

# Studie zur Gamma-Hadron-Separation durch Fouriertransformation der H.E.S.S.-Kamerabilder

Masterarbeit

vorgelegt von  
Alexander Popp

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut 1  
Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg

1. Gutachter: Prof. Dr. Christopher van Eldik
2. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton

Tag der Abgabe: 06. 11. 2013



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2 Kosmische Strahlung</b>	<b>3</b>
2.1 Zusammensetzung . . . . .	3
2.2 Quellen hochenergetischer Gammastrahlung . . . . .	5
2.2.1 Pulsarwindnebel . . . . .	6
2.2.2 Aktive galaktische Kerne . . . . .	7
2.2.3 Supernova Überreste . . . . .	7
2.3 Luftschauder . . . . .	7
<b>3 H.E.S.S.</b>	<b>11</b>
3.1 Aufbau des Teleskops . . . . .	11
3.2 Datennahme und Kamerabilder . . . . .	12
3.3 <i>Image Cleaning</i> . . . . .	14
3.4 Hillasparameter und Gamma-Hadron-Separation . . . . .	14
3.5 Motivation der Arbeit . . . . .	17
<b>4 Fouriertransformation der Kamerabilder</b>	<b>19</b>
4.1 Allgemeine Theorie der Fouriertransformation . . . . .	19
4.2 Fouriertransformation mit diskretem Gitter . . . . .	22
4.3 Hexagonales 2D-Gitter . . . . .	23
4.3.1 Diskrete Fouriertransformation eines hexagonalen 2D-Gitters . . . . .	23
4.3.2 Umsetzung des Algorithmus . . . . .	23
4.3.3 Fouriertransformation simulierter Kamerabilder . . . . .	25
4.4 Monte-Carlo Daten der H.E.S.S.-Kamerabilder . . . . .	29
4.5 <i>Cleaning</i> der Bilder durch Schnitte im Fourierraum . . . . .	31
4.5.1 Schnitte im Fourierraum . . . . .	31
4.5.2 Vergleich der Schnitte . . . . .	37
<b>5 Separation mit Parameter des Wedge-Ring Detektors</b>	<b>39</b>
5.1 Wedge-Ring Detektor . . . . .	39
5.1.1 Unterschiede transformierter Gamma- und Protonenschauern . . . . .	40
5.1.2 Wedge-Ring Detektor als Mustererkennung . . . . .	41
5.1.3 Ring- und Wedgeparameter . . . . .	42
5.2 Gamma-Hadron-Separation . . . . .	46
5.2.1 Die Schnitteffizienz und der Qualitätsfaktor . . . . .	46
5.2.2 Optimierung der Schnitte auf maximalen Qualitätsfaktor . . . . .	47
5.2.3 Optimierung mit der <i>Boosted Decision Tree</i> -Methode . . . . .	50
5.3 Vergleich der Separation verschiedener Datensätze . . . . .	51
5.3.1 Korrelation und Verteilung der Parameter . . . . .	51

5.3.2	BDT-Antwort . . . . .	54
5.3.3	Untergrundablehnung und Signaleffizienz . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Abschließender Vergleich mit einer aktuellen H.E.S.S.-Separation</b>	<b>59</b>
6.1	HAP-Analyse und Wedge-Ring Separation . . . . .	59
6.2	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	61
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>63</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>66</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Umsetzung der Fouriertransformation</b>	<b>68</b>
<b>B</b>	<b>Datenstruktur der abgespeicherten Ereignisse</b>	<b>70</b>
<b>C</b>	<b>Verteilung der Wedge-Ring Parameter</b>	<b>71</b>
<b>D</b>	<b>Umsetzung der Optimierung der Schnitte auf maximalen Qualitätsfaktor</b>	<b>74</b>

# Kapitel 1

## Einführung

Die Geschichte der Kosmischen Strahlung begann im Jahr 1912, als der Physiker Victor Hess bei einer Ballonfahrt, um die Ionisation der Atmosphäre zu messen, eine mit der Höhe ansteigende Ionisation feststellte. Dies war ein klares Anzeichen dafür, dass der Ursprung der ionisierenden Strahlung von oberhalb der Atmosphäre kommen muss und somit wurde die Kosmische Strahlung entdeckt. Victor Hess erhielt dafür den Nobelpreis der Physik. Im Jahr 1929 konnte D. W. Skobelzyn bei der Untersuchung von  $\beta$ -Strahlung die ersten Spurbilder der Kosmischen Strahlung machen. Pierre Auger stellte 1939 die volle Größe einiger dieser Luftschaue fest. Dabei fand er heraus, dass diese Schauer mehr als 100 Meter lang werden können und aus Millionen ionisierter Partikel bestehen, wodurch die Energie der initialen Teilchen der Schauer über  $10^{15}$  eV liegen muss. Bis zur Weiterentwicklung der Beschleunigertechnologie wurde die Kosmische Strahlung als hochenergetische Quelle für Teilchenexperimente genutzt. So wurde z.B. 1932 von Carl David Anderson das Positron entdeckt. Später bewegte sich das Interesse an der Kosmischen Strahlung hin zu deren Ursprung, deren chemischen Zusammensetzung und deren Ausbreitung im interstellaren Medium.

Die höchsten Energien der initialen Teilchen der Kosmischen Strahlung wurden mit Hilfe so genannter bodengebundener Luftschaue-Arrays entdeckt, dabei gibt es Teilchen mit Energien bis zu  $10^{20}$  eV. Bei hohen Energien haben die Luftschauteilchen im Medium der Atmosphäre höhere Geschwindigkeiten als Licht, wodurch Cherenkovlicht entsteht. So können Luftschaue nicht nur über deren Teilchen direkt, sondern auch über deren Cherenkovlichtblitze detektiert werden. Moderne Gammastrahlenobservatorien wie das **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem (H.E.S.S.) nutzen diese Technik, da neben den geladenen Teilchen der Kosmischen Strahlung auch hochenergetische Gammastrahlen Luftschaue erzeugen. Durch die Ablenkung der geladenen Teilchen in kosmischen Magnetfeldern geht die (genaue) Richtungsinformation dieser Teilchen verloren. Deswegen werden neutrale Teilchen wie das Photon für die Erforschung, wie zum Beispiel der möglichen Quellen der Kosmischen Strahlung, in den höchsten Energien benötigt. Das H.E.S.S.-Array detektiert das Cherenkovlicht aller Luftschaue mit ausreichend Helligkeit. Aus diesen Daten werden die Luftschaue von Gammastrahlen für die Beobachtung und Analyse der möglichen Quellen benötigt, wogegen die Schauer von Protonen und schwereren Teilchen als Untergrund betrachtet wird. Deswegen müssen die Schauer je nach Initialteilchen unterschieden werden.

Für das H.E.S.S.-Teleskop existieren mehrere Separationsmethoden um die Gammaschauer vom Untergrund zu trennen. Da der Untergrund im Vergleich zu den Signalschauern sehr dominant ist, werden sehr gute Separationsmethoden benötigt um signifikante Quellen zu detektieren und den Fehler auf die Flüsse zu verringern. In dieser Arbeit wird ein noch unerforschter Separationsansatz behandelt, um aufzuzeigen, ob dieser Ansatz die Separation verbessern kann und welches Potential in dieser Methode steckt. Dabei werden die Kamerabilder fouriertransformiert um die spektrale Energieverteilung zu erhalten. Diese Transformation wird in Kapitel

4 „Fouriertransformation der Kamerabilder“ genauer gezeigt. Die spektrale Energieverteilung der Kamerabilder wird im Kapitel 5 „Separation durch Parameter des Wedge-Ring Detektors“ mit Hilfe eines Wedge-Ring Detektors in Parameter für eine Separation der Schauer umgewandelt. Diese Parameter werden auf ihre Separationsfähigkeit untersucht und für die Separation genutzt, welche anschließend analysiert wird. Am Ende dieser Arbeit (Kapitel 6 „Abschließender Vergleich mit einer aktuellen H.E.S.S.-Separation“) wird die Separation mit Hilfe der Wedge-Ring Parameter mit einer der etablierten Separationen verglichen um das Potential dieser Methode und deren möglichem Nutzen einschätzen zu können. Diese Einführung und das nachfolgende Kapitel richtete sich nach dem Buch „High Energy Astrophysics“ (Longair 2011).

# Kapitel 2

## Kosmische Strahlung

Heutzutage ist bekannt, dass die Kosmische Strahlung überwiegend aus Protonen und schwereren Kernen besteht. Es ist aber auch ein kleiner Teil an Photonen und Elektronen in der Kosmischen Strahlung vorhanden. In diesem Kapitel wird die Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung näher erläutert und auf die möglichen Quellen der hochenergetischen Teilchen eingegangen. Zudem wird der Zusammenhang zwischen den Hadronen und den Gammaphotonen in der Kosmischen Strahlung gezeigt und schließlich die unterschiedlichen Arten der Luftschauder dargestellt, welche mit dem H.E.S.S.-Teleskop detektiert werden.

### 2.1 Zusammensetzung

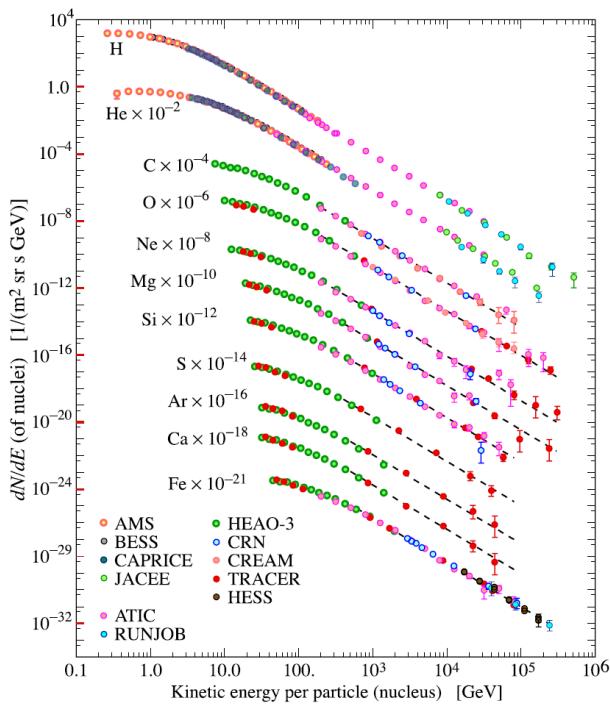
In diesem Abschnitt wird zunächst genauer auf die Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung eingegangen. Diese besteht zum großen Teil aus Protonen (Wasserstoffkerne), gefolgt von Heliumkernen und schwereren Kernteilchen. Die Intensität der primären Kerne der Kosmischen Strahlung in dem Energiebereich von einigen GeV bis zu etwa 100 TeV wird durch folgende Gleichung beschrieben

$$I_N(E) \approx 1,8 \cdot 10^4 (E/1 \text{ GeV})^{-\alpha} \frac{\text{Kerne}}{\text{m}^2 \text{s sr GeV}}. \quad (2.1)$$

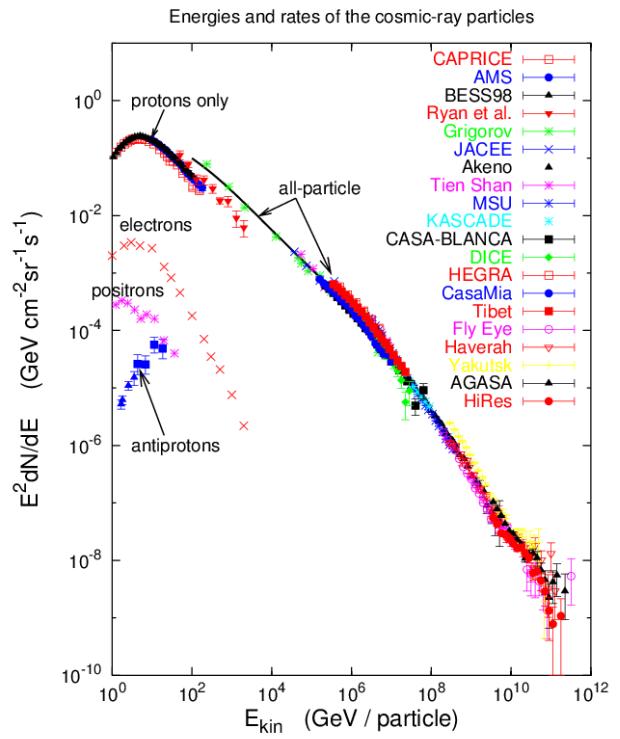
Hierbei ist  $E$  die Energie pro Kern und  $\alpha$  der differentielle Spektralindex des Flusses. Dieser beträgt 2,7 (siehe Particle Data Group et al. 2008). Die Abbildung 2.1 zeigt die Flüsse der verschiedenen Kerne (Teilchen) der Kosmischen Strahlung.

In Abbildung 2.2 ist das Spektrum der Kosmischen Strahlung gezeigt, wobei nahezu alle Teilchen kombiniert wurden. Da Teilchen mit extrem hohen Energien (bis  $10^{20}$  eV) in der Kosmischen Strahlung gemessen werden können, die mit der heutigen Beschleunigungstechnologie (bis zu ca.  $10^{13}$  eV) um mehrere Größenordnungen nicht erreicht werden, stellt sich die Frage nach den Quellen dieser Teilchen bzw. deren Beschleunigung. Da es sich aber bei der Kosmischen Strahlung um fast ausschließlich geladenen Teilchen handelt, ist die Beobachtung der Herkunft dieser Teilchen durch die galaktischen Magnetfelder und der damit verbundenen Ablenkung der Teilchen nicht möglich.

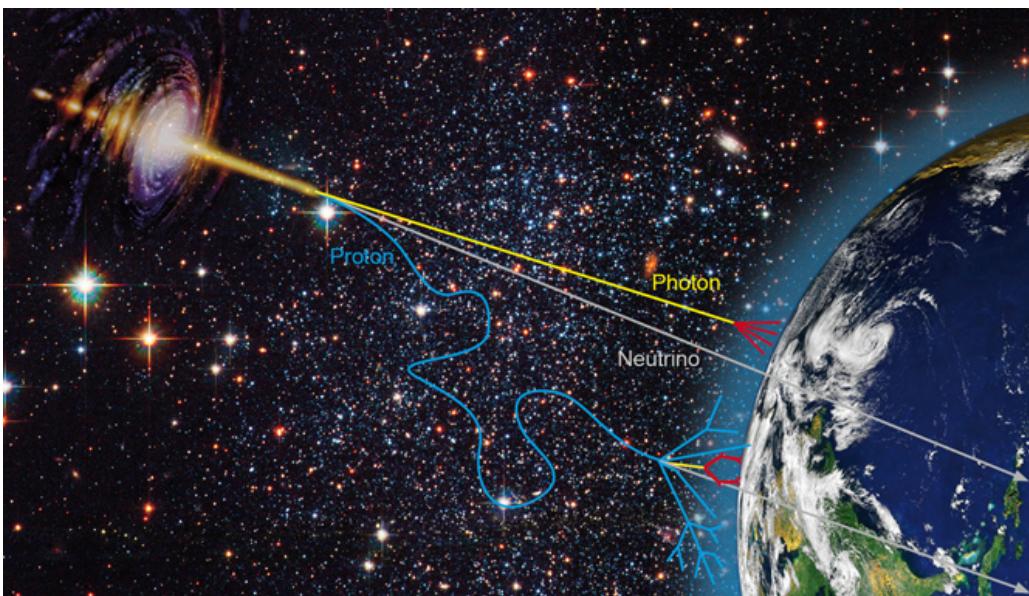
Die Abbildung 2.3 zeigt schematisch die Ablenkung von Protonen der Kosmischen Strahlung auf dem Weg von deren Quellen zur Erde. Dabei geht die Richtungsinformation durch die Ablenkung in den Magnetfeldern verloren. Neutrale Teilchen wie das Neutrino oder das Photon werden dagegen nicht abgelenkt und transportieren die Information der Quellregion zur Erde. So ist es möglich über die Verteilung der Gammastrahlung Informationen über hochenergetische Protonen und die Verteilung des interstellaren Gases zu gewinnen. Weiterhin können Informationen hinsichtlich der Quellen der Kosmischen Strahlung und damit der Beschleuniger



**Abbildung 2.1:** Teilchenflüsse der Kosmischen Strahlung in Teilchen pro Energie-pro-Kern über Energie-pro-Kern (Quelle Particle Data Group et al. (2008)).

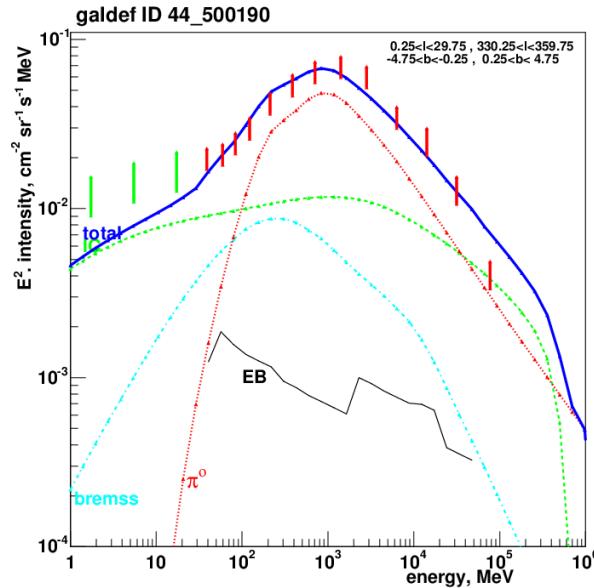


**Abbildung 2.2:** Gemessene Energien und Raten der Teilchen der Kosmischen Strahlung aus verschiedenen Experimenten (Quelle Hillas (2006)).



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der Wege der verschiedene Teilchen von deren Quellen zur Erde (Quelle [www.hap-astroparticle.org/184.php](http://www.hap-astroparticle.org/184.php)).

gewonnen werden. Durch Kollisionen von hochenergetischen Protonen der Kosmischen Strahlung mit Teilchen des interstellaren Gases werden alle Arten von Pionen ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$  und  $\pi^-$ ) erzeugt. Die positiven und negativen Pionen zerfallen dann in Elektronen bzw. Positronen mit relativistischen Energien. Das  $\pi^0$  dagegen zerfällt in zwei Gammaphotonen. Zusätzlich zum  $\pi^0$ -Zerfall, gibt es noch weitere Quellen für Gammastrahlung in diesem Energiebereich. Zum einen die Inverse Comptonstreuung, zum anderen die Bremsstrahlung. Diese Quellen spielen aber für sehr hohe Energien der Gammastrahlung keine große Rolle.



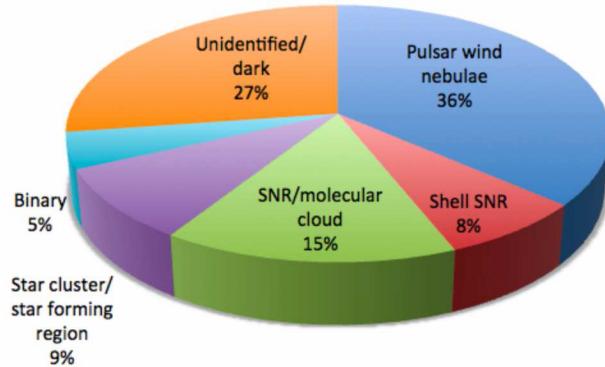
**Abbildung 2.4:** Vergleich des beobachteten Gammaspektrums aus einer Region des Inneren der Milchstraße mit dem vorhergesagten Spektrum mit seinen verschiedenen Komponenten (Quelle Strong et al. (2004)).

Eine Vorhersage der Gammastrahlungsspektren dieser Quellen und des gemessenen Spektrums ist in Abbildung 2.4 zu sehen, wobei eine Region im inneren Bereich der Milchstraße gewählt wurde. Die Verteilungen der Strahlung verschiedener Quellen werden als farbige gestrichelte Linien gezeigt. Die  $\pi^0$ -Zerfälle sind hierbei rot, die inverse Comptonstreuung grün, die Bremsstrahlung türkis und eine extragalaktische Untergrundkomponente schwarz dargestellt. Die Datenpunkte (vertikale Striche) bestehen aus Daten von EGRET (rot) und COMPTEL (grün). Die durchgezogene blaue Linie gibt das totale vorhergesagte Gammaspektrum an, welches im mittleren Bereich gut mit den gemessenen Flüssen übereinstimmt.

