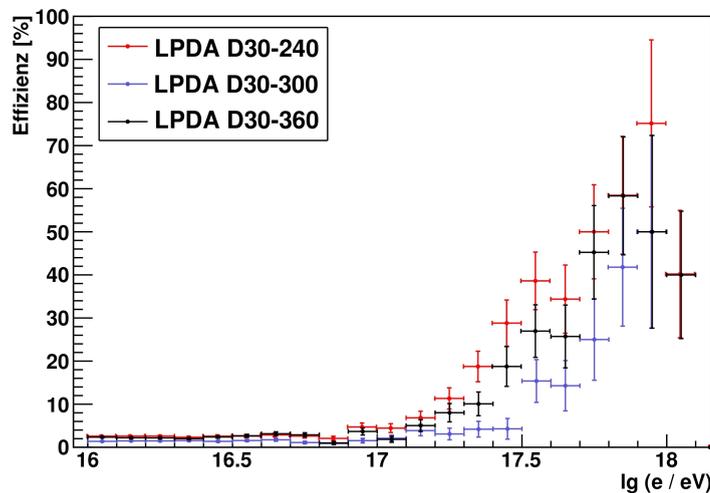


Abbildung 4.14: Array D30: Abhängigkeit der Detektionseffizienz von der prim. Energie der rekonstruierten Ereignisse; Antennen getrennt aufgetragen gem. Legende

Ab einer primären Energie von $10^{17,0}$ eV steigert sich die Effizienz in 4.14 deutlich, für kleinere Energien kann wahrscheinlich von zufälligen Funden ausgegangen werden. Interessant ist das Verhalten in Antenne D30-300, da diese signifikant später - bei $10^{17,5}$ eV - erst anfängt effizienter zu werden. Ihre Effizienzschwelle ist mit der einer SALLA vergleichbar. Die beiden anderen aufgezeigten Antennen verhalten sich zueinander ähnlich. Ab einer Energie von $10^{18,0}$ eV verliert das Schaubild an Aussagekraft, da hier nur wenige Ereignisse vorhanden sind und somit die Statistik zu schlecht wird.

Im Schaubild 4.15 wurde die Effizienz unter einem Schnitt auf die Energie berechnet. Wie sich aus 4.14 ergibt, ist das zulassen von Schauern ab einer Energie von $10^{17,0}$ eV sinnvoll, da sonst das Verhalten durch die große Anzahl an niederenergetischen Ereignissen bestimmt wird (Vergleich mit Abb. 4.15).

Hier sind die 3 Antennen in ihrem Verhalten sehr ähnlich, wobei gerade D30-300 im Vergleich als sehr ineffizient zu bezeichnen ist. In Antenne D30-240 ist das Absinken der Distanzeffizienz erst ab 170 Metern zu verzeichnen, dagegen fällt sie in Antenne D30-360 bereits bei 90 Metern auffällig ab.

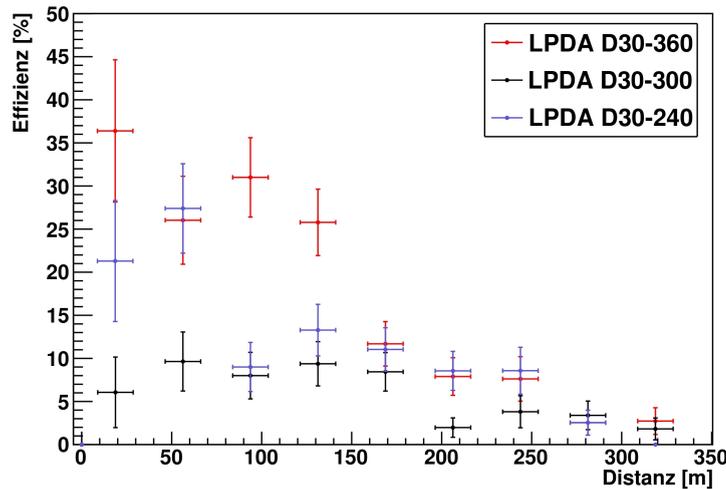


Abbildung 4.15: D30: Effizienz in Abhängigkeit zur Distanz von Schauerachse zu detektierender Antenne; zugelassen sind Ereignisse mit primärer Energie größer 10^{17} eV

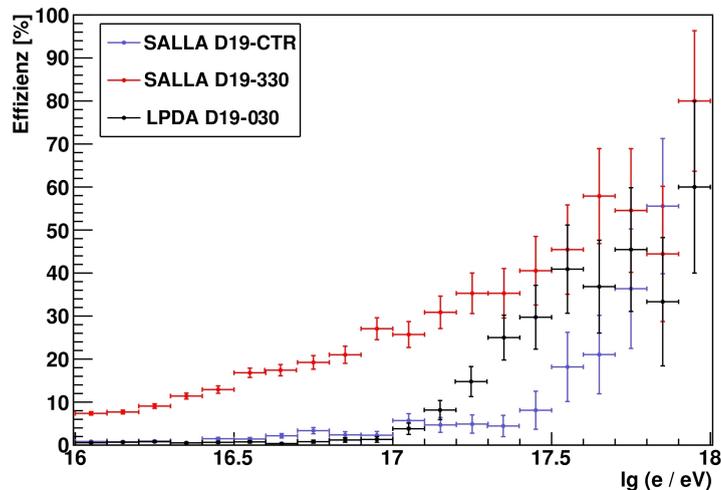


Abbildung 4.16: Array D19: Abhängigkeit der Detektionseffizienz von der prim. Energie der rekonstruierten Ereignisse; Antennen getrennt aufgetragen gem. Legende

Antennentyp SALLA

In 4.16 sticht sofort das außergewöhnliche Verhalten der Antenne D19-330 ins Auge, deren Effizienz selbst für niedrige Energien vergleichsweise hoch ist und kontinuierlich ansteigt. Auch aus diesem Schaubild wird klar, dass die Daten dieser Antenne nicht als Referenz zu werten sind. Vielmehr kann es als weiteres Indiz für die Vermutung gesehen werden, dass die Antennendaten kompromittiert wurden (s. Kapitel 4.1)

Interessant ist jedoch der direkte Vergleich beider Antennentypen: Bei D19-030 als LPDA-Antenne steigt die Effizienz ab einer Energie von $10^{17,0}$ eV an, und erreicht die 30% Schranke bei $10^{17,4}$ eV, was vergleichbar mit den Werten von D30-240 ist. Die SALLA-Antenne D19-CTR hat zwar einen kleinen Sprung der Effizienz ab $10^{17,0}$ eV, jedoch steigt ihre Effizienz erst ab $10^{17,4}$ eV merklich an. Für noch höhere Energien ab $10^{17,7}$ eV sind beide Antennen im Rahmen der Messungengenauigkeit vergleichbar effizient.

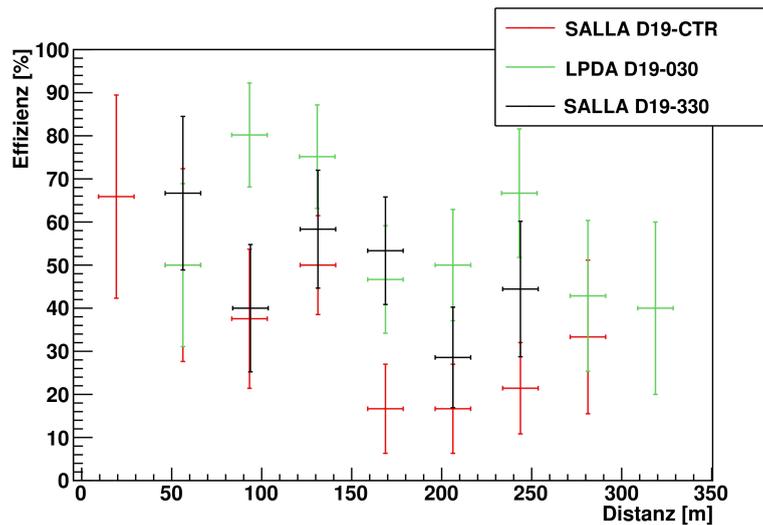


Abbildung 4.17: D19: Effizienz in Abhängigkeit zur Distanz von Schauer-Achse zu detektierender Antenne; zugelassen sind Ereignisse mit prim. Energie größer $10^{17,5}$ eV

Auch im Schaubild 4.17 ist deutlich das herausragende Detektionsverhalten der Antenne D19-330 erkennbar. Zu erkennen ist eine Art exponentieller Abfall der Effizienz mit der Distanz, der stark an die laterale Verteilungsfunktion der Schauerteilchen erinnert, wie er von Teilchendetektoren am Boden gemessen wird. Dies kann wieder auf das Piccolo-Array als Quelle zusätzlicher Pulse hinweisen. Dabei ist zu beachten, dass für dieses Schaubild ein Energieschnitt bei $10^{17,5}$ eV angewendet wurde, um auf die Effizienzschwelle der SALLA eingehen zu können. Anhand der großen Fehlerbalken ist eine niedrige Statistik erkennbar.

Die SALLA-Antenne D19-CTR weist eine gute Effizienz für niedrige Distanzen auf, und ist durchaus mit der benachbarten LPDA-Antenne vergleichbar. So sinkt ihre Effizienz erst ab 130 Meter unter 50%, wobei sie bis 300 Meter noch eine mittlere Effizienz von 20% hat. Die LPDA-Antenne D19-030 fällt erst für Distanzen über 250 Meter unter die 50%-Schwelle, wobei zu bemerken ist, dass sie für sehr kleine Distanzen keine Schauer detektiert hat.

Zusammengefasst kann man aus den Schaubildern ein wesentlichen Unterschied zwischen den Antennen festmachen: Im Energiebereich steigt die Effizienz der LPDA schon bei einer Energie von $10^{17,0}$ eV an im Vergleich zu $10^{17,4}$ eV bei der SALLA. Die Sensitivität der Antennen ist deutlich unterschiedlich für kleine Distanzen, bei der die SALLA-Antenne eine große Stärke im Vergleich zur LPDA hat. Eine Distanz-Schwelle für beide Antennen auszumachen ist schwer, jedoch sinkt die Effizienz der SALLA-Antenne für Distanzen größer 50 Meter deutlich. Gerade dieser Aspekt ist für die Planung und Durchführung neuer Radio-Experimente wichtig, da der gewählte Abstand zwischen den Antennen quadratisch in die Kosten eingeht.