## 2.2 Quellen hochenergetischer Gammastrahlung

Die hochenergetische Gammastrahlung kann genutzt werden um die Quellen bzw. Beschleuniger der Kosmischen Strahlung ausfindig zu machen und zu erforschen. Durch den *Galactic Plan Survey* mit dem H.E.S.S.-Teleskop wurden eine große Anzahl verschiedener Quellen für hochenergetische Gammastrahlen in der Milchstraße entdeckt.

Das Ergebnis dieser Studie ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Dabei stellen sich die Pulsarwindnebel als dominierende Quelle heraus. Zusätzlich wird davon ausgegangen, dass ein Großteil der unbekannten Quellen aus dieser Studie ebenfalls Pulsarwindnebel sind, deren Pulsar (noch) nicht entdeckt wurde (Giebels & H. E. S. S. Collaboration 2013). Zu diesen galaktischen Quellen kommen noch extragalaktische Quellen für Gammastrahlung im hochenergetischen Bereich hinzu.

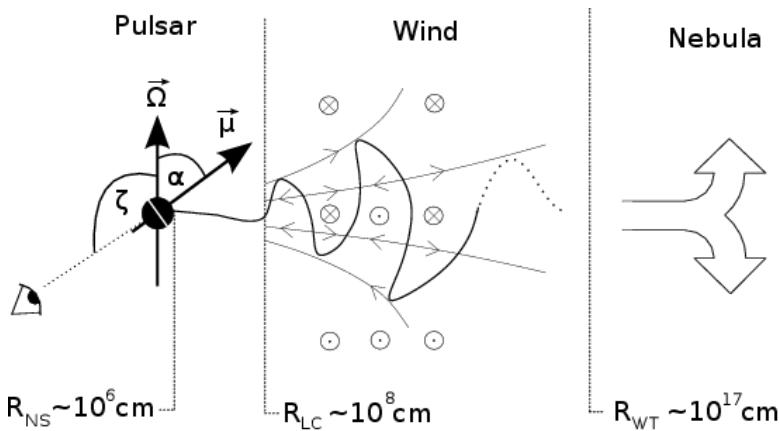


**Abbildung 2.5:** Anteile der verschiedenen galaktischen Quellen von hochenergetischen Gammastrahlen, aufgedeckt durch den H.E.S.S. Galactic Plane Survey (Quelle Giebels & H. E. S. S. Collaboration (2013)).

Aktive Galaktische Kerne (AGN) sind solche Quellen. Auf der Seite <http://tevcat.in2p3.fr> können die bekannten Quellen nachgeschlagen werden. Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Quellen für hochenergetische Gammastrahlung näher erläutert.

### 2.2.1 Pulsarwindnebel

Bei einer Kernkollaps-supernova entsteht aus dem Kern des Ausgangssterns ein Neutronenstern oder eine Schwarze Löcher (Masse  $> 3M_{\odot}$ ). Dabei kann der Neutronenstern durch die Drehimpulserhaltung eine sehr hohe Drehfrequenz (bis Perioden im Millisekundenbereich) erhalten und ebenso ein starkes Magnetfeld ausbilden. Sind die Achsen der Drehung und des Magnetfeldes nicht parallel, wird der Neutronenstern Pulsar genannt. Die meisten Pulsare mit bekannten Pulsarwindnebeln haben Magnetfelder von  $1 \cdot 10^{12}$  bis  $5 \cdot 10^{13}$  Gs (Gaensler & Slane 2006). Ein Pulsar kann mit diesem schnell rotierenden Magnetfeld geladene Teilchen zu sehr hohen Energien hin beschleunigen. Dadurch wird ein Wind solcher Teilchen erzeugt. Dieser Wind strömt vom Pulsar weg bis er auf das interstellare Medium oder die rücklaufende Schockfront der vorherigen Supernova trifft. Dabei kann es zu Schocks kommen, welche Teilchen zu noch höheren Energien hin beschleunigen können.



**Abbildung 2.6:** Schema eines Pulsarwindnebels (Quelle Buehler & Blandford (2013)).

Die Abbildung 2.6 zeigt eine schematische Darstellung eines Pulsarwindnebels mit drei Bereichen. Zum einen den Bereich der Entstehung des Windes durch den Pulsar, den Bereich des sich ausbreitenden Windes und zum anderen den Nebelbereich, in dem die Schocks entstehen.

Pulsarwindnebel gelten aber hauptsächlich als Quellen für hochenergetische Gammastrahlung und für die Elektronen in der Kosmischen Strahlung. Eine Beschreibung des wohl bekanntesten Pulsarwindnebels, der Krebsnebel, ist in Buehler & Blandford (2013) zu finden. Ein Überblick über den genaueren Aufbau und die Entwicklung solcher Pulsarwindnebel kann in Gaensler & Slane (2006) nachgelesen werden. Bisher wurden 35 Pulsarwindnebel - viele davon mit dem H.E.S.S.-Teleskop - entdeckt (Wakely & Horan 2013).

### 2.2.2 Aktive galaktische Kerne

Eine wichtige Quelle für hochenergetische Kosmische Strahlung und damit auch Gammastrahlung mit sehr hoher Energie sind die aktiven galaktischen Kerne (AGN - active galactic nucleus). Dabei handelt es sich um supermassive Schwarze Löcher in den Zentren von Galaxien, die durch eine aktive Akkretion von Material eine sehr hohe Leuchtkraft und einen Jet besitzen. Es gibt verschiedene Unterkategorien von AGNs, die sich durch die Blickrichtung und die Sichtbarkeit des Jets unterscheiden. Diese kosmischen Beschleuniger beschleunigen Teilchen in ihren Jets auf sehr hohe Energien, die entweder direkt (z.B. durch Synchrotronstrahlung) hochenergetische Gammaphotonen aussenden oder durch das Treffen des Jets auf Gase Schockfronten entstehen lassen. Diese Schockfronten können wiederum Teilchen beschleunigen und dienen damit als Quellen für hochenergetische Teilchen der Kosmischen Strahlung. Im hochenergetischen Gammastrahlenbereich wurden etwa 60 AGNs entdeckt (Wakely & Horan 2013).

### 2.2.3 Supernova Überreste

Eine weitere wichtige Quelle für Kosmische Strahlung und damit für hochenergetische Gammastrahlung sind die Supernova Überreste (SNR - supernova remnants). Dabei handelt es sich um das abgestoßene Material bei einer Supernova. Dieses Material kollidiert mit dem interstellaren Medium und bildet dabei Schockfronten aus, die wiederum Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigen können. Bisher wurden 22 dieser Quellen entdeckt (Wakely & Horan 2013).

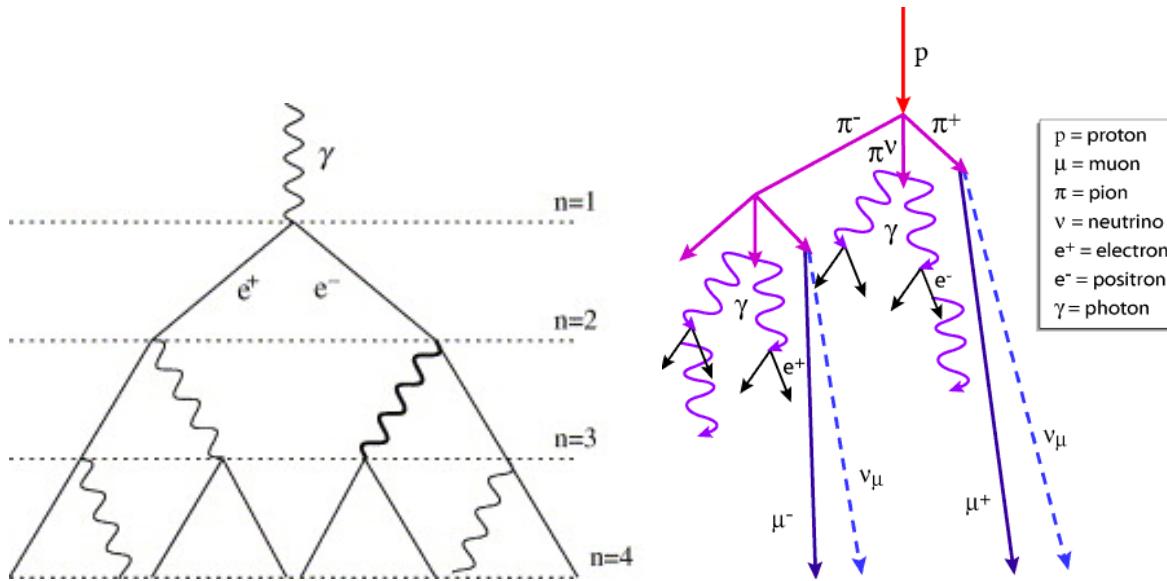
## 2.3 Luftschaue

Die Atmosphäre der Erde ist für hochenergetische Teilchen der Kosmischen Strahlung (Protonen, Gamma etc.) nicht durchsichtig. Dadurch wechselwirken diese Teilchen mit den Atomen und Molekülen der Atmosphäre. Hierdurch entstehen sogenannte Luftschaue bzw. Teilchenkaskaden, welche in der Abbildung 2.7 illustriert sind.



**Abbildung 2.7:** Schema mehrerer Luftschaue in der Atmosphäre (Quelle [www.granitegrob.com](http://www.granitegrob.com)).

Die Eigenschaften dieser Schauer sind vom Initialteilchen abhängig, so werden elektromagnetische Schauer, die durch Gammastrahlung oder Elektronen ausgelöst werden, und hadronische Schauer, verursacht durch Protonen und schwerere Kerne, unterschieden. Die Abbildung 2.8 stellt in vereinfachter Form Schemata der Gammaschauer (links) und der Hadronenschauer (rechts) dar.



**Abbildung 2.8:** Vereinfachte Schemata der Gammaschauer (links, Quelle Matthews (2005)) und Hadronenschauer (rechts, Quelle [www.lanl.gov/milagro/cosmicrays.shtml](http://www.lanl.gov/milagro/cosmicrays.shtml)).

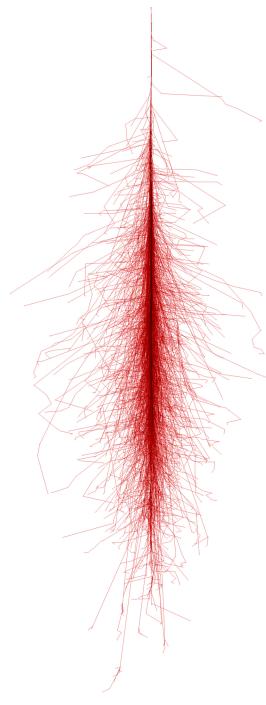
Das linke Schema zeigt das Heitler-Modell eines elektromagnetischen Schauers. Dabei trifft ein Gammaphoton auf die Atmosphäre und erzeugt ein Elektron-Positron-Paar. Diese Sekundärteilchen geben wiederum Photonen durch Bremsstrahlung ab, welche wieder, bei ausreichend hoher Energie, Elektron-Positron-Paare erzeugen. Diese Kaskade an Teilchen endet wenn die Energie der Teilchen unter eine kritische Energie sinkt. Ab dieser kritischen Energie ist der dominante Prozess des Energieverlusts die Ionisation und nicht mehr die Bremsstrahlung. Von da an werden viele Ion-Elektron-Paare erzeugt, die aber sehr geringe Energie besitzen.

Wie im rechten Schema der Abbildung 2.8 zu sehen ist, ist ein hadronischer Schauer deutlich komplexer. Dabei können die primären Hadronen in sekundäre Kerne oder Pionen zerfallen. Neutrale Pionen zerfallen wiederum in Photonen, welche einen elektromagnetischen Unterschauer erzeugen. Des Weiteren werden Muonen und Neutrinos erzeugt. Diese Schauer sind dabei meist ungeordneter als elektromagnetische Schauer.

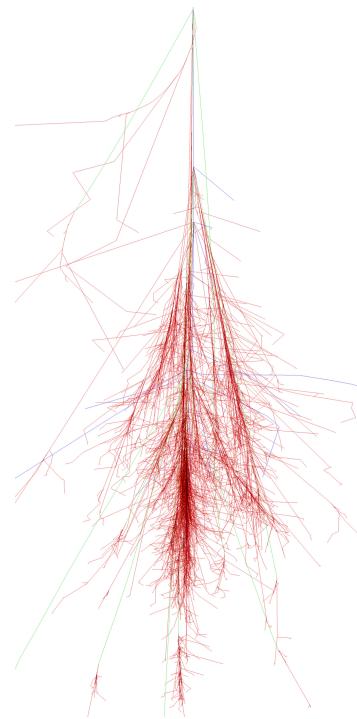
Die Abbildung 2.9 zeigt ein simuliertes Bild eines elektromagnetischen Schauers mit einem Gammaphoton mit der Energie 50 GeV. Im Vergleich dazu zeigt die Abbildung 2.10 ein simuliertes Bild eines Protonenschauers mit einer Energie 100 GeV. Die starke Verästelung des Protonenschauers ist deutlich zu sehen. Diese beiden Bilder und auch die nachfolgenden zwei Bilder (Abbildung 2.11 und 2.12) sind mit der CORSIKA Simulation erstellt worden<sup>1</sup>.

Die Abbildung 2.11 und 2.12 zeigen die Simulation des Cherenkovlichts eines Gamma- und eines Protonenschauers. Dabei ist die unterschiedliche Verteilung des Lichtes der beiden Arten von Schauern gut sichtbar. Cherenkovteleskope nehmen diese Bilder über ihre Kameras auf und gewinnen so Informationen über die Schauer.

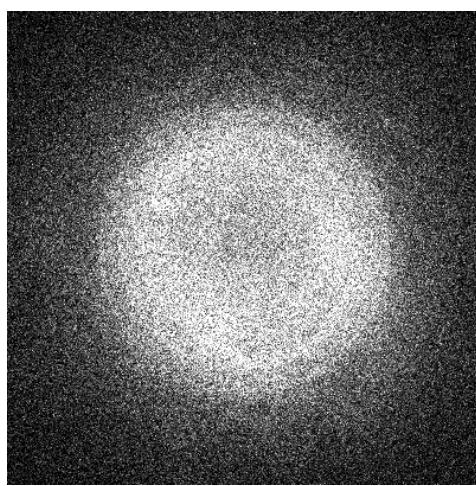
<sup>1</sup>Mehr Information zu der CORSIKA Simulation ist auf der Webseite [www-ik.fzk.de/~corsika/](http://www-ik.fzk.de/~corsika/) zu finden.



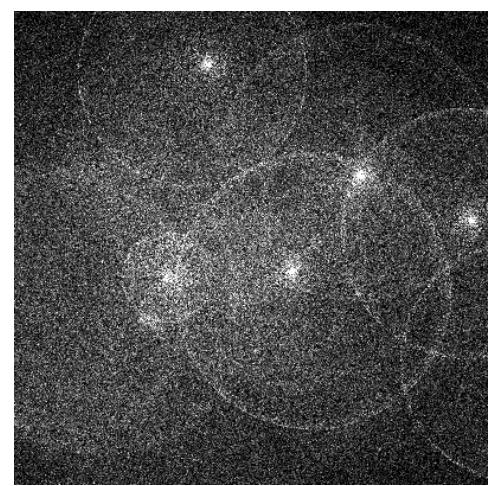
**Abbildung 2.9:** Luftschauersimulation eines Gammaphotons mit der Energie 50 GeV (Quelle F. Schmidt, [www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/](http://www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/)).



**Abbildung 2.10:** Luftschauersimulation eines Protons mit der Energie 100 GeV (Quelle F. Schmidt, [www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/](http://www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/)).



**Abbildung 2.11:** Simulation der Projektion des Cherenkovlichts eines Gammaschauers mit der Energie 300 GeV (Quelle K. Bernlöhr, [www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/ChLight/ChLat.html](http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/ChLight/ChLat.html)).



**Abbildung 2.12:** Simulation der Projektion des Cherenkovlichts eines Protonenschauers mit der Energie 1 TeV (Quelle K. Bernlöhr, [www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/ChLight/ChLat.html](http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/ChLight/ChLat.html)).



# Kapitel 3

## H.E.S.S.

In dieser Arbeit wird ein abbildendes atmosphärisches Cherenkovteleskop behandelt, das sogenannte **High Energy Stereoscopic System** (H.E.S.S.). Dabei handelt es sich um ein Array aus 4 kleinen (H.E.S.S. I) Teleskopen und einem großen (H.E.S.S. II) Teleskop, welche im Khomas Highland in Namibia aufgebaut wurden. Die erste Phase des Projekts, welche die vier kleinen Teleskope beinhaltet, ging im Dezember 2003 vollständig in Betrieb. Die Phase II und damit das große Teleskop ist seit Juli 2012 in Betrieb. Für diese Arbeit wurde nur mit Daten und simulierten Daten des Phase I H.E.S.S.-Arrays gearbeitet.

### 3.1 Aufbau des Teleskops

In diesem Abschnitt wird auf den Aufbau und die Daten der kleineren Teleskope der Phase I eingegangen. Die Informationen zum großen Teleskop können auf der H.E.S.S.-Webseite nachgelesen werden<sup>1</sup>.



**Abbildung 3.1:** Ein Teleskop des HESS Arrays. Dieses Bild entstand während der Konstruktionsphase im August 2002 (Quelle <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/> (2012)).

<sup>1</sup>H.E.S.S. Webseite: <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/> (2012)

Da die Cherenkovlichtblitze der Luftschauder sehr schwach und sehr kurz sind, benötigen die Teleskope große Sammelspiegelflächen und sehr schnell auslösende Kameras. Die Teleskope haben jeweils 382 runde Spiegel mit 60 cm Durchmesser und haben damit jeweils eine Spiegelfläche von  $108 \text{ m}^2$ . Die Spiegel haben dabei im für Cherenkovlicht wichtigen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm eine Reflektivität von mehr als 80 %. Des Weiteren sind die Spiegel auf Objekte in 10 km Entfernung fokussiert, was der typischen Entfernung der Luftschauder zum Teleskop entspricht. Die Abbildung 3.1 zeigt eins der kleinen H.E.S.S.-Teleskope. Das Bild wurde im August 2002 aufgenommen.



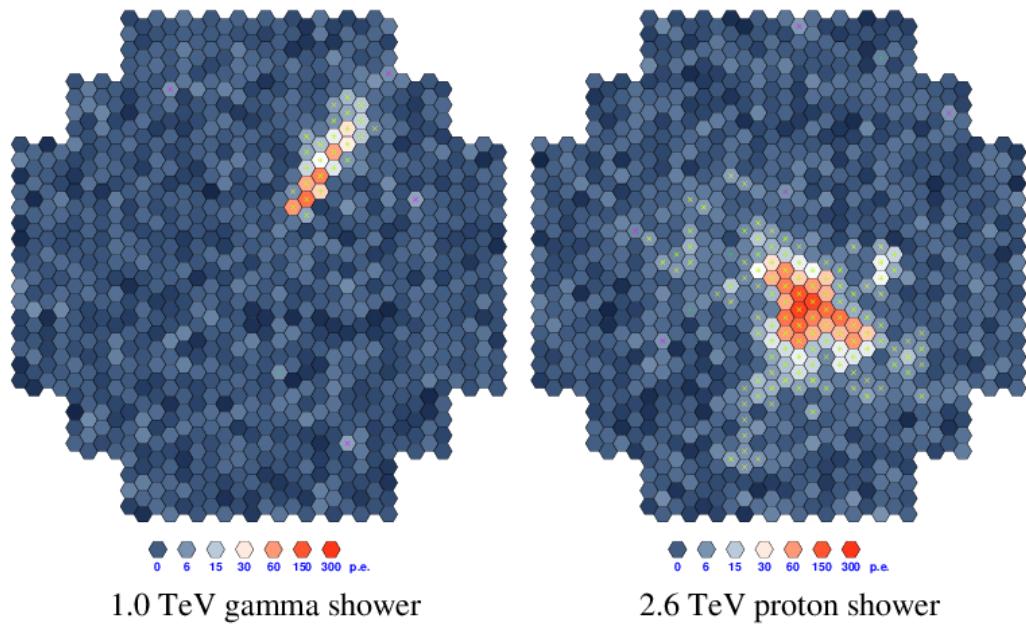
**Abbildung 3.2:** Die Kamera der H.E.S.S.-Teleskope. Das Bild stammt ebenfalls aus der Konstruktionsphase und wurde im Juni 2002 aufgenommen.