4.4 Koinzidente Schauerereignisse

Die Vorteile durch den am gleichen Standort beheimateten Teilchendetektor KASCADE-Grande liegen nicht nur in der Unterstützung durch den Trigger-Puls, der ein Kalibrieren von LOPES^{STAR} überhaupt erst möglich macht. Vielmehr liegen die gut verstandenen und interpretierten Daten vor und dienen mit den dadurch gemachten Rekonstruktionen der Energie des Schauers, der Eintreffrichtung sowie des Auftreffpunktes der Analyse von LOPES^{STAR}-Daten.

Im Folgenden werden beide eingesetzten SALLA-Antennen benutzt, um Ereignisse zu finden, die sowohl durch den Einzel-Kanal-Trigger koinzident mit KASCADE-Grande sind, als auch untereinander den erwarteten zeitlichen Versatz (s. Kapitel 3.4) der Pulse aufweisen. Findet sich so ein Schauer-Kandidat, kann mit hoher Sicherheit von einem koinzidenten Radiosignal mit einem kosmischen Schauer als Quelle gesprochen werden. Die Restunsicherheit wird im Folgenden quantitativ diskutiert.

Zwei-Antennen-Koinzidenz

Letztlich bleiben durch die beschriebenen Selektionen 18 Schauer übrig, die mit beiden SALLA-Antennen detektiert und rekonstruiert werden konnten. Um die Anzahl zufälliger Übereinstimmungen abzuschätzen, wurde mit der gleichen Methode versucht, Rekonstruktionsübereinstimmungen zwischen Pulsen eines Test-Fensters an beliebiger Position in der Trace zu bilden. Da keine solchen *Ereignisse* gefunden wurden, kann von einem kleinen statistischen Fehler ausgegangen werden.

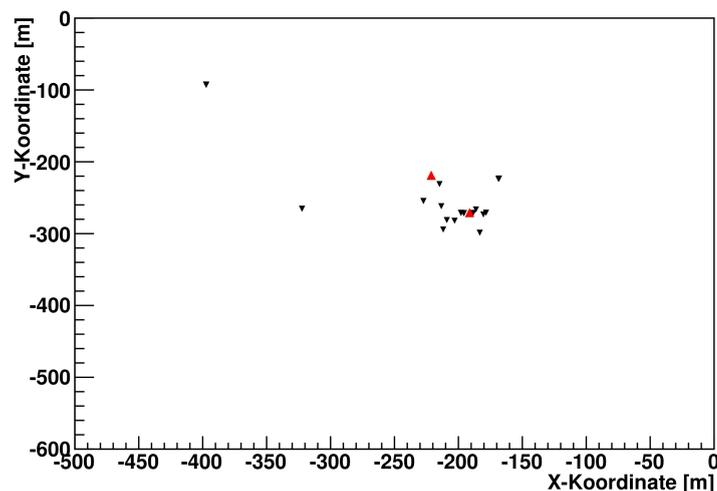


Abbildung 4.18: Karte des KIT-Campus Nord; eingezeichnet sind *rot* die Antennen D19-CTR und D19-330, sowie *schwarz* der Auftreffpunkt der rekonstruierten Schauer, die durch 2-Antennen-Koinzidenz-Bildung gefunden wurden

Die meisten Schauer konzentrieren sich um die beiden Antennen, was zu erwarten war (s. Abb. 4.18). Die effektive Fläche, in der sich diese Schauer befinden, liegt zwischen den X-Koordinaten -160 und -230 sowie zwischen den Y-Koordinaten -200 und -300. So könnte man eine effektive Detektorfläche von 70×100 Meter definieren.

Auffällig sind zwei Ereignisse, deren Schauerzentrum nicht in der Nähe der Antennen liegt. Der Abstand zum Schauerzentrum ist jedoch nur ein Indikator für die Detektierbarkeit eines Schauers: Die primäre Energie und der Einfallswinkel des Schauers bestimmen auch, ob eine Antenne den Radiopuls detektieren kann. Da für den am weitesten entfernten Schauer eine Energie von $10^{16,7}$ eV rekonstruiert wurde, kann man eher von einem falsch getriggerten

Ereignis ausgehen und ist daher zu verwerfen. Der zu den Antennen näher gelegene Schauer mit $10^{18,3}$ eV ist dagegen ein seltener hochenergetischer Schauer, welcher durchaus auch in einer größeren Entfernung noch sichtbare Radiopulse in den Antennen hinterlässt.

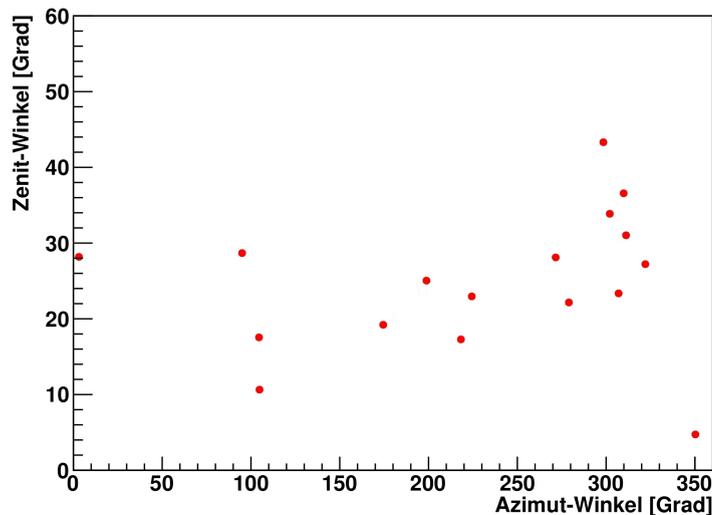


Abbildung 4.19: Karte der selektierten Ereignisse, die durch 2 SALLA-Antennen rekonstruiert wurden; Aufgetragen sind Azimut- und Zenitwinkel der KASCADE-Grande-Rekonstruktion, ein Punktepaar symbolisiert ein Ereignis

In Schaubild 4.19 ist die Azimut- und Zenit-Winkelverteilung der gefundenen Schauer aufgetragen. Aufgrund der niedrigen Statistik ist eine Interpretation schwierig. Erwartet hätte man eine Häufung aus der nördlichen Himmelsrichtung, da durch die Lage der Erdmagnetfeldlinien für diese Richtung der geomagnetische Winkel größer ist. Dementsprechend sollte aus der südlichen Richtung wenige Signale kommen, Ost und West wären von diesem Effekt unbeeinflusst.

Die Zenitwinkelverteilung hängt von der Winkelauflösung von KASCADE-Grande ab. So erwartet man zwar für die SALLA auch Pulse von flachen Schauern, da sie mit ihrer Richtcharakteristik einen weiten Öffnungswinkel besitzt, jedoch bleibt bei Zenitwinkeln über 45° ein externer Triggerpuls aus, so dass über dieses Verhalten an dieser Stelle keine Aussage getroffen werden kann.

Abschätzung der Untergrund-Koinzidenzrate

Um abzuschätzen wie gut die beschriebene Methode zur Validierung der erhaltenen Kandidaten ist, betrachte ich zwei mögliche Szenarien von koinzidentem Untergrund:

Eine *optimistische* Abschätzung, bei der eine nichtkoinzidente Störung in beiden Antennen vorliegt, gilt wohl eher unter optimalen Bedingungen wie sie z.B. im Gelände des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien vorherrschen. Die aus den gesamten gewonnenen Daten ermittelte Untergrund-Triggerrate f_{BG} für eine angewendete Schwelle bei $7 \cdot \text{RMS}$ (s. Kapitel 4.2) ergibt zusammen mit der Breite t_{A1} des Messzeitfensters einen mittleren Erwartungswert \bar{n}_1 , der die Wahrscheinlichkeit von zufälligen Rekonstruktionsübereinstimmungen darstellt.

$$\bar{n}_1 = f_{BG}^2 \cdot t_{A1} \cdot (2 \cdot t_{\text{sampling}}) \quad (4.12)$$

Damit ein Koinzidenztrigger auf einen zufälligen Puls in der korrespondierenden Antenne anspricht, muss dieser an einer genauen Stelle der Trace liegen. Hier habe ich eine Ungenauigkeit von 2 *Bin* zugelassen, um dem Fehler durch diskrete Zeitauflösung zu berücksichtigen. Es ergibt sich also:

$$\bar{n}_1 = (3,25 \text{ kHz})^2 \cdot 1,58 \text{ s} \cdot (2 \cdot 12,5 \text{ ns}) \quad (4.13)$$

$$\bar{n}_1 = 0,13 \quad (4.14)$$

Eine *konservative* Abschätzung geht von der schlechtesten Untergrundsituation aus, Untergrundpulse treten in Koinzidenz auf. Angenommen wird ein optimaler Störer, welcher kontinuierlich für beide Antennen "sichtbare" Pulse aussendet und dessen Position nicht durch einen geometrischen Ausschluss unterdrückt wird. Wobei der maximal zugelassene Laufzeitunterschied aus einem horizontalen Schauer folgt, welcher ideal auf einer Geraden zwischen beiden Antennen verläuft und somit von deren Entfernung abhängt.

Der Laufzeitunterschied ist dem zufolge konstant. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Ankunftsrichtung des rekonstruierten Schauers damit kompatibel ist, verändert sich zu einem Quotienten aus Messungenauigkeit und der zugelassenen Koinzidenzzeit Δt_c , welche für das Antennenarray D19 mit einem Abstand zwischen den Antennen von 59 Metern 90 ns beträgt.

$$\bar{n}_2 = f_{BG} \cdot t_{A1} \cdot \frac{2 \cdot t_{\text{sampling}}}{\Delta t_c} \quad (4.15)$$

$$\bar{n}_2 = 3,25 \text{ kHz} \cdot 1,58 \text{ s} \cdot \frac{25 \text{ ns}}{180 \text{ ns}} \quad (4.16)$$

$$\bar{n}_2 = 710 \quad (4.17)$$

Hierdurch erhalten wir eine Obergrenze für die Anzahl an Falsch-2er-Koinzidenz die mit 710 deutlich höher als die tatsächlich Gemessene liegt.

Aus den beiden Abschätzungen, die eine Ober- und eine Untergrenze für realistischen Untergrund darstellen und drei Größenordnungen auseinanderliegen, kann man erkennen, dass eine Koinzidenzbildung bei gegebenen Untergrund fehlerbehaftet ist, im allgemeinen stark von vorhandenen Störquellen abhängt.