Die Kamera besteht aus 960 Photondetektorelementen (siehe Abbildung 3.2), welche später auch Pixel genannt werden. Diese Kameraelemente sind Photomultiplier (PMT), die die schnellen Cherenkovlichtblitze detektieren können und mit Winston-Cones bedeckt sind um die Lichtausbeute zu erhöhen. Die Kamera hat ein Gesichtsfeld von  $5^\circ$ , wodurch ein großer Bereich am Himmel beobachtet werden kann.

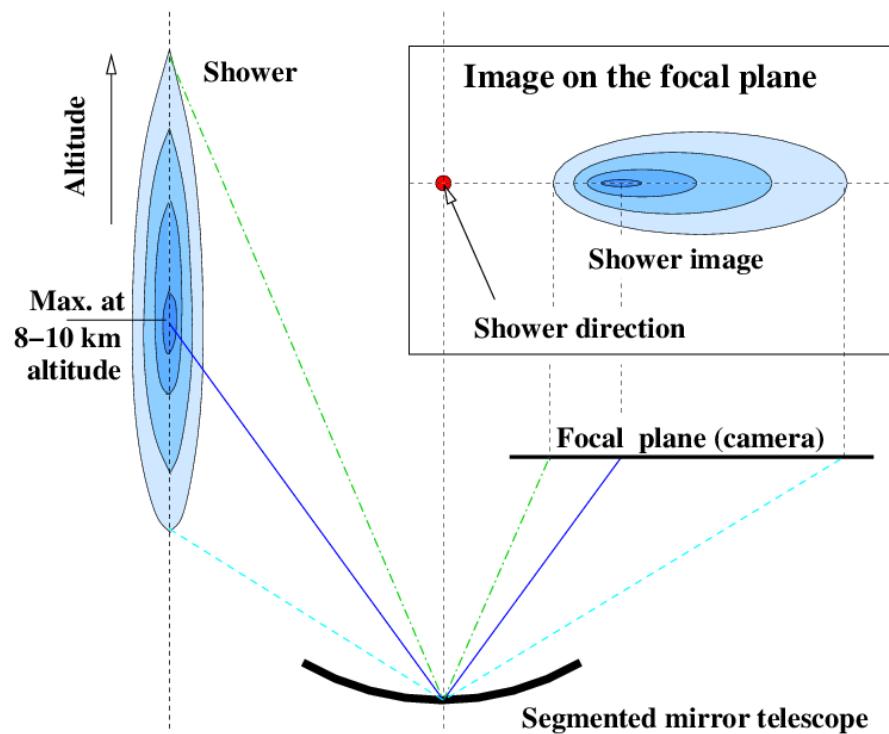
## 3.2 Datennahme und Kamerabilder

Die Schauer der Kosmischen Strahlung werden über die Spiegel des H.E.S.S.-Teleskops in die Kamera mit ihren 960 Pixel projiziert. Die Abbildung 3.3 zeigt die Unterschiede zwischen Gamma- und Hadronenschauern. Dabei fällt die unterschiedliche Form der Bilder auf, welche durch die unterschiedliche Form der Schauer (siehe Abschnitt 2.3) verursacht wird. Ebenso ist Rauschen in den Bildern zu erkennen. Dieses Rauschen kommt unter anderem durch thermische Effekte an den Photomultipliern oder durch Lichtquanten des Nachthimmels, welche während der Beobachtung auf die Photomultiplier treffen.

Da die elektromagnetischen Luftschauder eine näherungsweise elliptische Form haben, wird diese Form auch in der Kamera abgebildet. Die Abbildung 3.4 zeigt schematisch wie ein Schauer über den Spiegel in die Kameraebene projiziert wird. Die elliptische Form des Schauers und die Information der Schauerrichtung bleiben dabei erhalten.



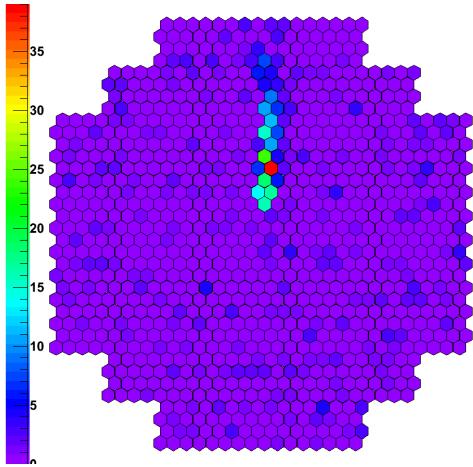
**Abbildung 3.3:** Unterschiede zwischen den Schauerarten in den Kamerabildern (Quelle Völk & Bernlöhr (2009)).



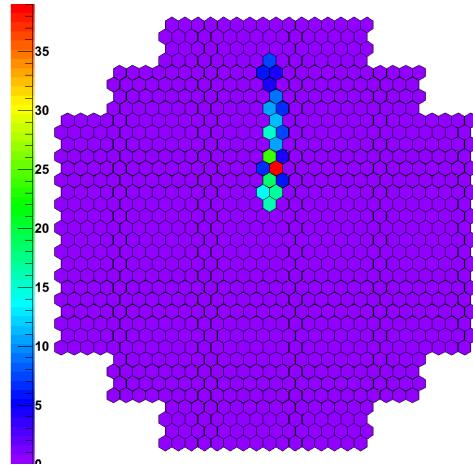
**Abbildung 3.4:** Projektion der Schauer in die Kameraebene (Quelle Völk & Bernlöhr (2009)).

### 3.3 Image Cleaning

Da die Kamerabilder, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, nicht nur die Projektion eines Schauers enthalten, sondern auch ein allgemeines Rauschen beinhalten, wird eine Bereinigung von diesem Untergrund benötigt, um anschließend die Hillasparameter der Schauer berechnen zu können (siehe dazu Abschnitt 3.4). Das Rauschen besteht aus thermischen Rauschen der PMTs und aus detektierten Photonen des Nachthimmels. Für diese Bereinigung wird das sogenannte *0407-Cleaning* genutzt. Diese Methode ist eine einfache Regel für die Zählraten in den Pixeln. Es wird für einen Pixel ein Minimum an detektierten Photonen vorausgesetzt und ebenso werden die Nachbarpixel mitbeachtet. Das verwendete *0407-Cleaning* bedeutet, dass die Anzahl der detektierten Photonen in einem Pixel mehr als 4 betragen muss und mindestens ein Nachbarpixel mehr als 7 gezählt haben muss bzw. anders herum. Ist dies nicht der Fall, so wird der Pixel auf 0 gesetzt.



**Abbildung 3.5:** Kamerabild eines simulierten Gammaschauers aus den Rohdaten mit einer Energie von 0.4 TeV.



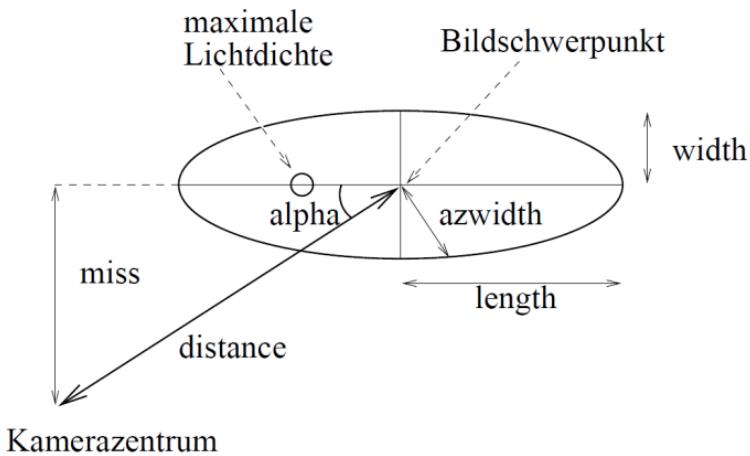
**Abbildung 3.6:** Kamerabild des selben Schauers wie in Abbildung 3.5 mit dem 0407-Cleaning.

In den Abbildungen 3.5 ist das Kamerabild eines simulierten Schauers vor dem Bereinigen zu sehen und zum Vergleich dazu ist in Abbildung 3.6 der selbe Schauer nach der Bereinigung dargestellt. Die Farbskala gibt dabei die Anzahl der detektierten Photonen (Photoelektronen bzw. p.e.) an. Das Rauschen in dem Kamerabild der Rohdaten ist gut zu erkennen. Die Bereinigung entfernt das Rauschen, kann aber auch Information des eigentlichen Schauers mit entfernen.

### 3.4 Hillasparameter und Gamma-Hadron-Separation

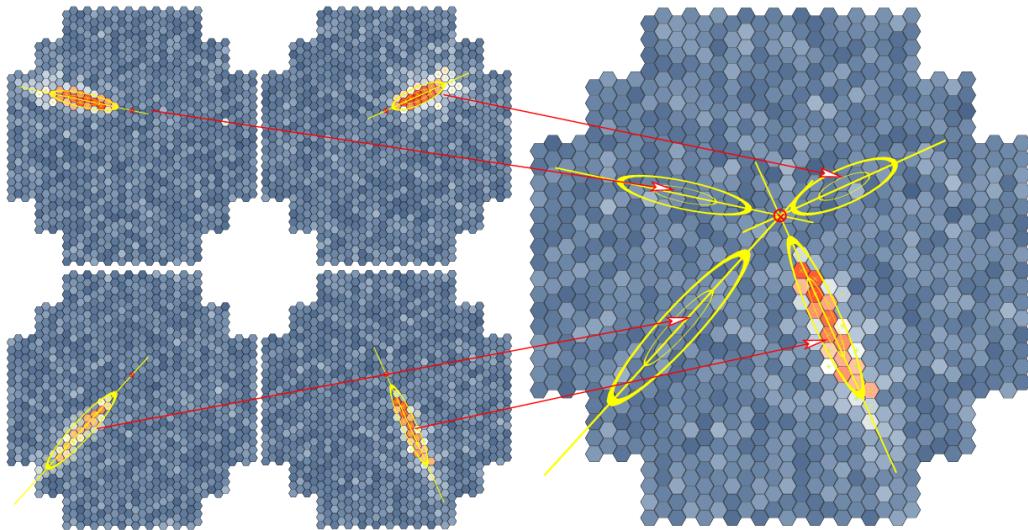
Nachdem die Schauerbilder vom Untergrundrauschen befreit wurden, werden sie mit Hilfe der Hillasparameter parametrisiert.

Die Abbildung 3.7 zeigt die geometrische Definition der Hillasparameter. Diese Parameter sind die Grundlage für die Separation der Gamma- und Hadronenschauer. Wie genau die Parameter aus den Kamerabildern berechnet werden, kann in der Doktorarbeit Gillessen (2004) in deren Anhang A nachgelesen werden. Für die Rekonstruktion der Schauerherkunft wird eine einfache geometrische Methode genutzt, wobei hauptsächlich die Hauptachse der ermittelten Hillaselipsen genutzt werden. Die Schauerherkunft ist dabei das gewichtete Mittel der Schnittpunkte aller Hauptachsenkombinationen. Die Gewichtung ist dabei vom Winkel zwischen den jeweiligen Achsen, der Größe der jeweils beteiligten Bilder und dem Verhältnis von Breite zu Länge



**Abbildung 3.7:** Graphische Darstellung der Hillasparameter (Quelle Gillessen (2004)).

der jeweiligen Ellipsen abhängig (Benbow & H.E.S.S. Collaboration 2005). Ähnlich wird das Schauerzentrum ermittelt. Die Energie eines Initialteilchens wird zuerst für jedes Teleskop einzeln mit Hilfe der Bildgröße des Schauers und dem nominalen Abstand (*distance*) bestimmt und anschließend über einen gewichteten Mittelwert über alle beteiligten Teleskope rekonstruiert.



**Abbildung 3.8:** Rekonstruktion der Schauerherkunft mittels Hillasparameter aller vier Teleskope (Quelle Völk & Bernlöhr (2009)).

In der Abbildung 3.8 ist eine Rekonstruktion zu sehen. Wie oben beschrieben werden die Ellipsen der einzelnen Schauerbilder miteinander geschnitten und so die Schauerherkunft bestimmt. Über die Rücktransformation des Schnittpunktes aus der Kameraebene in Himmelskoordinaten wird die Herkunft des jeweiligen Initialteilchens ermittelt.

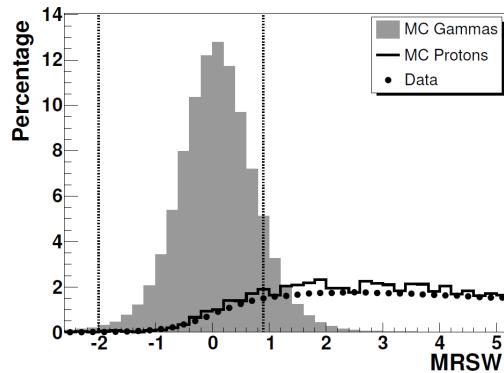
Des Weiteren werden die Parameter für die Separation der Gamma- und Hadronenschauer genutzt. So werden die Parameter *width* (*w*) und *length* (*l*) mit den erwarteten Werten verglichen. Diese Erwartungswerte werden aus Gammasimulationen für verschiedene Zenitwinkel gewonnen und sind abhängig vom rekonstruierten Abstand ( $\rho$ ) zum Schauerauf treffpunkt und der Intensität der Schauer  $q$  im Kamerabild. Ebenso ist die Standardabweichung  $\sigma$ , welche auch aus den Simulationen gewonnen wird, von diesen beiden Parametern abhängig. Die Werte *Scaled Width* (*SW*) und *Scaled Length* (*SL*) werden folgendermaßen berechnet

$$SW = \frac{w(q, \rho) - \langle w(q, \rho) \rangle}{\sigma_w(q, \rho)}, \quad SL = \frac{l(q, \rho) - \langle l(q, \rho) \rangle}{\sigma_l(q, \rho)}. \quad (3.1)$$

Diese Werte werden bei stereoskopischen Beobachtungen zu den Parametern *Mean Scaled Width (MSCW)* und *Mean Scaled Length (MSCL)* kombiniert.

$$MSCW = \frac{\sum_{tels} SW}{\sqrt{ntels}}, \quad MSCL = \frac{\sum_{tels} SL}{\sqrt{ntels}} \quad (3.2)$$

So werden die Parameter *SW* und *SL* aller beteiligten Teleskope addiert und durch die Wurzel der Teleskopanzahl *ntels* geteilt. Die Werte dieser Parameter für gammaähnliche Schauer werden um den Wert 0 herum verteilt. Die Abbildung 3.9 zeigt die Verteilung des Parameters *MSCW*.



**Abbildung 3.9:** Verteilung des Parameters *MSCW* (auch *MRSW*) mit einem Zenitwinkel von  $Z=20^\circ$  für simulierte Gammaereignisse, simulierte Protonenereignisse und echte Untergrunddaten (Quelle Benbow & H.E.S.S. Collaboration (2005)).

Dabei ist der Peak der Gammaschauer bei dem Wert 0 zu sehen, ebenso zeigt sich, dass die Untergrundereignisse zu höheren Werten tendieren. Für die Separation stellen die senkrechten Striche in der Abbildung die Schnitte dar. Zusätzlich zu den Schnitten auf die beiden Parameter *MSCW* und *MSCL* wird in der Standardanalyse einer Punktquelle auf den Parameter  $\theta^2$  geschnitten.  $\theta^2$  ist das Quadrat des Winkelabstands zwischen der rekonstruierten Schauerposition und der jeweiligen Punktquelle<sup>2</sup>. Weiterhin wird noch auf die Kameraintensität des Schauers und den Abstand des Schauers zum Mittelpunkt des Gesichtsfeldes geschnitten. Die Tabelle 3.1 zeigt die verwendeten Schnitte der Standardanalyse. Ebenso werden die Schnitte für zwei weitere Analysen dargestellt, einmal *Hard*, welche den Untergrund sehr stark entfernt, und *Loose*, welche wenig Gammaereignisse entfernt.

**Tabelle 3.1:** Schnittparameter der Standard-, Hard- und Loose-Analyse, mit den Parametern *MSCW*, *MSCL*, Intensität des Schauers in der Kamera, Winkelabstand  $\theta^2$  und Abstand zum Gesichtsfeld (Quelle Aharonian et al. (2006))

Analyse	MSCW Min.	MSCW Max.	MSCL Min.	MSCL Max.	Intensität (p.e.)	$\theta^2$ Max. (deg <sup>2</sup> )	Abstand Max. (°)
Standard	-2,0	2,0	-2,0	0,9	80	0,0125	2,0
Hard	-2,0	2,0	-2,0	0,7	200	0,01	2,0
Loose	-2,0	2,0	-2,0	1,2	40	0,16	2,0

Werden die Schnitte der Standardanalyse auf Beobachtungen des Krebsnebels angewandt (Benbow & H.E.S.S. Collaboration 2005), so werden allein durch die Parameter *MSCL* und *MSCW*

<sup>2</sup>Für ausgedehnte Quellen wird dies durch eine entsprechende Region ersetzt.

97,6 % des Untergrunds entfernt und nur 51 % des Signals, was einem Qualitätsfaktor<sup>3</sup> von 3,2 entspricht. Wird zusätzlich der  $\theta^2$ -Schnitt mit genutzt, erhöht sich der Qualitätsfaktor auf 36.

## 3.5 Motivation der Arbeit

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, werden Parameter, die aus den Kamerabildern gewonnen werden, zur Separation der Gamma- und Hadronenschauer genutzt. In dieser Arbeit wird ein neuer, noch unerforschter Ansatz für die Separation der Daten des H.E.S.S.-Teleskops analysiert. Dabei werden die Kamerabilder fouriertransformiert um die spektrale Energieverteilung zu erhalten. Die Methode, zusätzliche Informationen durch eine Fouriertransformation zu gewinnen, wird heute in vielen Bereichen der Physik, Mathematik, Signalverarbeitung und sogar den Wirtschaftswissenschaften genutzt. In der Signalverarbeitung zum Beispiel werden mit einer Fouriertransformation Störfrequenzen ermittelt und gegebenenfalls aus einem Signal entfernt oder das Nutzsignal wird durch eine Transformation sichtbar gemacht. So stecken im Vergleich zu den Informationen der Kamerabilder, die in den bisherigen Analysen genutzt werden, in den Fourierbildern noch ungenutzte Informationen, die es zu studieren lohnt. In wie weit diese spektralen Informationen für die Auswertung der Schauerbilder nützlich sind, wird in dieser Arbeit untersucht. Zum einen wird erörtert, wie sich das *Cleaning* der Bilder auf diese Informationen auswirkt, und zum anderen ob sich durch Manipulation der Fourierbilder das *Cleaning* qualitativ ersetzen lässt. Weiterhin wird mit Hilfe eines Wedge-Ring Detektors, der die Informationen der spektralen Verteilung in Parameter überführt, die Separationsfähigkeit der Fourierbilder analysiert. Welche Parameter sich für das Separieren eignen und das Ergebnis einer solchen Separation wird am Ende mit der Separation durch die Parameter *MSCL* und *MSCW* der Standardanalyse verglichen um das Potential der Wedge-Ring-Parameter darzustellen.

---

<sup>3</sup>Höhere Qualitätsfaktoren deuten auf eine gute Separation hin, eine genauere Beschreibung des Qualitätsfaktors ist in Abschnitte 5.2.1 zu finden.