Abschließende Einschätzung

Betrachtet man die erarbeitete Effizienz für einzelne Antennen in 4.3 und die durch 2-Antennen-Koinzidenzbildung gefundenen Schauer, stellt sich eine grundsätzliche Frage: Ist die Nachweiseffizienz einer Antenne mit der Effizienz einer benachbarten Antenne korreliert oder unkorreliert? Ergibt sich die Mehrantennen-Nachweisbarkeit aus dem Produkt der Einzeleffizienzen der Antennen oder ist sie im wesentlichen konstant.

Für diese Betrachtung habe ich, um ausreichend Statistik für 2-Antennen-Koinzidenzen zu erhalten, bei Energien größer $10^{16,5}$ eV und innerhalb der beschriebenen Fläche um die beiden detektierenden Antennen Schnitte auf die Daten angewendet.

Ausgehend von 184 Tigger-Pulsen findet man 69 Pulse in D19-CTR und 80 Pulse in D19-330. Daraus können 14 2-Antennen-Koinzidenzen gebildet werden, die in ihrer Rekonstruktion mit KASCADE-Grande übereinstimmen. Nimmt man eine Korrelation zwischen Einzeleffizienzen und gefundenen Rekonstruktionsübereinstimmungen an, würde man eine vergleichbar hohe Effizienz für das 2-Antennen-System erwarten.

Es sieht jedoch eher danach aus, als ob die Nachweisbarkeit eines Schauers durch das Produkt der Einzeleffizienzen bestimmt wird und die Einzeleffizienzen zueinander nicht korreliert sind.

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war ein Vergleich des Detektionsverhaltens der Antennen vom Typ SALLA und LPDA auf dem Gelände des KIT-Campus Nord und die Bestimmung der Detektornachweisschwelle von $\text{LOPES}^{\text{STAR}}$. Ausgangspunkt waren aufgenommene Daten der beiden Experimente KASCADE-Grande und $\text{LOPES}^{\text{STAR}}$ über den Zeitraum von Januar 2009 bis November 2009, die bisher noch nicht ausgewertet wurden. Dies sollte mit den Auswertungsroutinen von $\text{LOPES}^{\text{STAR}}$ geschehen, die im Laufe der Arbeit überarbeitet werden mussten.

Anhand der zugrundeliegenden Aufzeichnungen konnte der zeitliche Versatz der jeweiligen Messungen bestimmt werden. Meine Auswertung ermöglicht es, schauerkorrelierte Pulse in den Aufnahmen von $\text{LOPES}^{\text{STAR}}$ zu identifizieren und mit den vorliegenden Rekonstruktionen aus KASCADE-Grande zu korrelieren.

Dieser Datensatz war die Grundlage zur Analyse der Trigger-Schwelle und Effizienz der Detektorsysteme mit SALLA und LPDA Antennen. Dafür wurde eine Analyseketten für die Aufbereitung der Daten entwickelt. Speziell die Anwendung einer Tukey-Fensterfunktion und eine Untergrundunterdrückung ergab eine erhebliche Verbesserung der Datenanalyse. Die Auswertung zeigte eine massiv unterschiedliche Untergrundsituation der einzelnen Antennen. Eine externe Störquelle hat die Daten der Antenne D19-330 praktisch unbrauchbar gemacht.

Für die Bestimmung der Effizienz der Detektoren wurde ein Modell vorgestellt und auf die genommenen Daten angewandt. Als weiteres wichtiges Maß konnte die Falschtriggerrate für verschiedene Schwellen berechnet und mit vorliegenden Abschätzungen verglichen werden. Dabei ergab sich eine sinnvolle Schwelle von 7σ und eine Untergrundpuls-Rate von 3,25 kHz für ein Einzelkanal-System. Der Vergleich mit in der Theorie berechneten Werten ergibt eine Abweichung von sieben Größenordnungen, das zugrundeliegende Modell von normalverteiltem Untergrund konnte so widerlegt werden.

Durch Koinzidenzbildung mittels zwei Antennen und gleichzeitiger Übereinstimmung mit der Winkelrekonstruktion von KASCADE-Grande konnten 18 Schauer mit Antennen des Typs SALLA nachgewiesen werden. Nach Bestimmung der Effizienz der einzelnen Antennen ist deutlich, dass dieser Antennentyp unter Voraussetzungen, die am KIT-Campus Nord herrschen, erst ab einer primären Energie von $3 \cdot 10^{17}$ eV und Schauerzentren mit Abstand zur messenden Antenne unter 130 Metern mit einer Effizienz von 50% detektiert. Im Vergleich dazu detektiert bei gleicher Effizienz und Primärenergie eine LPDA-Antenne Pulse innerhalb Distanzen von 240 Metern.

Die Effizienzen der einzelnen Antennen sind unkorreliert zueinander. Somit wird die Nachweisbarkeit eines Schauers durch das Produkt der Einzeleffizienzen bestimmt, was durch die Auswertung bestätigt werden konnte.

Es ist deutlich geworden, dass der Antennentyp SALLA für den Nachweis von kosmischen Schauern geeignet ist, die Primär-Energieschwelle jedoch um Faktor drei höher als bei der LPDA liegt. Dieses Detektionsverhalten ist sichtbar von Art und Ausprägung des Untergrundes abhängig, so dass die Standortwahl die Effizienzaussage stark beeinflusst.