# Kapitel 4

## Fouriertransformation der Kamerabilder

Im vorherigen Kapitel wurde unter anderem die Separation der Gamma- und Hadronenschauer mit Hilfe der Hillasparameter erläutert. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Separationsmöglichkeit mit neuen Parametern analysiert. Diese Parameter werden nicht aus den Hillasparametern, sondern aus der Fouriertransformation der Kamerabilder gewonnen. Daher wird zuerst näher auf die Eigenschaften der Fouriertransformation eingegangen und später wird die Fouriertransformation auf die Kamerabilder angewandt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere C++ Programme geschrieben, die die vorhandenen Daten verarbeiten und die daraus entstehenden Ergebnisse analysieren. Dabei wurde die Programmierumgebung ROOT 5.28.00-2 - ein am CERN entwickeltes, auf C++ basierendes Datenanalyseprogramm - verwendet. Weiterhin wurde die Version 12-03 der H.E.S.S. Analysis Pipeline (HAP) für die Verarbeitung der Daten und für die spätere Analyse der Daten als Vergleich genutzt.

### 4.1 Allgemeine Theorie der Fouriertransformation

Dieser Abschnitt behandelt die Theorie der Fouriertransformation, wobei sich an dem Buch *Fourier Transformation for Pedestrians* (Butz 2006) orientiert wurde.

Die Fouriertransformation ist eine mathematische Transformation, welche entwickelt wurde um Signale zwischen dem Ortsraum und dem Frequenzraum zu transformieren. Diese Transformation ist eine umkehrbare Operation, d.h. eine Funktion  $f(t)$  kann in den Frequenzraum transformiert werden ( $F(\omega)$ ) und wieder zurück in den Ortsraum ohne das dabei Information verloren geht. Die kontinuierliche Fouriertransformation kommt aus der Fourierreihe. Die Idee der Fourierreihe ist, dass jede Funktion  $f$  aus einer Kombination von geraden und ungeraden Funktionen<sup>1</sup> aufgebaut ist. Dabei wird die Fourierreihe als Kombination von Sinus- und Kosinus-Funktionen dargestellt. Die Funktion  $f(t)$  setzt sich folgendermaßen zusammen

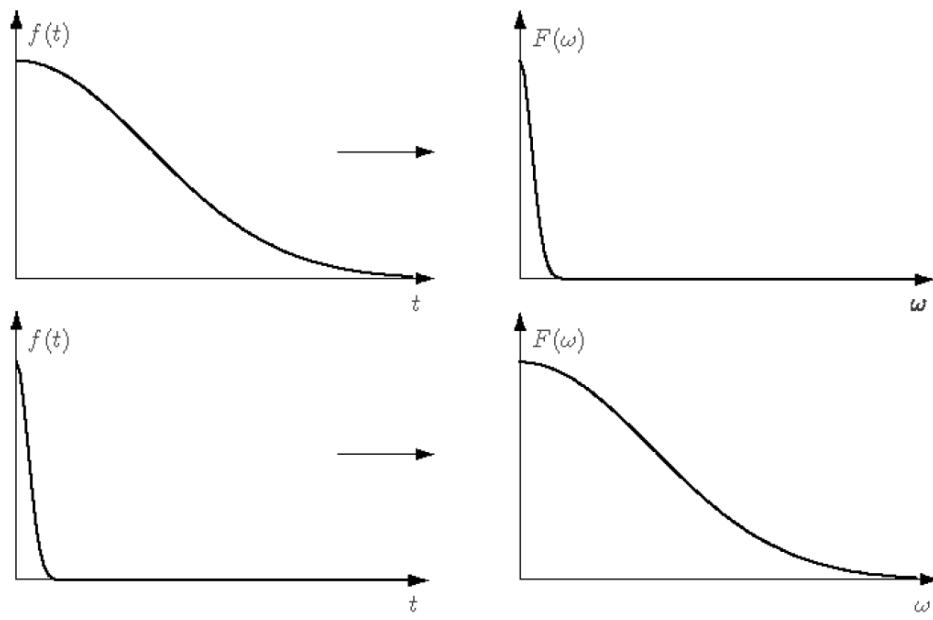
$$f(t) = \sum_{k=0}^{\infty} (A_k \cos \omega_k t + B_k \sin \omega_k t), \quad (4.1)$$

mit der Frequenz  $\omega_k = \frac{2\pi k}{T}$  und der Periode  $T$ . Für die kontinuierliche Fouriertransformation geht  $T$  gegen unendlich und aus  $\omega_k$  wird  $\omega$ . Die Fouriertransformation definiert sich wie folgt

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad \text{und} \quad (4.2)$$

---

<sup>1</sup>Gerade Funktionen sind definiert als Funktionen mit der Eigenschaft  $f(-t) = f(t)$ , ungerade Funktionen dagegen als  $f(-t) = -f(t)$ .

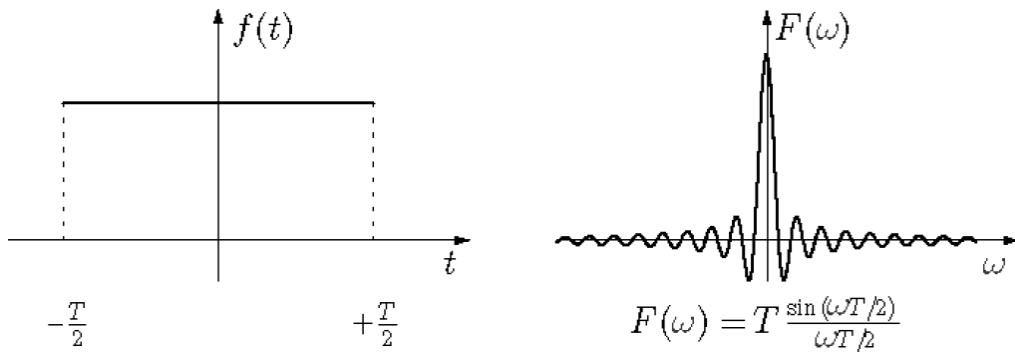


**Abbildung 4.1:** Transformation einer langsam variierende Funktion (oben) und einer schnell variierenden (unten) (Quelle Butz (2006)).

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{+i\omega t} d\omega. \quad (4.3)$$

Dabei ist die Gleichung 4.2 die Transformation vom Ortsraum in den Frequenzraum und die Gleichung 4.3 die Rücktransformation.

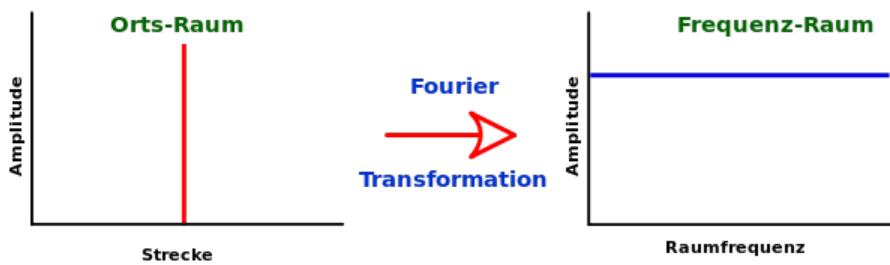
Funktionen die sich im Ortsraum langsam ändern, haben im Frequenzraum niederfrequente spektrale Komponenten. Dagegen haben sich schnell ändernde Funktionen einen großen Bereich an spektralen Komponenten. Die Abbildung 4.1 zeigt oben eine langsam variierende Funktion und ihre dazugehörige Darstellung im Frequenzraum und unten eine schnell variierende Funktion.



**Abbildung 4.2:** Transformation einer Rechtecksfunktion (Quelle Butz (2006)).

Wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist, erzeugt eine rechteckige Funktion - sehr schnelle Veränderungen an der Kante - eine stark fluktuiierende Funktion ( $\frac{\sin x}{x}$ ) im Frequenzraum.

Als weiteres Beispiel ist in der Abbildung 4.3 die Transformation einer  $\delta$ -Funktion zu sehen. Diese ist im Frequenzraum eine Konstante. Ebenso wäre eine Konstante im Ortsraum eine  $\delta$ -Funktion im Frequenzraum.



**Abbildung 4.3:** Transformation einer  $\delta$ -Funktion (Quelle Maher & Hünniger (2010)).

Eine weitere wichtige Funktion für eine Fouriertransformation ist die Gaußfunktion. Dabei stellt sich heraus, dass die fouriertransformierte (normierte) Gaußfunktion wieder eine Gaußfunktion ist. Die folgenden Formeln zeigen eine normierte Gaußfunktion (4.4) und ihre Darstellung im Frequenzraum (4.5):

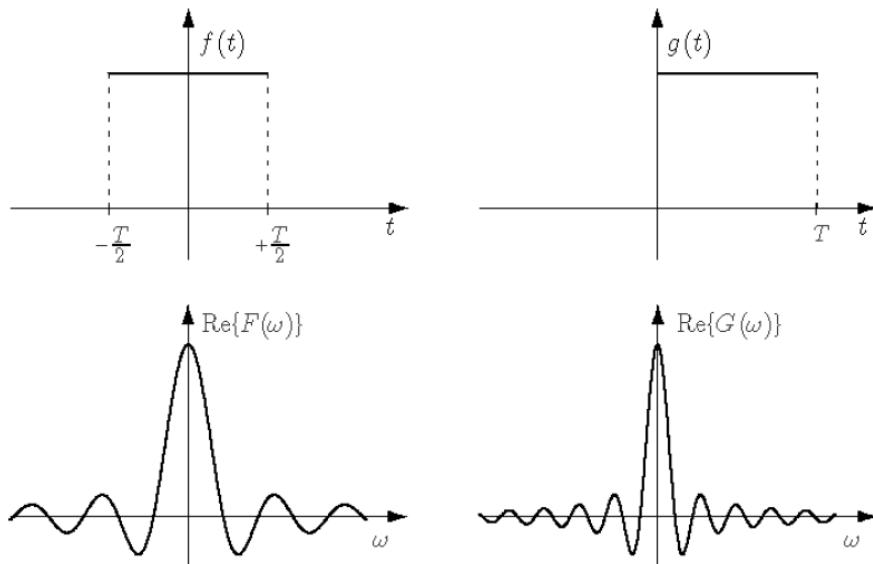
$$f(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\frac{t^2}{\sigma^2}} \quad (4.4)$$

$$F(\omega) = e^{-\frac{1}{2}\sigma^2\omega^2} \quad (4.5)$$

Dabei ändert sich das  $\sigma$  im Exponenten von  $\frac{1}{\sigma^2}$  zu  $\sigma^2$ . Ein weitere anzumerkende Eigenschaft der Fouriertransformation ist die Verschiebungsregel. Dabei gilt:

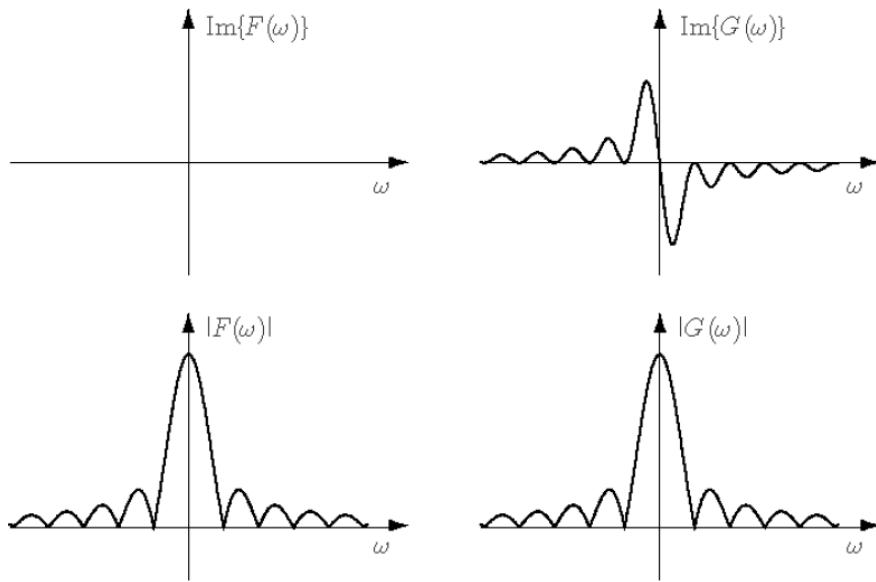
$$f(t - a) \leftrightarrow F(\omega) \cdot e^{-i\omega a} \quad (4.6)$$

Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen die Verschiebung einer Rechtecksfunktion und die Auswirkung der Verschiebung auf den Realteil  $\text{Re}\{F(\omega)\}$ , den Imaginärteil  $\text{Im}\{F(\omega)\}$  und den Betrag  $|F(\omega)|$  der Funktion im Frequenzraum.



**Abbildung 4.4:** Verschiebung einer Rechtecksfunktion und deren Auswirkung auf den Realteil der fouriertransformierten Funktion (Quelle Maher & Hünniger (2010)).

Ohne Verschiebung ist der Realteil der Funktion  $F(\omega)$  - wie bereits in Abbildung 4.2 zu sehen war - eine Funktion der Form  $\frac{\sin x}{x}$ . Der Imaginärteil ist hier konstant Null. Wird die Ausgangsfunktion  $f(t)$  verschoben (hier als neue Funktion  $g(t)$  bezeichnet) so wird der Realteil schmäler und der Imaginärteil ist ungleich Null. Der Betrag der Funktion  $G(\omega)$  ist dagegen gegenüber dem Betrag der Funktion  $F(\omega)$  unverändert. So ist eine Verschiebung nicht im Betrag einer transformierten Funktion zu sehen, sondern nur im Real- und Imaginärteil.



**Abbildung 4.5:** Verschiebung einer Rechtecksfunktion und deren Auswirkung auf den Imaginärteil und den Betrag der fouriertransformierten Funktion (Quelle Maher & Hünninger (2010)).

## 4.2 Fouriertransformation mit diskretem Gitter

In dieser Arbeit sollen die Bilder der H.E.S.S.-Kameras fouriertransformiert werden. Da diese Bilder keine kontinuierlichen Informationen, sondern diskrete Informationen beinhalten, wird eine diskrete Version der Fouriertransformation benötigt. Dafür wird die Variable des Ortsraums  $t$  in diskrete Elemente  $t_k$  aufgeteilt. Dadurch ergibt sich für  $t_k$ :

$$t_k = k \cdot \Delta t, \quad k = 0, 1, \dots, N - 1. \quad (4.7)$$

Hierbei ist  $N$  die Anzahl der diskreten Zeiten für eine Funktion, die in diskrete Werte umgewandelt wird. Die Definition der diskreten Fouriertransformation (DFT) ist damit

$$F_j = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} f_k W_N^{-kj} \quad \text{mit} \quad W_N = e^{2\pi i/N} \quad \text{und} \quad (4.8)$$

$$f_k = \sum_{j=0}^{N-1} F_j W_N^{+kj} \quad \text{mit} \quad W_N = e^{2\pi i/N}. \quad (4.9)$$

Dabei zeigt die Gleichung 4.8 die Transformation vom Ortsraum in den Frequenzraum und die Gleichung 4.9 die Rücktransformation. Bei dieser Transformation wird davon ausgegangen, dass sich die endliche Datensequenz periodisch wiederholt. Dadurch gilt  $f(n) = f(n + Nr)$  mit dem beliebigen Integerwert  $r$  (Ehrhardt 1993).  $N$  ist bei einer mehrdimensionalen diskreten Fouriertransformation eine Matrix, die sogenannte Sampling-Matrix. Für ein zweidimensionales, rechtwinkliges Sampling hat die Matrix folgende Form

$$N = \begin{bmatrix} d_1 & 0 \\ 0 & d_2 \end{bmatrix}, \quad (4.10)$$

mit dem Abstand  $d_1$  und  $d_2$  der Datensequenzwiederholungen. Da die H.E.S.S.-Kameras ein hexagonales Gitter haben, ändert sich diese Sampling-Matrix zu

$$N = \begin{bmatrix} d_1 & \frac{d_1}{2} \\ 0 & d_2 \end{bmatrix}. \quad (4.11)$$

## 4.3 Hexagonales 2D-Gitter

Für die Anwendung der diskreten Fouriertransformation auf die Kamerabilder, muss diese Transformation für das hexagonale 2D-Gitter umgeformt werden. Dabei wird eine Arbeit von Ehrhardt (1993) als Quelle genutzt.

### 4.3.1 Diskrete Fouriertransformation eines hexagonalen 2D-Gitters

Mit Hilfe der in Abschnitt 4.2 dargestellten Sampling-Matrix  $N$  für hexagonale Gitter wird - wie in Ehrhardt (1993) beschrieben - die zweidimensionale, diskrete Fouriertransformation umgeformt. Nachfolgende Formel zeigt das Ergebnis dieser Umformung

$$F(k_1, k_2) = \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} f(n_1, n_2) \cdot \exp\left(-i2\pi \frac{k_1(n_1 - n_2/2)}{N_1 + k_2 n_2 / N_2}\right), \quad (4.12)$$

mit der Anzahl an Elementen im Ortsraum in der jeweiligen Achsenrichtung  $N_1$  und  $N_2$ , dem Index dieser Elemente  $n_1$  und  $n_2$  und dem neuen Index im Frequenzraum  $k_1$  und  $k_2$ . Zur effizienten Berechnung dieser Formel in einem Programm, wird diese in drei Teile aufgeteilt

$$F_1(k_1, n_2) = \sum_{n_1=0}^{N_1-1} f(n_1, n_2) \cdot \exp\left(-i2\pi \frac{k_1 n_1}{N_1}\right), \quad (4.13)$$

$$F_2(k_1, n_2) = F_1(k_1, n_2) \cdot \exp\left(i\pi \frac{k_1 n_2}{N_1}\right) \quad \text{und} \quad (4.14)$$

$$F(k_1, k_2) = \sum_{n_2=0}^{N_2-1} F_2(k_1, n_2) \cdot \exp\left(-i2\pi \frac{k_2 n_2}{N_2}\right). \quad (4.15)$$

Mit diesen Formeln lässt sich ein zweidimensionales, aus hexagonalen Elementen bestehendes Bild in ein Fourierbild mit einem rechtwinkligen Koordinatensystem übertragen. Diese umgestellten Formeln werden im nachfolgenden Abschnitt genutzt um die Kamerabilder zu transformieren.

### 4.3.2 Umsetzung des Algorithmus

In diesem Abschnitt wird die Implementierung der zuvor gezeigten diskreten Fouriertransformation eines hexagonalen Gitters in den erstellten Programmen beschrieben.

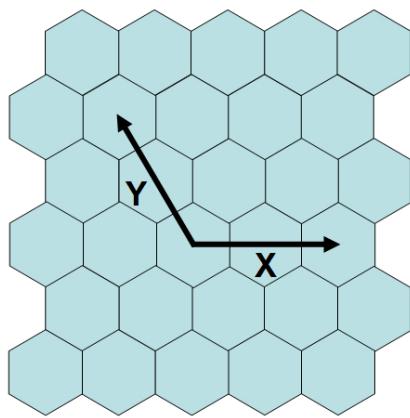
Zuerst wurden die in den Pixeln enthaltenen Informationen der Kamerabilder in ein zweidimensionales Array geschrieben. Da es sich um hexagonal angeordnete Pixel handelt, werden die X- und Y-Achsen des Arrays - wie in Ehrhardt (1993) beschrieben - nicht orthogonal zueinander, sondern in einem Winkel von  $120^\circ$  zueinander angeordnet.