Da in der Zwischenzeit verbesserte Modelle der SALLA, des Vorverstärkers sowie der Digitalelektronik entwickelt wurden, kann für zukünftige Messungen mit einer etwas höheren Effizienz gerechnet werden.

Mit ihrem weiten Öffnungswinkel und der daraus resultierenden Akzeptanz für horizontale Schauer bietet die SALLA zudem die Möglichkeit, Neutrino-induzierte Schauer zu untersuchen. Durch Kombination mit dem homogenen und abgelegenen Standort des Pierre-Auger-Observatoriums sowie der Möglichkeiten durch die gut verstandenen Experimente vor Ort, bieten sich ideale Möglichkeiten, zum physikalischen Verständnis der kosmischen Strahlung einen wichtigen Beitrag zu liefern.

Anhang

A Bayessche Statistik

Unter bedingter Wahrscheinlichkeit versteht man allgemein die Wahrscheinlichkeit des Eintretens eines Ereignisses A unter der Bedingung, dass ein Ereignis B eintreten wird bzw. bereits eingetreten ist.

Nach dem Mathematiker Thomas Bayes [30] ist diese bedingte Wahrscheinlichkeit definiert durch

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)} \quad (4.18)$$

Wenn das Ereignis B eingetreten ist, ist die Wahrscheinlichkeit für das Ereignis durch $P(A|B)$ gegeben, es handelt sich also nicht um eine Bedingung für A . Bei endlich vielen Ereignissen ergibt sich das Bayessche Theorem folgendermaßen:

Wenn A_i mit $i = 1 \dots N$ eine Zerlegung der Ergebnismenge in disjunkte Ereignisse ist, gilt für die A-posteriori-Wahrscheinlichkeit $P(A_i|B)$

$$P(A_i|B) = \frac{P(B|A_i) \cdot P(A_i)}{P(B)} \quad (4.19)$$

Daher folgt für die totale Wahrscheinlichkeit

$$P(B) = \sum_j^N P(B|A_j) \cdot P(A_j) \quad (4.20)$$

Normalerweise würde man zur Berechnung von statistischen Aussagen und deren Fehlern die Binomialverteilung zu Rate ziehen. In der vorliegenden Arbeit wurde zur Berechnung der Effizienzen und deren Standardabweichung die Bayessche Statistik angewendet, da genau das Szenario der bedingten Wahrscheinlichkeit vorliegt.

Ausgehend von N Geampulsen und n durch Triggerentscheidung verworfenen Pulsen definiert sich die Wahrscheinlichkeit der Triggereffizienz E nach dem Bayes'schen Ansatz zu

$$P_n(E) = \frac{P_E(n) \cdot P(E)}{P(n)} \quad (4.21)$$

Zwar geht die Bayes-Statistik für den Grenzfall $N \gg n \gg 1$ in die Binomialverteilung über, aber gerade bei geringer Statistik weicht der berechnete Fehler für beide Methoden stark ab.

Hier ist $P(E)$ die A-Priori-Wahrscheinlichkeitsverteilung der Effizienz, die im Intervall $[0,1]$ mit $P(E) = 1$ gesetzt wird.

Daraus folgt dann

$$P_n(E) = \frac{P_E(n)}{\int_0^1 P_E(n) dE} = (N + 1) \cdot P_E(n) \quad (4.22)$$

Will man daraus nun einen Schätzwert für die mittlere Effizienz \bar{E} und deren Fehler σ_E ableiten, ergibt sich allgemein

$$\bar{E} = \int_0^1 P_n(E) \cdot E dE = \frac{n+1}{N+2} \quad (4.23)$$

$$\sigma_E = \sqrt{\int_0^1 (E - \bar{E})^2 \cdot P_n(E) dE} = \sqrt{\frac{(n+1)(N-n+1)}{(N+3)(N+2)^2}} \quad (4.24)$$

B Pulszeitpunkt - alternative Darstellung

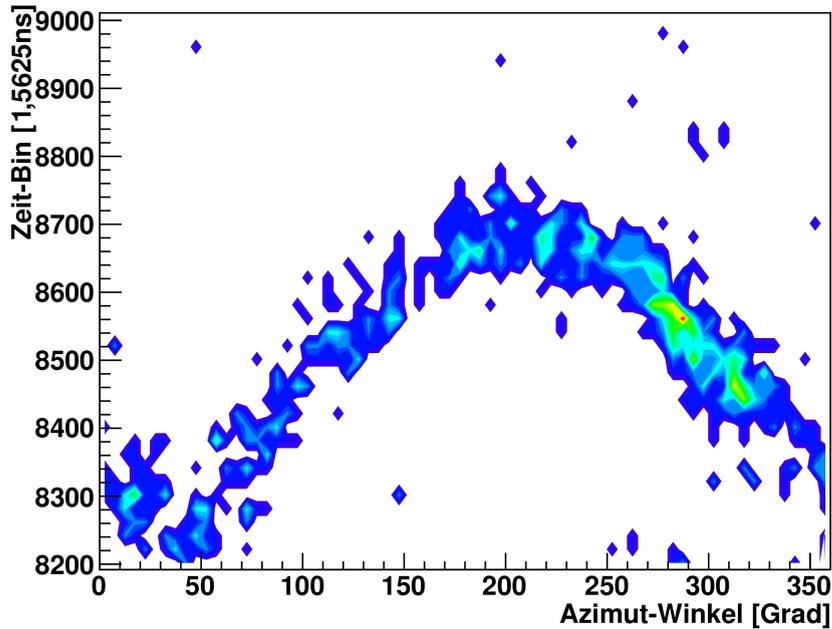


Abbildung B.1: *Contour-Plot*: nur Ereignisse mit Zenitwinkel größer 30° zugelassen; Pulszeitpunkt in der Trace (im Ausschnitt des Grande-Zeitbereichs) in Abhängigkeit zum Azimutwinkel; Hellere Farben stellen eine Häufung der Einträge dar