Die Abbildung 4.6 zeigt die Lage der X- und Y-Achse im hexagonalen Gitter der Kamera. Die Koordinaten der einzelnen Pixel werden folgendermaßen in X und Y des Arrays umgerechnet:

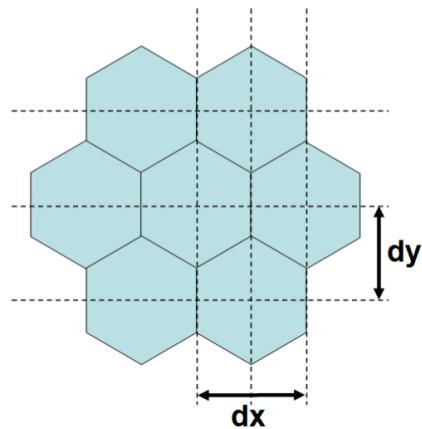
$$Y_{Array} = \text{Integer}\left(\frac{Y_{Kamera}}{dy} + 0.5 + \frac{\text{Zeilen}}{2} + 0.5\right) \quad (4.16)$$

$$X_{Array} = \text{Integer}\left(\frac{X_{Kamera}}{dx} + 0.25 + \left(\frac{Y_{Kamera}}{dy} + 0.5\right) \cdot 0.5 + \frac{\text{Zeilen}}{2} + 0.5\right) \quad (4.17)$$

Dabei ist  $dy$  ( $dy = 0.036373$ ) der Abstand zwischen den Mittelpunkten der Zeilen des hexagonalen Gitters und  $dx$  ( $dx = 0.042$ ) der Abstand zwischen den Mittelpunkten der aneinander liegenden Pixel (siehe Abbildung 4.7). Der Wert  $\text{Zeilen}$  gibt die Anzahl der X- und Y-Zeilen

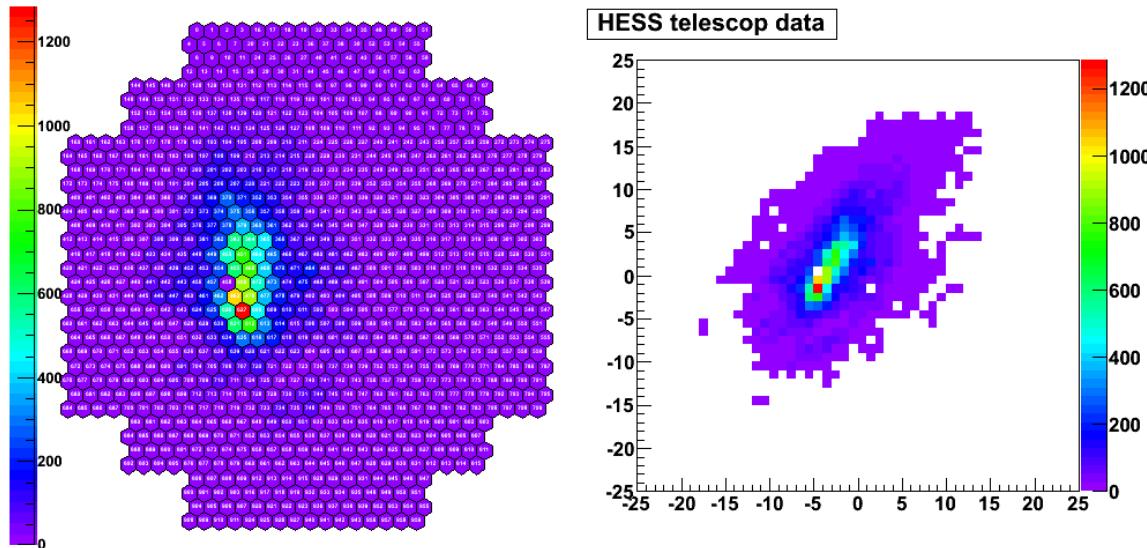


**Abbildung 4.6:** Lage der X- und Y-Achsen des hexagonalen Gitters



**Abbildung 4.7:** Darstellung der Abstände  $dx$  und  $dy$  im hexagonalen Gitter

des Arrays an. Die Pixelkoordinaten haben den Ursprung in der Mitte der Kamera. Für das 2D-Array werden deshalb bei der Transformation die Koordinaten künstlich verschoben. Daher wird in den Gleichungen 4.16 und 4.17 die Hälfte der Anzahl der Zeilen des Arrays dazu addiert um den Ursprung der Kamerakoordinaten in die Mitte des 2D-Arrays zu verschieben. Die Zahlenwerte, die direkt nach den Koordinaten addiert werden, verschieben ebenfalls leicht das Koordinatensystem. Der Wert 0,5 am Ende der jeweiligen Formel ist für das richtige Runden der Zahlen zuständig.



**Abbildung 4.8:** Beispieldaten eines Schauers in der Kamera (links) und im 2D-Array (rechts). Die Farbskala gibt die Anzahl der gemessenen Photonen in einem Pixel wieder.

Die Abbildung 4.8 zeigt auf der linken Seite das Beispieldaten eines Luftschauers in der Kamera und auf der rechten Seite das transformierte Bild im 2D-Array. Die Farbskalen geben dabei die Anzahl der gemessenen Photonen (Photoelektronen bzw. p.e.) in den jeweiligen Pixeln an. Die Verzerrung durch die nicht senkrechten Achsen im Kamerasystem ist deutlich sichtbar.

Nachdem die Pixelinformationen in das Array übertragen wurden, werden nun diese Daten mit Hilfe der Formeln 4.13, 4.14 und 4.15 fouriertransformiert. Die Information aus dem 2D-Array wird dazu an eine Funktion übergeben, in der die Transformation stattfindet. Die genaue Umsetzung dieses Algorithmus im Quellcode ist im Anhang A zu finden. Dabei ist zu beachten, dass die Exponentialfunktionen in den zugrundeliegenden Gleichungen in Kosinus und Sinus

aufgeteilt wurden ( $e^{i\varphi} = \cos(\varphi) + i \sin(\varphi)$ ). Da hier mit komplexen Zahlen gerechnet wird, werden zwei 2D-Arrays einmal für den Realteil (z.B.  $bRe[k1][k2]$ ) und den Imaginärteil (z.B.  $bIm[k1][k2]$ ) benötigt. Die Informationen dieser beiden neuen 2D-Arrays werden wieder an das Hauptprogramm übergeben.

Zur Überprüfung der korrekten Funktion der Transformation und zur Analyse der Auswirkungen möglicher Manipulationen im Fourierraum, wurde zusätzlich die Rücktransformation erstellt. Dabei wurde bei der vorherigen Umsetzung das Vorzeichen des Exponenten (Variable  $a$ ) in allen drei Bereichen gewechselt. Ebenso wurde die Reihenfolge der drei Formeln umgekehrt, damit es zu keiner Drehung im Realraum kommt. Abschließend wurde noch im ersten und letzten Abschnitt das jeweilige Element in den beiden 2D-Arrays durch die Anzahl der Zeilen geteilt.

Im nachfolgenden Abschnitt werden verschiedene Bilder der Kamera und Bilder des 2D-Arrays, vor der Transformation, nach der Transformation und nach der Rücktransformation, gezeigt. Die Werte in den Bildern des 2D-Arrays sind die Beträge der komplexen Zahlen, die durch die Fouriertransformation auftreten.

### 4.3.3 Fouriertransformation simulierter Kamerabilder

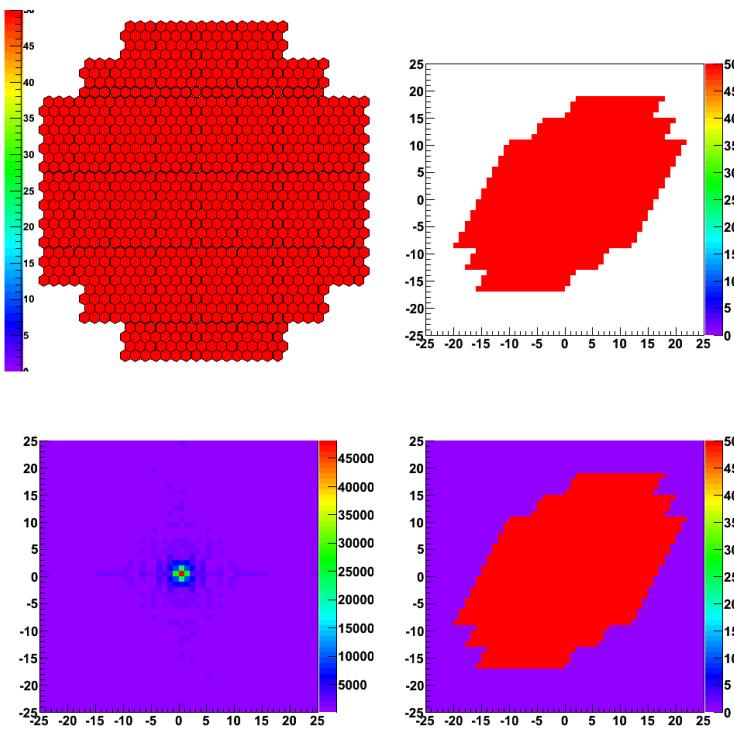
Zur Untersuchung des Verhaltens der 2D-Fouriertransformation bei unterschiedlichen Kamerabildern, wurde eine Reihe von speziell simulierten Kamerabildern in dem Programm, welches die Transformation durchführt, verarbeitet.

#### Konstanter Wert

Das einfachste Bild, das transformiert werden kann, ist das einer Kamera, deren Pixel alle mit einem konstanten Wert gefüllt wurden. In der Abbildung 4.9 ist eine Transformation einer so gefüllten Kamera zu sehen. Links oben ist die Kamera mit ihren einzelnen Pixeln abgebildet. Hierbei wird nochmal deutlich, dass alle Pixel den selben Wert haben. Rechts daneben ist das 2D-Array zu sehen, in welches die Daten der Pixel übertragen wurden. Dabei entspricht die X-Achse dem ersten, um den Wert 25 verschobenen Index des 2D-Arrays. Die Verschiebung dient dazu die Kameradaten mittig im Array zu positionieren. Ebenso entspricht die Y-Achse dem zweiten Index des Arrays mit der gleichen Verschiebung. Die Farbskala zeigt den Wert der jeweiligen Pixel bzw. Elemente des Arrays. Dabei sind hier alle Elemente, die einem Pixel entsprechen, mit dem Wert 50 und alle anderen mit dem Wert 0 gefüllt. Die genaue Lage der Kamera in dem 2D-Array ist hier sehr gut sichtbar. Links unten ist das Ergebnis der Fouriertransformation zu erkennen. Die Achsen sind äquivalent zur vorherigen Darstellung. Die Werte in dieser Darstellung sind die Beträge der komplexen Zahlen an den jeweiligen Stellen des Arrays.

Der höchste Wert eines Elements nach der Fouriertransformation befindet sich im Element (0,0), also dem Ursprung des Koordinatensystems. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da ein konstanter Wert im Realraum gleich einem Deltapeak im Fourierraum entspricht (siehe Transformation einer  $\delta$ -Funktion in Kapitel 4 Abbildung 4.3). Weil die Kamera nicht unendlich groß ist, ist nicht das komplette Array mit dem konstanten Wert gefüllt, daher ist das Ergebnis im Fourierraum einer 2D-Sinc-Funktion ähnlich (siehe Transformation einer Rechtecksfunktion in Kapitel 4 Abbildung 4.2).

Das letzte Diagramm rechts unten zeigt das Ergebnis der Rücktransformation. Es ist nahezu identisch zu dem Diagramm rechts oben, das die Werte vor der Fouriertransformation darstellt. Dies entspricht der Erwartung, da während der Transformation und im Fourierraum keine Informationen verloren gehen. Die korrekte Funktion des Algorithmus wird dadurch gezeigt. Der einzige Unterschied ist, dass die Stellen, die zuvor den Wert 0 (weiß) hatten, jetzt einen sehr



**Abbildung 4.9:** Fouriertransformation eines Kamerabildes, das mit einem konstanten Wert gefüllt wurde. Die Farbskalen geben wieder die Anzahl der gemessenen Photonen in den Pixeln wieder. Im Bild der Fouriertransformation (unten links) gibt die Skala den Betrag der transformierten Elemente wieder, welche auch die Einheit einer Zählrate haben.

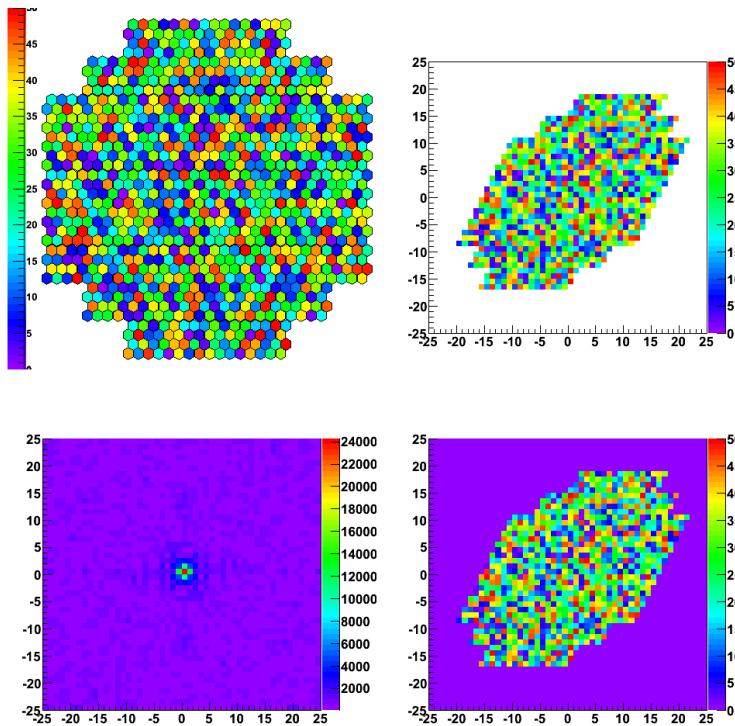
kleinen Wert haben, der aber ungleich zum Wert 0 ist. Dieser Effekt kommt durch numerische Fehler im Programm, die durch die endliche Länge der Zahlen bei den Rechnungen verursacht werden.

### Zufallswerte

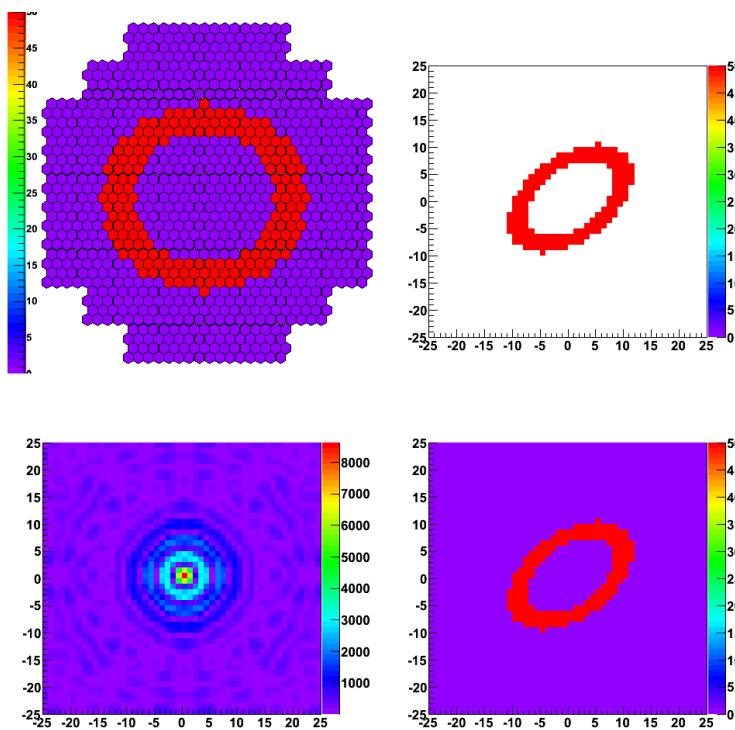
Es wurde ein Kamerabild mit zufälligen Werten in den Pixeln getestet. Dabei ist jedem Pixel ein zufälliger Wert zwischen 0 und 50 zugewiesen worden. Eine gleich verteilte Zufallszahlenfunktion wurde dafür verwendet. Dieses Bild kann näherungsweise mit einem verrauschten, echtem Kamerabild ohne Schauer verglichen werden. In der Darstellung der Fouriertransformation, welches in Abbildung 4.10 zu sehen ist, kann ein ähnliches Bild - wie bei den konstanten Werten in Abbildung 4.9 - erkannt werden, allerdings mit deutlich mehr Rauschen. Das Ursprungselement ist wiederum das dominante Element, da das Kamerabild wie ein Bild mit konstantem Wert und zusätzlich Abweichungen von diesem Wert betrachtet werden kann.

### Ring

Als nächster Test wurde ein Ring mit konstanter Wert in ein leeres Kamerabild eingefügt. In Abbildung 4.11 ist das Ergebnis dieser Transformation gezeigt. Die Fouriertransformation weist zwar immer noch einen dominanten Peak im Ursprungselement auf, aber zeigt auch mehrere, nach außen schwächer werdende Ringe. Wäre der Ring nicht um den Ursprung der Koordinaten in der Kamera zentriert, würde sich - trotz anderer Position der Rings - das Fourierbild nicht bzw. nicht merklich ändern. Erst wenn der Ring den Rand der Kamera schneidet gibt es deutliche Unterschiede zu der hier sichtbaren Transformation, da der Ring dann nicht mehr vollständig im 2D-Array vorhanden ist.



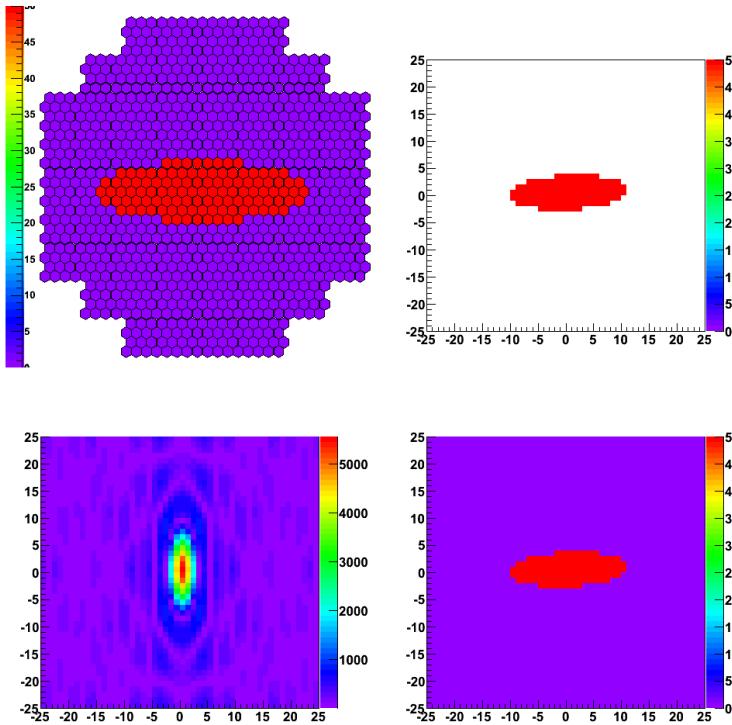
**Abbildung 4.10:** Beispiel zur Fouriertransformation mit einer mit Zufallswerten zwischen 0 und 50 gefüllten Kamera.



**Abbildung 4.11:** Fouriertransformation eines Kamerabildes mit einem um den Mittelpunkt zentrierten Kreis.

## Ellipse

Da die Schauer in einer Kamera eine elliptische Form haben (siehe Abschnitt 3.2), wurde als Nächstes eine Ellipse und deren Fouriertransformation untersucht. In Abbildung 4.12 ist das Ergebnis der Transformation gezeigt. Zu erkennen ist, dass eine Ellipse im Realraum nach der Transformation in den Fourierraum wieder nahezu eine Ellipse bildet. Lediglich die Orientierung der neuen Ellipse ist senkrecht zur ursprünglichen Ellipse (vgl. Abbildung 4.12 Kamerabild und Fourierdiagramm). Zur Erklärung wird zunächst angenommen, dass die Ellipse im Realraum eine 2D-Gaußfunktion ist, welche unterschiedlich breite Hauptachsen aufweist. Eine Gaußfunktion in einer Dimension bildet sich bei einer Fouriertransformation wieder auf eine Gaußfunktion mit anderer Breite ab (siehe Transformation einer Gaußfunktion in Kapitel 4 Gleichungen 4.4 und 4.5). Dabei benötigt eine schmale Funktion ein breiteres Spektrum zur Darstellung im Fourierraum (siehe Abbildung 4.1 im Kapitel 4). So wird deutlich, warum sich die Ellipse um  $90^\circ$  dreht. Die entlang der X-Achse liegende Gaußfunktion wird durch die Transformation schmäler und die Funktion in Y-Achse wird dagegen breiter. Bei einer 2D-Gaußfunktion würde es keine Artefakte neben der Ellipse im Fourierraum geben, diese entstehen in diesem Test durch die scharfen Kanten der Ellipse im Realraum.

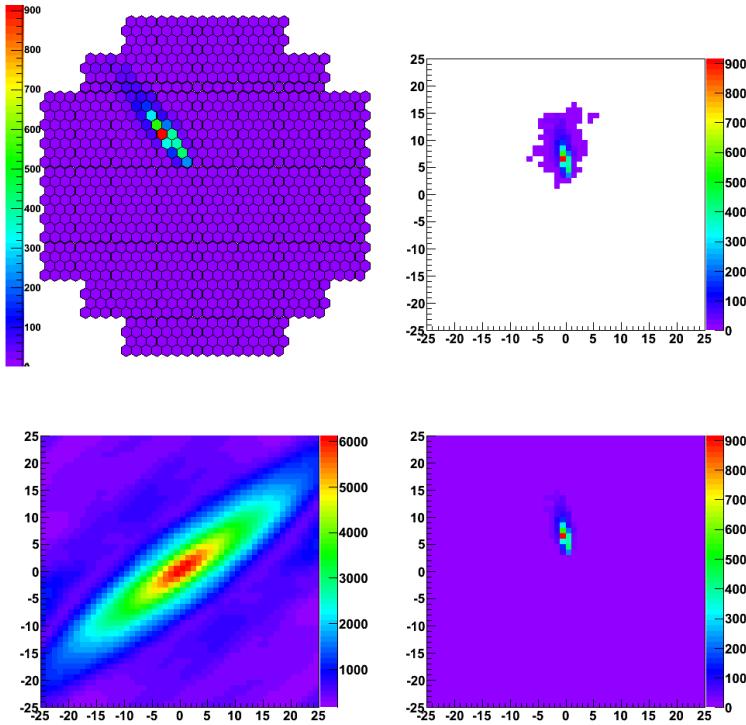


**Abbildung 4.12:** Simulierte Ellipse in der Kamera und ihre dazugehörige Fouriertransformation.

## Gammaschauer

Bei der Betrachtung eines Gammaschauers aus den Monte-Carlo Daten - auf die im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird - zeigt sich ein vergleichbares Ergebnis wie in Abbildung 4.13. Bei diesem Beispielsschauer ist die ellipsenähnliche Form des Schauers in der Kamera erkennbar. Wie schon bei der simulierten Ellipse zu sehen war, wird der Schauer durch die Fouriertransformation um  $90^\circ$  gedreht und es zeigt sich eine sehr stark elliptische Form. Anzumerken ist aber, dass nicht alle Kamerabilder von Gammaschauern in den Monte-Carlo Daten so eine klare elliptische Form aufweisen. Der hier betrachtete Schauer wurde von einem relativ

hochenergetischem Gamma erzeugt, d.h. nicht alle Gammaschauer bilden so gut ausgeprägte Ellipsen im Fourierraum.



**Abbildung 4.13:** Ein Gammaschauer aus den Monte-Carlo Daten. Das zugrunde liegende Photon hat hier eine Energie 4.01 TeV.

### Protonenschauer

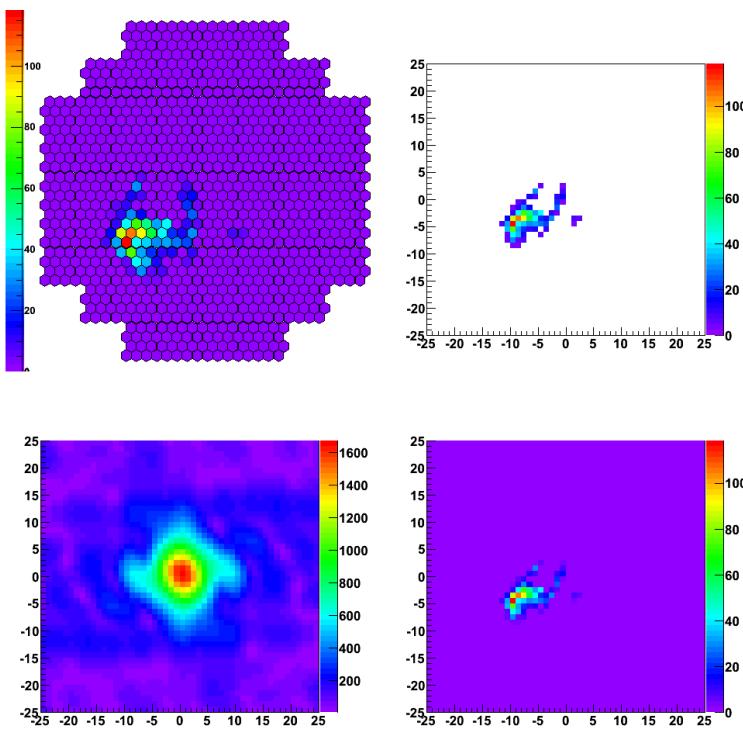
Im Rahmen dieser Arbeit sollen mit Hilfe der Fouriertransformation die Gammaschauer von den Hadronenschauern - also Protonenschauern - unterschieden werden. Deshalb wird zum Vergleich an dieser Stelle noch das Bild eines Protonenschauers aus den Monte-Carlo Daten gezeigt. Die Abbildung 4.14 zeigt diesen Schauer mit dazugehöriger Fouriertransformation. Hier ist ein deutlicher Unterschied im Kamerabild selbst, sowie auch in der Fouriertransformation zu sehen. Die Protonenschauer erzeugen deutlich fragmentiertere Kamerabilder, wodurch auch die transformierten Bilder weniger nach einer Ellipse aussehen. Für dieses Beispiel wurde ein Protonenschauer ausgewählt, der sich stark von einem Gammaschauer unterscheidet. So ist der Unterschied zwischen den beiden Schauerarten am deutlichsten sichtbar.

### Echter Schauer

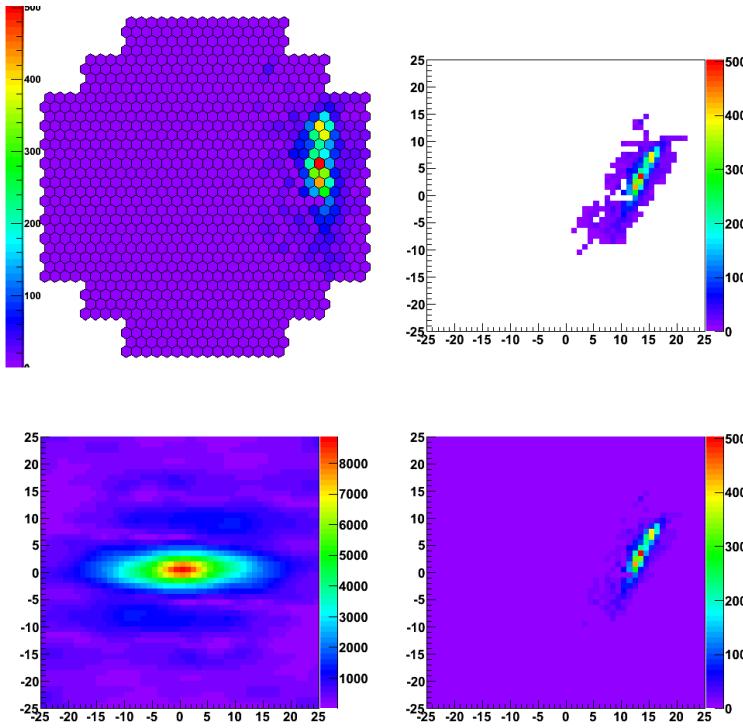
Zuletzt wird ein zufälliges Schauerbild aus einer echten Beobachtung gezeigt. Von diesem Ereignis, welches in Abbildung 4.15 dargestellt ist, ist nicht bekannt, ob ein Gamma oder ein Proton der Auslöser für den Schauer war. Um dies feststellen zu können, müssen geeignete Unterscheidungskriterien gefunden werden. Darauf wird in Abschnitt 5.1 näher eingegangen.

## 4.4 Monte-Carlo Daten der H.E.S.S.-Kamerabilder

In dieser Arbeit sollen Unterscheidungskriterien von Gamma- und Hadronenschauern gefunden werden. Dazu wird eine große Anzahl an Bildern von Gamma- und Hadronenschauern benötigt.



**Abbildung 4.14:** Ein Protonenschauer aus den Monte-Carlo Daten. Das Proton hat eine Energie 5.18 TeV.



**Abbildung 4.15:** Ein realer Schauer aus einer zufällig ausgewählten Beobachtung.

Dafür werden schon vorhandene Dateien mit simulierten Ereignissen dieser Typen verwendet. Die Simulation, deren Daten in dieser Arbeit genutzt werden, nennt sich CORSIKA (Heck et al. 1998). Mit dieser Simulation ist es möglich Luftschauer von Photonen, Protonen, Elektronen und schwereren Kernen mit Hilfe von Monte-Carlo Techniken zu berechnen. Für die Berech-

nung der Bilder in den H.E.S.S.-Kameras wurde ein zusätzliches Softwarepaket genutzt, das `sim_telarray` Paket (Bernlöhr 2008). Damit werden die Wege der Cherenkovphotonen im Teleskop physikalisch korrekt berechnet und ebenso die PMTs der H.E.S.S.-Kameras und deren Funktionsweise simuliert. Die hier verwendeten Ereignisse wurden für einen Zenitwinkel von  $Z = 20^\circ$  und einem Azimut von  $A = 120^\circ$  simuliert.

Die Daten dieser Simulation sind in mehreren DSTs (*data storage tape*) gespeichert und beinhalten unter anderem die Pixelinformationen für das jeweilige Ereignis, die Information, wie viele Teleskope beteiligt sind und zusätzliche Informationen, die in der Simulation erzeugt werden. Von diesen zusätzlichen Informationen ist für diese Arbeit besonders die ursprüngliche Energie des Teilchens, das zu dem jeweiligen Schauer führt, interessant.

Für die spätere, schnelle Verarbeitung der Ereignisse wurden diese vorab fouriertransformiert. Die dabei gewonnenen Parameter werden zusätzlich zu weiteren Parametern aus der Simulation in einer großen Datei pro Datenart (Gamma, Protonen) abgespeichert. Die genaue Struktur der Daten in diesen Dateien und eine Beschreibung der einzelnen Parameter ist im Anhang B zu finden.

Die simulierten Daten liegen in zwei verschiedenen Versionen vor. Zum einen die Rohdaten, die direkt aus der Simulation erhalten werden und nicht weiter bearbeitet wurden und zum anderen die bereinigten Daten. Die Bereinigung soll die Kamerabilder vom Rauschen der PMTs befreien, wobei die Standardmethode *0407-Cleaning* genutzt wurde (siehe Abschnitt 3.3).

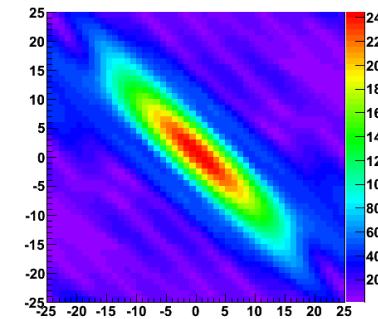
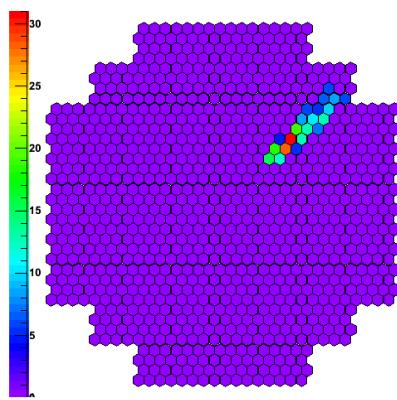
## 4.5 Cleaning der Bilder durch Schnitte im Fourierraum

Das Bereinigen der Kamerabilder mit der *0407-Cleaning*-Methode kann bei manchen Bildern mitunter wichtige Information, die für die Separation nützlich wären, wegschneiden. Von daher wäre ein Ansatz, zum Bereinigen der Kamerabilder, das Manipulieren der Bildinformation im Fourierraum. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dieser Möglichkeit und deren Umsetzung.

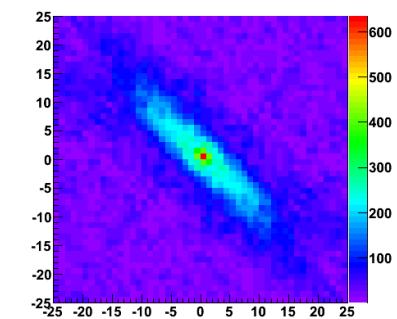
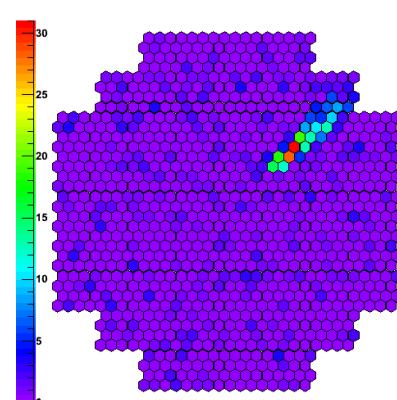
### 4.5.1 Schnitte im Fourierraum

Die einzelnen bzw. kleinen Gruppen von Pixel, die mit Rauschen gefüllt sind, spiegeln sich in der Fouriertransformation in den hohen Frequenzen - also in den weit vom Ursprung entfernten Elementen - wider. Dagegen sind die Informationen der Schauer immer im Zentrum der Fourierbilder zu finden, da sich eine Verschiebung des Schauers im Kamerabild nicht auf den Betrag der Fouriertransformation auswirkt (siehe die Verschiebung einer Rechtecksfunktion im Kapitel 4 Abbildung 4.4 und 4.5). Durch diesen Vorteil gegenüber dem Realraum, können die Informationen des Schauers und des Rauschens im Fourierraum leicht getrennt werden. Deshalb wird in diesem Abschnitt untersucht, wie sich das Entfernen der hohen Frequenzen nach dem Zurücktransformieren auf die ursprünglichen Daten auswirkt. Es wäre wünschenswert, dass dadurch das Rauschen unterdrückt bzw. entfernt werden kann, ohne zu viel Informationen des Schauers zu verlieren.

Für das Überprüfen der jeweiligen Schnitte und zur Darstellung der Auswirkungen, wird ein Schauer als Beispiel für den folgenden Abschnitt genutzt. In der Abbildung 4.16 ist das bereinigte Kamerabild des ausgewählten Schauers und die dazu gehörende Fouriertransformation dargestellt. Vergleichend zeigt die Abbildung 4.17 den Schauer mit Rauschen und ebenfalls die zugehörige Fouriertransformation. Es ist besonders im Fourierraum ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Die beim bereinigten Schauer gut sichtbare Ellipse ist in der Fouriertransformation des nicht bereinigten Schauers durch die veränderte Farbskala kaum sichtbar. Auch die Form ist gegenüber dem bereinigten Schauer stark verrauscht.



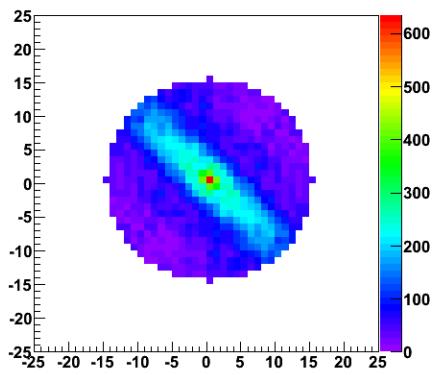
**Abbildung 4.16:** Bereinigter Beispielschauer mit Fouriertransformation. Deutlich sichtbare Ellipse im Fourierraum.



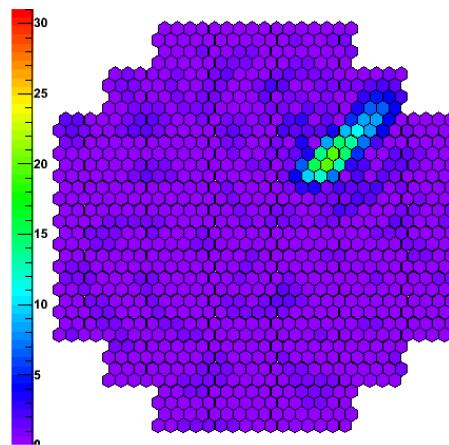
**Abbildung 4.17:** Der selbe Beispielschauer mit Fouriertransformation ohne vorheriger Be- reinigung des Bildes.

### Kreisschnitt

Die Schauerinformationen im Fourierraum sind im Zentrum des Fourierbildes und die Informationen des Rauschens der Pixel sind hauptsächlich am Rand des Fourierbildes zu erwarten sind. Daher bietet es sich als einfache Methode an, das Rauschen mit einem Schnitt, der abhängig vom Abstand zum Zentrum ist, wegzuschneiden.



**Abbildung 4.18:** Fouriertransformation des Beispielschauers mit weggeschnittenen hohen Frequenzen.



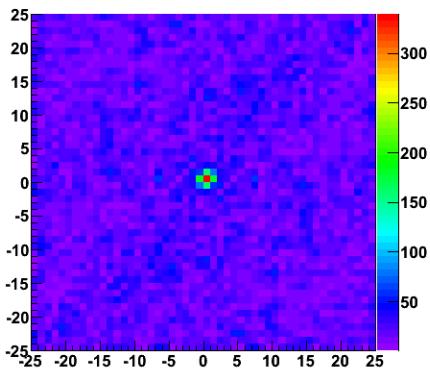
**Abbildung 4.19:** Kamerabild des zurück- transformierten Beispielschauers nach dem Kreisschnitt.

Dieses Wegschneiden der hohen Frequenzen ist in der Abbildung 4.18 zu sehen. Dabei wurden die Werte der Fouriertransformierten außerhalb eines festgelegten Radius auf 0 gesetzt. Die

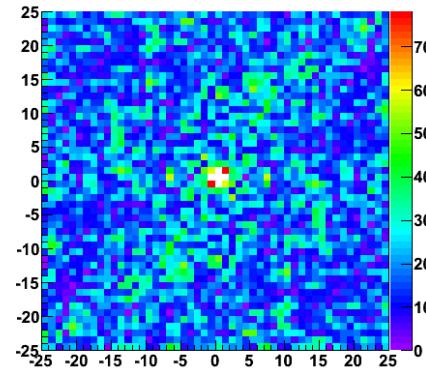
Abbildung 4.19 zeigt das Bild des Schauers nach der Rücktransformation. Wird dieses Kamerabild mit dem ursprünglichen Kamerabild (Abbildung 4.17) verglichen, so fällt auf, dass der Schauer gerade im Zentrum an Intensität verloren hat und auch etwas breiter bzw. leicht verschmiert ist. Die zuvor einzelnen Pixel mit Rauschinformation sind hier deutlich schwächer und ebenfalls verschmiert. Wird der Schnittkreis vergrößert - wird also weniger weggeschnitten - wird auch die Verschmierung schwächer. Wird dieser Schnittkreis hingegen verkleinert, ist die Verschmierung noch stärker ausgeprägt und es gehen immer mehr Informationen des Schauers verloren. Für die Entfernung des Pixel-zu-Pixel-Rauschens müssen lediglich die Elemente des Fourierbildes, die direkt am Rand liegen, entfernt werden, da zum Beispiel ein solches Rauschen in Y-Richtung einen Peak im Element(0,-25) im Fourierbild erzeugt. Zusammenfassend ergibt sich, dass es durch das einfache Wegschneiden der hohen Frequenzen zu einem Verschmieren des Kamerabildes kommt.

### Schwellwertschnitt

Da sich beim Schnitt aus der Abbildung 4.18 unter anderem der Schauer in der Kamera verbreitert hat, wird der Möglichkeit nachgegangen, die hohen Frequenzen so weit wie möglich wegzuschneiden ohne dabei die Form des Schauers zu stark zu verändern. Dabei ist die Idee, im Fourierraum die Ellipse, die den Schauer widerspiegelt, unangetastet zu lassen und nur die hohen Frequenzen um die Ellipse herum zu entfernen. Die Werte der Elemente der Fouriertransformation werden also nicht mehr hinsichtlich des Abstandes zum Mittelpunkt auf 0 gesetzt bzw. beibehalten, sondern der Wert wird mit einem Schwellwert verglichen. Der Wert wird dann auf 0 gesetzt, wenn er unterhalb des Schwellwertes liegt. Dabei sollte die Ellipse im Fourierraum erhalten bleiben.