C Übersicht koinzidente Ereignisse mit zwei SALLA

ID	Datum	Uhrzeit	Puls1	Puls2	Zenit	Azimut	lg(E / eV)
1907872	2009-02-28	15:40:48.394575	8602	8543	30	302	16.0619
1915853	2009-03-02	10:04:35.086522	8593	8525	33	299	16.7578
2000153	2009-03-20	18:18:10.722166	8684	8663	19	181	17.2812
2010293	2009-03-23	03:16:10.863172	8418	8390	29	1	17.007
2013037	2009-03-23	17:20:56.661947	8529	8463	29	98	16.9179
2038642	2009-03-28	22:33:17.335487	8544	8527	23	228	18.2562
2066650	2009-04-04	02:18:41.378755	8638	8598	26	261	16.9041
2088165	2009-04-08	20:22:42.127068	8660	8625	21	282	17.1333
2094252	2009-04-10	04:51:53.310374	8584	8528	29	316	16.1001
2107201	2009-04-12	21:40:12.821284	8584	8553	16	110	17.2365
2113455	2009-04-14	05:02:06.908144	8637	8631	5	349	16.0102
2131866	2009-04-18	02:14:21.905925	8599	8569	11	101	16.7527
2135375	2009-04-18	20:29:52.065367	8558	8479	37	310	17.4776
2161612	2009-04-24	19:57:15.339219	8724	8719	24	200	17.1096
2175383	2009-04-27	18:44:22.32484	8659	8641	16	230	16.5608
2196224	2009-05-02	10:30:55.585514	8649	8631	18	180	16.2925
2230334	2009-05-10	09:04:07.854548	8484	8437	23	306	17.5612
2654431	2009-08-19	08:21:17.329053	8398	8314	43	300	17.7807

D Detektoreffizienz ohne Energieschnitt

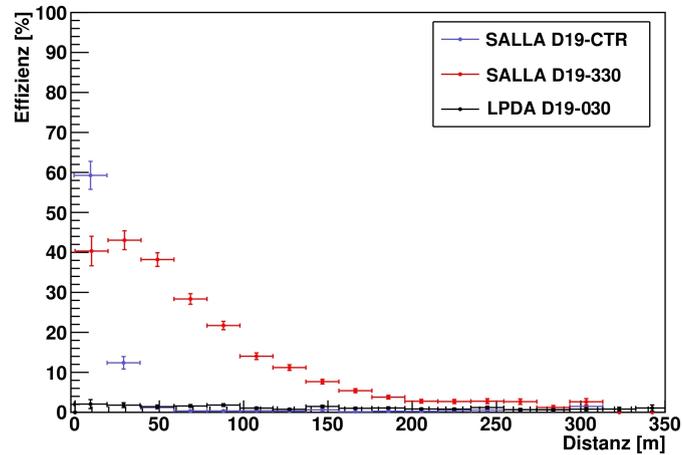


Abbildung D.2: Array D19: Abhängigkeit der Detektionseffizienz vom Abstand des Schau-erzentrums der rekonstruierten Ereignisse zur messenden Antenne, keine Energieschnitte wurden angewendet; Antennen getrennt aufgetragen gem. Legende

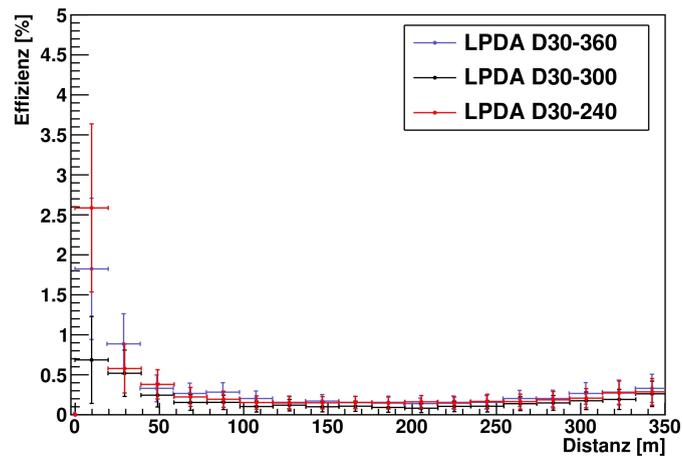


Abbildung D.3: Array D30: Abhängigkeit der Detektionseffizienz vom Abstand des Schau-erzentrums der rekonstruierten Ereignisse zur messenden Antenne, keine Energieschnitte wurden angewendet; Antennen getrennt aufgetragen gem. Legende

E Nähe der CTR-Antenne zu KASCADE-Grande-Container



Abbildung E.4: Datenerfassung im KASCADE-Grande-Container 17 mit Center-LPDA (*hinten rechts*)

Literaturverzeichnis

- [1] V.F. Hess. *Z. Phys.*, 13:1084, 1912.
- [2] P. Auger. *Reviews of Modern Physics*, 11:288, 1939.
- [3] Komitee für Astroteilchenphysik. *Kosmische Strahlung und die energiereichsten Himmelskörper*, August 2007. Available from World Wide Web: www.weltderphysik.de/de/5070.php.
- [4] K. Greisen. *Physical Review Letters*, 16:748, 1966.
- [5] G.T Zatsepin und V.A. Kuzmin. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 4:78, 1966.
- [6] P. Sokolsky. *AIP Conference Proc.*, 579:296, 2001.
- [7] M. Takeda et al. *Astroparticle Physics*, 19:447, 2003.
- [8] R.D. Blanford und J.P. Ostriker. *Ap. J.*, 237:793, 1980.
- [9] E. Fermi. *Physical Review Letters*, 75:1169, 1949.
- [10] J.P. Rachen und P.L. Biermann. *Astron. Astrophysics*, 272:161, 1993.
- [11] T. Yoshida et al. *Adv. Space res.*, 33:1755, 2004.
- [12] A.N.Parmar et al. *ESA bulletin*, 110:49, 2002.
- [13] J. Blümer et al. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 29:867–879, 2003.
- [14] T. Antoni et. al. *Nuclear Instruments and Methods*, 513:490, 2003.
- [15] G. Navarra et al. *Nuclear Instruments and Methods*, 518:207–209, 2004.
- [16] G.A. Askaryan. *Soviet Phys. of Exp. and Theo. Physics*, 14:441, 1962.
- [17] H.R. Allan. *Progress in Elem. Particle and Cosmic Ray Physics*, 10:171, 1971.
- [18] M. Ludwig und T. Huege. *Astroparticle Physics*, 2010.
- [19] H. Röttgering. *New Astron. Rev.*, 47:405, 2003.
- [20] H. Falcke et. al. *Nature*, 435:313, 2005.
- [21] H. Gemmeke et al. *International Journal of Modern Physics*, 21:242, 2006.
- [22] O. Kroemer. *Empfangssystem zur Radioobservation hochenergetischer kosmischer Schauer und sein Verhalten bei Selbsttriggerung*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 2008.
- [23] O. Kroemer. *interne Mitteilung: comparison of antennas and electronics*, 2009.
- [24] T. Asch. *Self-Triggering of Radio Signals from Cosmic Ray Air Showers*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, 2008.
- [25] S. Grebe und H. Schoorlemmer. *Auger GAP-Note 2009-069*.
- [26] H. Nyquist. *Proceedings of the IEEE*, 90-2:617–644, 1928.
- [27] M. Frigo und S.G. Johnson. *Proceedings of the IEEE*, 93-2:216–231, 2005.

- [28] F.J. Harris. *Proceedings of the IEEE*, 66:51, 1978.
- [29] A. Nutall. *Transactions on IEEE*, 29-1:84–91, 1981.
- [30] V. Blobel und E. Lormann. *Stat. und num. Methoden der Datenanalyse*. Teubner, 1998.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit gilt mein Dank alle denjenigen, die direkt und indirekt zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben:

An erster Stelle Professor Gemmeke, an dessen Institut ich diese Arbeit durchgeführt habe, der mir dieses interessante und lehrreiche Jahr ermöglichte und das Referat dafür übernommen hat. Für das entgegengebrachte Vertrauen und die freundliche Aufnahme am Institut meinen herzlichen Dank.

Professor Weber danke ich für die Übernahme des Koreferates und vor allem für die inspirierenden und motivierenden Gespräche.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Adrian Schmidt, der trotz seines vollen Arbeitstages immer ein offenes Ohr für meine Belange hatte und mit Geduld jede Fragestellung diskutierte. Danke für die Ausdauer, den Einsatz und die motivierende Atmosphäre die ganze Zeit über.

Auch möchte ich es nicht versäumen, meinen Kollegen zu danken, die durch ihre Arbeit die Voraussetzung für meine Analyse schafften: Oliver Krömer und Thomas Asch, aus deren Dissertationen ich viel gelernt habe, und die in persönlichen Gesprächen detailliert auf meine Fragen eingingen. Auch ein Dankeschön an Dietmar Bormann für die geduldige Einweisung in die mir fremde Welt der Datenbanken.

Den restlichen Mitgliedern des IPE danke ich für viele freundliche und aufmunternde Worte, vor allem den Kollegen Lutz Berger, Lars Petzold und Georg Göbel für die abwechslungsreichen Mittagspausen. Auch ein herzliches Dankeschön an die Radio-Gruppe des IK, durch deren zahlreiche Fachgruppenvorträge ich viel gelernt habe.

Den Korrekturlesern Marianne Ludwig, Adrian Schmidt, Thomas Asch, Gunnar Dolling und Stefan Brähler vielen Dank für die Anregungen und Mühe. Birgit Kraft ein ausdrücklicher Dank für Motivation und Inspiration.

Zuletzt gilt mein tiefer und verbundener Dank meiner Familie, die gerade in den letzten Jahren zu mir standen und mich in meinem Studium immer unterstützt haben. Ohne diese Unterstützung wäre vieles nicht möglich gewesen.

Erklärung

Hiermit versichere ich, Markus Helfrich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderung entnommen wurde.

Karlsruhe, den 07. Dezember 2010