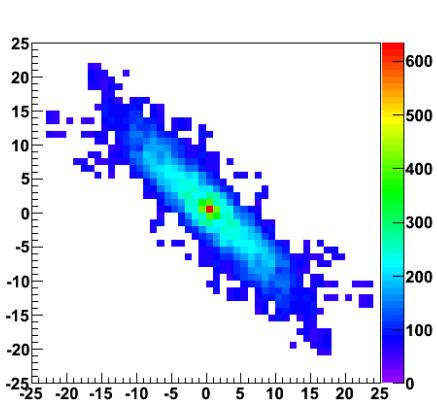
**Abbildung 4.20:** Fouriertransformation eines Kamerabildes, das nur Rauschen und keinen Schauer enthält. Die Daten stammen aus den Monte-Carlo Simulationen.



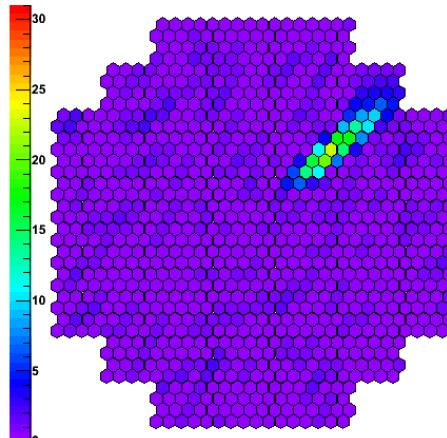
**Abbildung 4.21:** Die gleiche Fouriertransformation wie in Bild 4.20, nach dem Heraus schneiden der mittleren Elemente zur besseren Darstellung des äußeren Bereiches.

Ein Ansatz für die Bestimmung des Schwellwertes ist, den Wert durch die Fouriertransformation von Bildern mit Rauschen aber ohne Schauer zu ermitteln. Die Abbildung 4.20 zeigt ein Beispiel eines solchen Bildes mit Rauschen, welches aus den Monte-Carlo Daten entstanden ist. Um die Schwelle für das Rauschen im Fourierraum besser sichtbar zu machen, wurden in Abbildung 4.21 die mittleren Pixel herausgeschnitten. In diesem Bild ist zu erkennen, dass die äußeren Werte des Rauschens eine Zählrate bis etwa 60 Zählereignisse erreichen. Es wurden zehn dieser Bilder gleichermaßen analysiert und dadurch der Wert 60 p.e. als Schwellwert für den folgenden Schnitt gewählt. Dieser Schwellwert wird für alle Schauer genutzt, da sich das Rauschen der

Kameras nicht in Abhängigkeit von der Intensität der Schauer ändert und somit höhere Werte Informationen der Schauer enthalten.



**Abbildung 4.22:** Fouriertransformation des Beispieldschauers mit dem Schwellwertschnitt bei einem Wert von 60 p.e..



**Abbildung 4.23:** Kamerabild des zurücktransformierten Beispieldschauers nach dem Schwellwertschnitt.

Die Abbildung 4.22 zeigt den Schwellwertschnitt. Dabei wurden alle Elemente der Fouriertransformation auf 0 gesetzt, die unterhalb des Schwellwertes von 60 Zählereignissen sind. Die Form der Ellipse im Fourierraum ist dabei gut erhalten und ebenso sind die hohen Frequenzen zum großen Teil herausgeschnitten worden. Nach der Rücktransformation ergibt sich das Kamerabild aus der Abbildung 4.23. Die einzelnen Pixel mit dem Rauschen sind wie zuvor beim Kreisschnitt (Abbildung 4.19) deutlich verschmiert. Allerdings zeigt sich eine stärkere Verschmierung in die Richtung der großen Halbachse der Ellipse. Dies kommt daher, dass hier nicht rotationssymmetrisch geschnitten wurde, sondern in Richtung der großen Hauptachse der Ellipse im Fourierraum weniger Elemente weggeschnitten wurden als in Richtung der kleinen Hauptachse. Der Schauer hat wieder - wie im vorherigen Verfahren - an Intensität verloren, hat aber seine ursprüngliche Form deutlich besser beibehalten. So eignet sich dieser Schnitt besser zum Entfernen des Rauschens als ein einfacher Schnitt auf die hohen Frequenzen.

## 2D-Funktionsschnitt

Das Schneiden entlang der Ellipse durch den Schwellwertschnitt im Fourierraum hat sich als geeigneter als der einfache Schnitt auf große Frequenzen herausgestellt. Deswegen wird diese Methode in diesem Abschnitt weiter geführt. Beim Schwellwertschnitt entsteht zwischen den Pixeln, die knapp über, und denen, die knapp unter dem Schwellwert sind, eine sehr scharfe Kante. Deshalb wurde nach einer Möglichkeit gesucht, dies etwas zu glätten, um das Entstehen von Artefakten durch die scharfe Kante bei der Rücktransformation zu vermeiden (siehe Fouriertransformation einer Rechtecksfunktion in Kapitel 4 Abbildung 4.2).

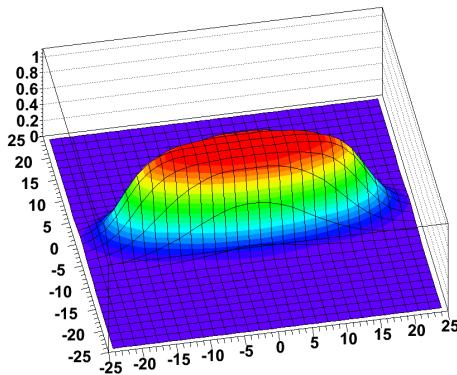
Der Rand der Ellipse sollte nicht einfach weggeschnitten werden, sondern durch eine geeignete Funktion geglättet werden. Die Wahl fiel auf die Fermifunktion (siehe Formel 4.18), da sie im inneren Bereich die Werte belässt, an der Grenze relativ schnell absinkt und den Rest auf 0 setzt.

$$F(x) = \frac{1}{\exp\left(\frac{x-\mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (4.18)$$

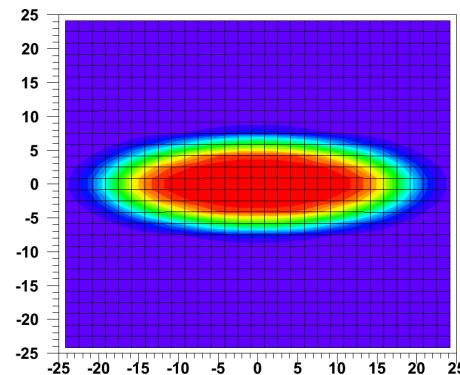
Die ursprüngliche Fermiverteilung gibt dabei einen Wert für die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Zustand in einem idealen Gas bei der Energie  $x$  und der absoluten Temperatur  $T$  besetzt

ist. Dabei ist  $\mu$  das chemische Potential, welches für  $T = 0$  gleich dem Ferminiveau ist, und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante.

Bei der hier erstellten 2D-Funktion wird eine Fermifunktion um den Mittelpunkt eines 2D-Koordinatensystems rotiert, wobei der Wert für das chemische Potential beim Umrunden eine Ellipse beschreibt. Die Abbildungen 4.24 und 4.25 zeigen die fertige Funktion. Der Ablauf im Programm wird im Folgenden genauer beschrieben.

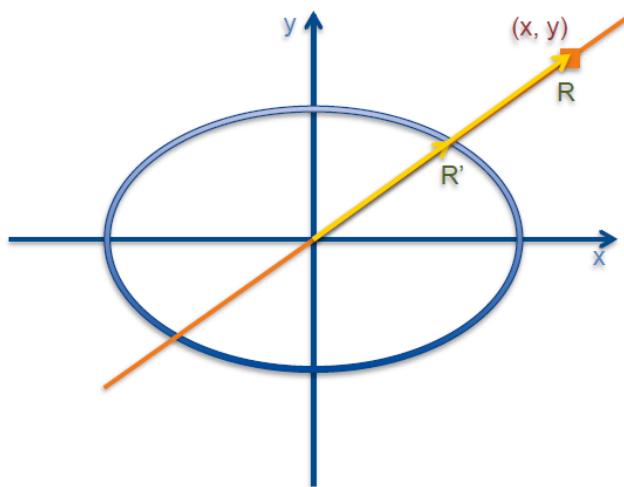


**Abbildung 4.24:** 3D-Ansicht der Funktion, die als Schnitt für die Fouriertransformation gedacht ist.



**Abbildung 4.25:** Aufsicht auf die 2D-Funktion. Die elliptische Form ist hier gut zu erkennen.

Zuerst wird an die Fourierdaten eine 2D-Gaußfunktion mit einem Breitenverhältnis von 1:3 gefüttet. Dadurch kann zum einen die Drehung der Ellipse, zum anderen deren grobe Ausdehnung im Fourierraum ermittelt werden. Danach wird mit Hilfe der 2D-Gaußfunktion die Ellipsenausdehnung des chemischen Potentials der Schnittfunktion gesucht. Dabei wird das Überschreiten des Wertes 60 von der Gaußfunktion (siehe Schwellwertschnitt) als Rand der Ellipse genutzt. Anschließend wird das Fourierbild so weit gedreht, bis die Hauptachse der Ellipse auf der X-Achse liegt, da die Hauptachse der Ellipse der 2D-Funktion die gleiche Ausrichtung hat (siehe Abbildung 4.25). Danach wird das Fourierbild mit der 2D-Funktion multipliziert.



**Abbildung 4.26:** Die Funktionsweise der 2D-Funktion beim Schneiden in den Fourierdaten.

Die Abbildung 4.26 zeigt das Schema der Berechnung des jeweiligen Wertes der Schnittfunktion in Abhängigkeit von dem jeweiligen Pixel des Fourierbildes. Dabei wird die Ursprungsgerade, die durch den Pixel geht - hier die orangene Gerade mit dem Punkt  $(x,y)$  - mit der Ellipse  $(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1)$  geschnitten. So kann die Länge des Radius  $R'$  ausgerechnet werden.

$$R = \sqrt{x^2 + y^2} \quad R' = \sqrt{\frac{b^2}{\frac{1}{3^2} + \left(\frac{y}{x}\right)^2} \cdot \left(1 + \left(\frac{y}{x}\right)^2\right)} \quad (4.19)$$

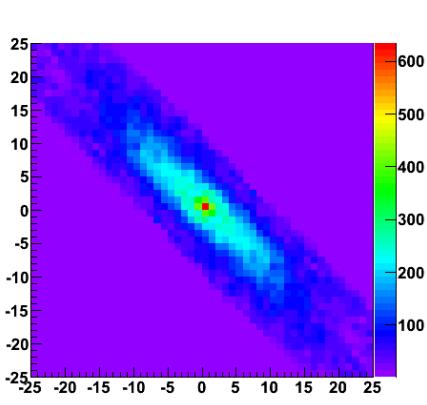
Der Radius  $R'$  ist dabei das chemische Potential und der Radius  $R$  des gewählten Pixels ist gleich der Variable  $x$  in der Fermifunktion (sieht Formel 4.18).  $b$  ist die kleine Halbachse der Ellipse, auf der das chemische Potential verläuft, und die große Halbachse  $a$  dieser Ellipse wurde durch das feststehende Verhältnis dieser Achsen (1:3) in Abhängigkeit von  $b$  eingesetzt und umgeformt.

Der Wert für  $k_B T$  wurde auf 2 festgelegt und ist dabei ein guter Kompromiss zwischen einem großen Wert, der den Rand der Funktion sehr flach machen würde, und einem kleinen Wert, der den Rand zu steil machen würde. Die beiden Radien und der Wert für  $k_B T$  wird in die Fermiverteilung eingesetzt, wodurch der Faktor für den jeweiligen Pixel errechnet wird.

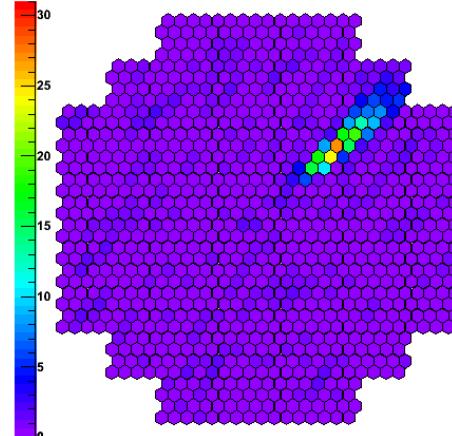
$$f(x, y) = \frac{1}{\exp\left(\frac{R-R'}{k_B T \cdot \text{Faktor}}\right) + 1} \quad (4.20)$$

Durch die diskreten Werte der Daten - Gitterstruktur statt kontinuierlichem Verlauf - kam es in der Nähe der Y-Achse der 2D-Schnittfunktion zu einer Abflachung der Fermikante, weshalb in diesem Bereich der Wert für  $k_B T$  verringert wurde. Dies ist in der Gleichung 4.20 durch den *Faktor* beschrieben, welcher den Wert  $k_B T$  teilt. Dieser *Faktor* ist dabei ein Wert zwischen 1 und 3. Den Wert 1 hat der *Faktor*, wenn  $R'$  größer als das 1,4-fache der kleinen Halbachse  $b$  ist. Ist  $R'$  aber kleiner, so hat der *Faktor* einen Wert von 3 und verkleinert damit den Wert von  $k_B T$ , um die 2D-Funktion in diesem Bereich steiler zu machen. Die Gleichung 4.21 zeigt die genaue Berechnung des *Faktors*

$$\text{Faktor} = 1 + 2 \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{R'-1,4 \cdot b}{2}\right) + 1}. \quad (4.21)$$



**Abbildung 4.27:** Anwendung der 2D-Schnittfunktion auf die Fourierdaten des Beispielschauers.

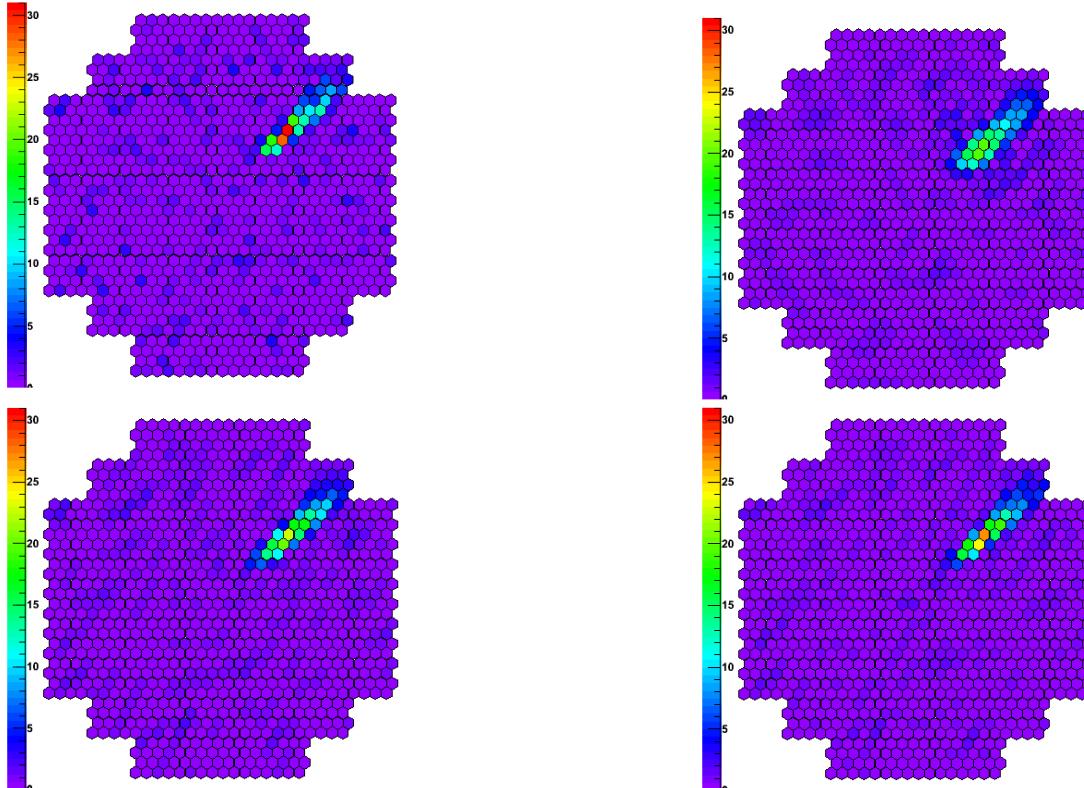


**Abbildung 4.28:** Kamerabild des zurücktransformierten Beispielschauers nach dem Schnitt mit der 2D-Funktion.

In der Abbildung 4.27 wurde die Formel auf die Fouriertransformation des Beispielschauers angewandt. Wird dieses Bild mit dem des Schwellwertschnitts verglichen, zeigt sich, dass der Rand der Ellipse im Fourierraum weniger abrupt weggeschnitten wurde. Es ist ein Übergang zwischen den Elementen der Ellipse und den auf 0 gesetzten Elementen zu erkennen. Der rücktransformierte Schauer in der Abbildung 4.28 zeigt, dass dieser Schnitt mit der 2D-Funktion das Rauschen ebenfalls verschmiert und Informationen des Schauers verloren gehen.

### 4.5.2 Vergleich der Schnitte

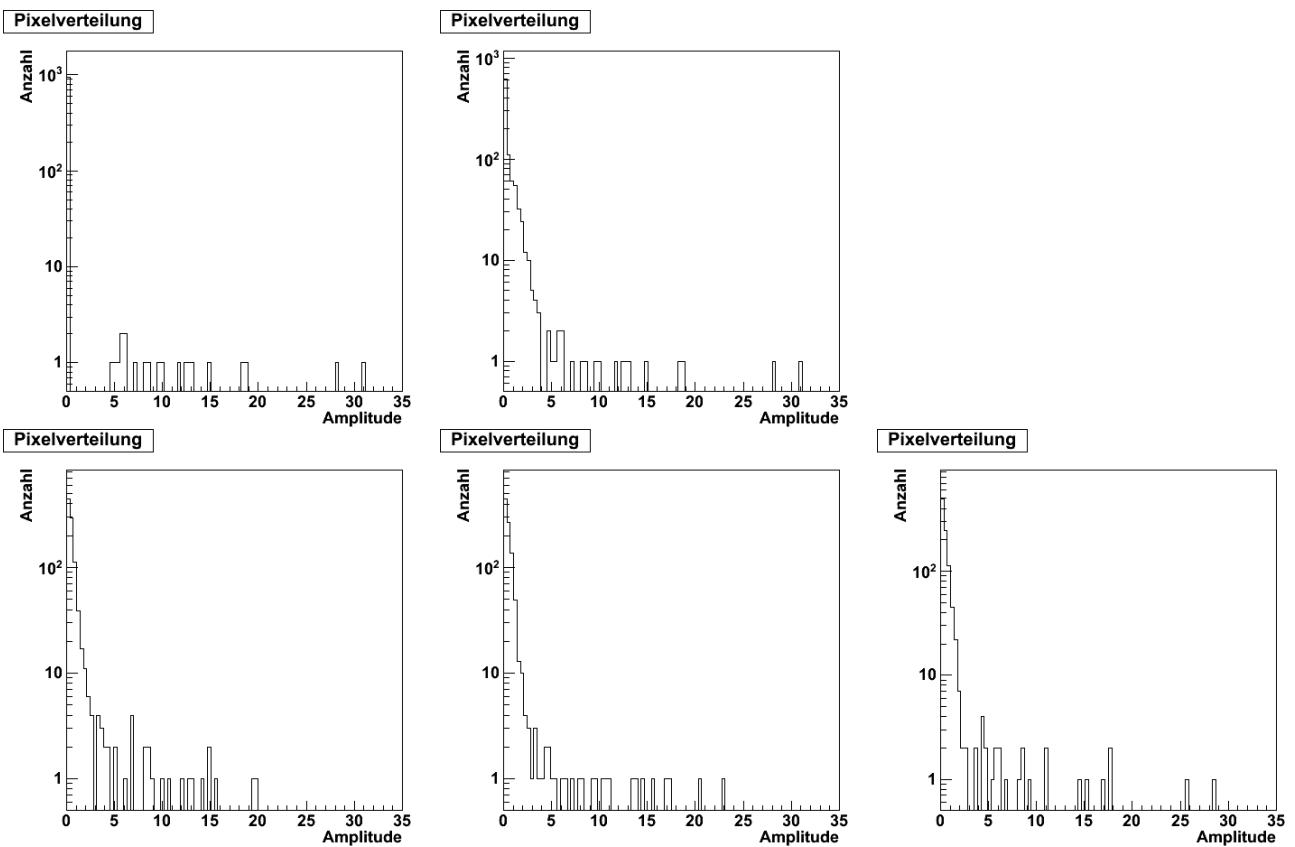
Bei qualitativer Betrachtung der Ergebnisse des Beispielschauers (Abbildung 4.29) wird deutlich, dass der Kreisschnitt den Schauer am stärksten verändert. Durch den Schwellwertschnitt kann das Rauschen gut verschmiert werden und gleichzeitig wird der Schauer weniger beeinflusst. Der Informationsverlust im Schauer ist dabei geringer als beim Kreisschnitt. Die 2D-Funktion verbessert das Ergebnis des Schwellwertschnittees leicht. Der Schauer verliert weniger Information und trotzdem wird das Rauschen gut verschmiert. Der Nachteil am Schnitt mit der 2D-Funktion ist der deutlich größere Rechenaufwand pro Schauer.



**Abbildung 4.29:** Der original Beispielschauer oben links, rechts daneben der Schauer nach dem Kreisschnitt. Unten links der Schauer nach dem Schwellwertschnitt und rechts daneben nach dem Schnitt mit der 2D-Funktion.

Um den Informationsverlust der Pixel durch die einzelnen Schnitte zu verdeutlichen, wurden die Verteilungen der Pixelamplituden (detektierte Photonen) der Kamerabilder nach den Schnitten im Fourierraum dargestellt (siehe Abbildung 4.30). Zum Vergleich mit den Rohdaten und den Kamerabildern nach dem *0407-Cleaning* wurden diese beiden Verteilungen ebenfalls dargestellt. Dabei ist von links nach rechts zuerst in der oberen Reihe die Verteilung des nach *0407* bereinigten Bildes und des Rohdatenbildes zu sehen. In der unteren Reihe wird die Verteilungen des Kamerabildes nach dem Kreisschnitt, nach dem Schwellwertschnitt und nach dem 2D-Funktionsschnitt dargestellt. Der Untergrund ist hier hauptsächlich im Amplitudenbereich von 1 bis 5 Photonen zu finden. Die hier durchgeführten Schnitte verringern die Anzahl an Untergrundpixel mit hohen Werten ( $\sim 5$  Photonen) füllen aber gleichzeitig leere Pixel mit Werten ( $\sim 1$  bis 2 Photonen). Ebenso verlieren die Pixel des Schauers (mehr als 5 Photonen) an Amplitude. Dies zeigt sich sehr deutlich bei der Verteilung des Kreisschnitts. Am wenigsten Verlust im Schauer weist der 2D-Funktionsschnitt auf.

Zusammengefasst kann mit Schnitten im Fourierraum das Rauschen etwas abgeschwächt bzw. verschmiert werden. Dabei muss aber Informationsverlust hinsichtlich der Intensität und der Form des Schauers hingenommen werden. Hierbei funktioniert der Schnitt mit der 2D-Funktion



**Abbildung 4.30:** Verteilung der Pixelamplituden (Anzahl der Photonen) für die verschiedenen bereinigten Schauerbilder. Von links nach rechts ist in der oberen Reihe die Verteilung des nach dem 0407-Cleaning bereinigten Schauers und des nicht bereinigten Schauers gezeigt und in der unteren Reihe die Verteilung des Schauers nach dem Kreisschnitt, des Schauers nach dem Schwellwertschnitt und des Schauers nach dem 2D-Funktionsschnitt dargestellt.

am besten. Diese benötigt allerdings auch höchste Rechenzeit. Dafür bietet dieser Schnitt durch seine Komplexität noch einiges an Optimierungsmöglichkeiten. Durch seine Einfachheit, seine gute Performance und sein gutes Ergebnis ist der Schwellwertschnitt der geeignetste Schnitt auf die Fourierdaten um das Rauschen ohne großen Informationsverlust zu verringern. Im Kapitel 5 wird eine Separation von Gamma- und Protonenschauern durchgeführt. Dabei werden die Separation der Rohdaten und die Separation der bereinigten Daten (*0407-Cleaning*) zusätzlich mit der Separation von Daten, welche mit dem Schwellwertschnitt bearbeitet wurden, verglichen, um festzustellen ob diese Art des Vorbereitens der Daten sinnvoll ist. Zu erwähnen ist noch, dass in dieser Arbeit die Möglichkeit dieser Schnitte im Fourieraum nur qualitativ betrachtet wurde und keine genaue Studie über mögliche Beeinflussung dieser Schnitte unter anderem hinsichtlich der Schauerrichtung oder der Energie erstellt wurde.

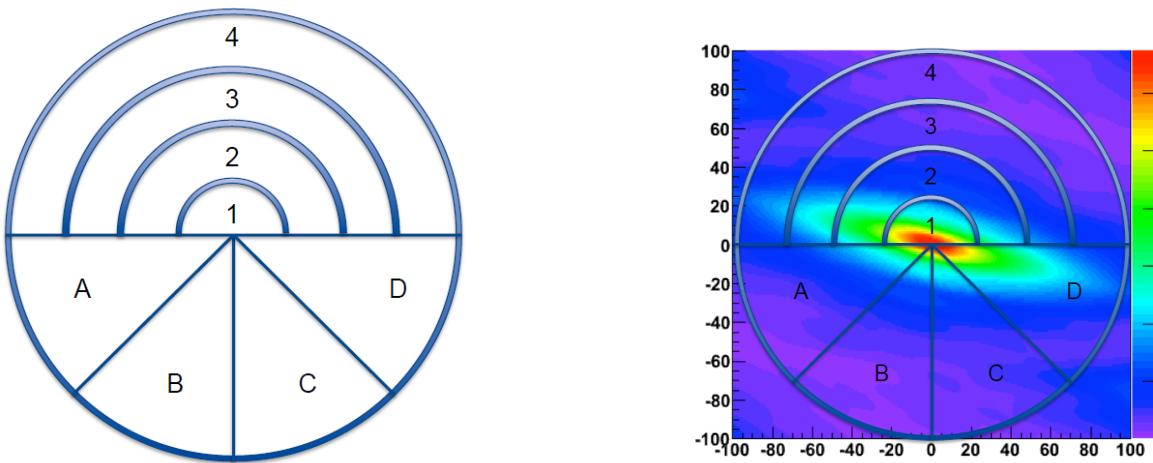
# Kapitel 5

## Separation mit Parameter des Wedge-Ring Detektors

Durch die Transformation der Kamerabilder - mit Hilfe der diskreten 2D-Fouriertransformation - erschließen sich zusätzliche Informationen über die jeweiligen Schauer. Um mit diesen Informationen aus dem Fourierraum die Gamma- und Protonenschauer zu separieren werden Parameter aus diesen Fourierbildern benötigt. Eine Möglichkeit solche Parameter zu erzeugen, entstammt einer Arbeit von Fitz & Green (1996). In dieser hilft die Fouriertransformation von Fingerabdrücken und die anschließende Nutzung eines Wedge-Ring Detektors bei der Klassifikation dieser Abdrücke. In diesem Kapitel wird die Verwendung des Wedge-Ring Detektors beschrieben und die daraus gewonnenen Parameter analysiert. Anschließend wird eine Gamma-Hadron-Separation mit den Parametern, welche den größten Erfolg versprechen, durchgeführt.

### 5.1 Wedge-Ring Detektor

Ein Wedge-Ring Detektor bietet die Möglichkeit der räumlichen Aufteilung von Frequenzbildern. Dabei werden die Werte der Fouriertransformation in den jeweiligen Abschnitten des Detektors aufsummiert. Mit dieser Methode werden Parameter erzeugt, mit denen im Abschnitt 5.2 die Separation der Monte-Carlo Daten durchgeführt wird.



**Abbildung 5.1:** Links das Schema des Wedge-Ring Detektors mit seinen verschiedenen Bereichen und rechts der Detektor auf einem Beispielbild einer Fouriertransformation.

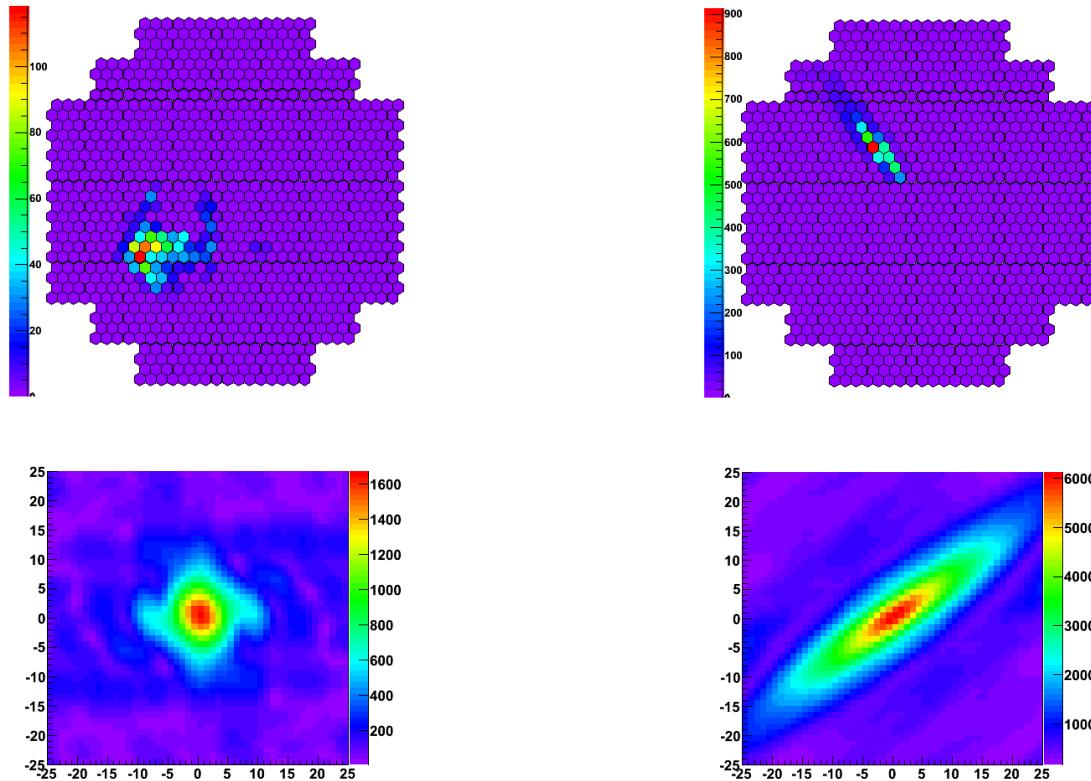
Das Aussehen und die Funktionsweise eines Wedge-Ring Detektors wird in Abbildung 5.1 gezeigt. Auf der linken Seite ist die Aufteilung der Abschnitte des Wedge-Ring Detektors darge-

stellt. Dabei sind die Wedges (Keile - „Kuchenstücke“) mit den Buchstaben A, B, C und D markiert und die Ringe mit den Zahlen 1, 2, 3 und 4. Auf der rechten Seite ist ein Fouriertransformationsbild mit aufgelegter Maske des Detektors zu sehen. Mit dem Aufsummieren der Werte der Fouriertransformation innerhalb der jeweiligen Flächen werden die Parameter (z.B. Parameter Ring 1) erzeugt. Ein Wedge-Ring Detektor kann beliebig viele Ringe bzw. Wedges haben. Bei wenigen Ringen bzw. Wedges sind die Parameter zu ungenau, da sie sehr große, unterschiedliche Bereiche des Fourierbildes zusammenfassen. Werden aber zu viele Ringe bzw. Wedges genutzt, sind die Parameter sehr stark miteinander korreliert, wodurch nicht mehr Information aus den Bildern gewonnen wird. In dieser Arbeit werden jeweils vier Ringe und vier Wedges genutzt.

Es ist abzusehen, dass die Wedgeparameter, da sie gewissermaßen nur die Richtungsinformation der Ellipsen im Fourieraum widerspiegeln, weniger gut für eine Separation geeignet sein werden als die Ringparameter. Diese stehen für die spektrale Energieverteilung der Schauerbilder, was für eine Separation zwischen Gamma- und Protonenschauer hilfreich sein kann.

### 5.1.1 Unterschiede transformierter Gamma- und Protonenschauern

Damit die Methode des Wedge-Ring Detektors funktioniert, muss es systematische Unterschiede in den Bildern der Fouriertransformation von Protonen- und Gammeschauern geben. Dazu werden zunächst stark ausgeprägte Protonenschauer mit eben so stark ausgeprägten Gammeschauern verglichen. Dabei handelt es sich um Schauerbilder aus den bereinigten Monte-Carlo Daten.



**Abbildung 5.2:** Beispiel eines stark ausgeprägten Protonenschauers mit der dazu gehörenden Fouriertransformation.

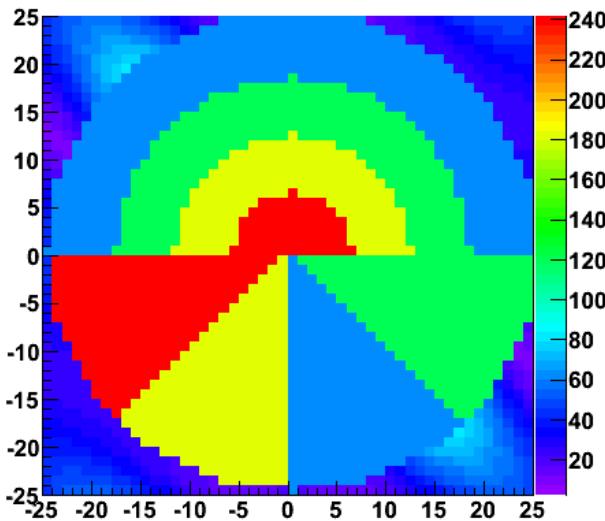
**Abbildung 5.3:** Beispiel eines stark ausgeprägten Gammeschauers mit der dazu gehörenden Fouriertransformation.

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 sind ein Protonen- und ein Gammeschauer zum Vergleich dargestellt. Der Gammeschauer erzeugt hier in der Fouriertransformation eine sehr gut sicht-

bare Ellipse. Der Protonenschauer dagegen ein eher kreisförmiges Gebilde im Zentrum der Abbildung. Bei diesen beiden Bildern können mit dem Wedge-Ring Detektor relativ leicht Unterschiede erkannt werden. Da beim Wedge-Ring Detektor über die Flächen summiert wird, müssen auch die unterschiedlichen Zählraten der beiden Transformationen beachtet werden, welche in den Fourierbildern mit der Farbskala dargestellt werden.

### 5.1.2 Wedge-Ring Detektor als Mustererkennung

Das Bild der Fouriertransformation ist kein kontinuierliches Bild, sondern besteht aus 50x50 Pixel, und dadurch sind die Flächen der „Kuchenstücke“ des Wedge-Ring Detektors nicht exakt gleich groß. Ebenso sind die Mittelpunkte der Ringe nicht genau mittig in diesen Bildern, da der Pixel (0,0) ebenfalls nicht genau mittig in diesem geradzahligen Gitter liegt.



**Abbildung 5.4:** Die genaue Form des Wedge-Ring Detektors in der Fouriertransformation.

Die Anordnung der Flächen in den Fourierbilder ist in der Abbildung 5.4 zu sehen. Durch das grobkörnige Gitter der Bilder sind die Ränder der Flächen eckig und beschreiben die Grenzen nur näherungsweise.

Trotzdem können mit dieser Aufteilung Informationen aus den Fouriertransformationen gewonnen werden. Die Wedges (A, B, C und D) geben die grobe Richtung der möglicherweise vorhandenen Ellipsen im Fourierraum an und falls alle vier Werte sehr ähnlich sind, zeigt das, dass das Bild eine rotationssymmetrische Form aufweisen muss. Die Ringe (1, 2, 3 und 4) dagegen sagen etwas über die Form und damit die spektrale Energieverteilung, der möglichen Ellipse aus. Ist zum Beispiel die Ellipse im Fourierraum sehr groß - reicht also sehr weit an der Rand des Bildes - so ist der Wert der äußeren Ringe im Verhältnis zu den inneren Ringen größer, als wenn die Ellipse sehr klein und hauptsächlich in der Mitte des Bildes ist. Die Tabelle 5.1 zeigt zufällige Gamma- bzw. Protonenschauer mit den dazugehörenden Wedge-Ring Parametern. Dabei sind Schauer mit ähnlichen Gesamtintensitäten in den Kameras gewählt worden, damit die Skalen der Fourierbilder vergleichbar sind, um so die Parameter der verschiedenen Schauer besser vergleichen zu können.

Hierbei wird deutlich, dass beide Gammaschauer einen stark erhöhten Wert in einem der Wedges haben. Die Protonen dagegen haben hier annähernd gleich hohe Werte. Dies ist ein Zeichen für die Ellipse in den Fourierdaten. Auch die Größe der Ellipsen lässt sich durch die Werte in den äußeren Ringen vergleichen. So hat der zweite Gammaschauer eine größere Ellipse als der Erste, und auch im Vergleich zu den Protonen - die keine Ellipsen im Fourierraum aufweisen -

**Tabelle 5.1:** Beispielwerte der Wedge-Ring Parameter für Gamma- und Protonenschauer.

Ereignistyp	Ring 1	Ring 2	Ring 3	Ring 4	Wedge A	Wedge B	Wedge C	Wedge D
Gamma	43917	41151	34988	41059	21551	<b>73398</b>	21850	34568
Gamma	46386	<b>62355</b>	<b>57467</b>	<b>67797</b>	23751	39251	51041	<b>107752</b>
Proton	46747	45462	33382	40182	36554	39389	34944	37553
Proton	38868	54810	46731	39283	35176	51827	33484	45974
Fläche	62	170	290	481	224	241	241	249

zeigt sich ein deutlicher Unterschied. Bei den Protonen sind gleichbleibende Werte in den Wedgeparametern zu erkennen und auch in den äußeren Ringparametern sind nicht so hohe Werte zu sehen. Die Werte des inneren Rings sind bei allen vier Beispielen ähnlich.

### 5.1.3 Ring- und Wedgeparameter

Diese Ring- und Wedgeparameter werden im nächsten Kapitel dahingehend untersucht, wie gut damit Gammaschauer von Protonenschauern unterschieden werden können. Zuerst muss aber ein Verfahren gefunden werden um sehr stark unterschiedliche Bilder - hinsichtlich der Intensität - vergleichen zu können.

#### Normieren der Werte

Die Werte in den einzelnen Elementen in den Fourierbildern sind stark von den Gesamtintensitäten der Schauerbilder abhängig. So haben Schauer mit hoher Gesamtintensität Fouriertransformationsbilder mit ebenfalls hohen Werten. Dadurch können die Parameter von verschiedenen Schauern mit unterschiedlichen Intensitäten nicht einfach miteinander verglichen werden. Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Werte zu normieren, damit sie vergleichbar werden. Zum einen können die Parameter durch die Gesamtintensität des jeweiligen Kamerabildes geteilt werden, zum anderen kann der prozentuale Wert der Parameter zu der Summe aus den Parametern berechnet werden. Durch die zweite Methode ist das Verhältnis der Parameterwerte zueinander gut zu erkennen. Diese prozentualen Werte sind auch nicht mehr von der Gesamtintensität der Schauerbilder abhängig, sondern nur noch von der Verteilung der Werte im Fourierbild. In dieser Arbeit wurde die zuletzt genannte Methode benutzt. Wie in den folgenden Normierungsformeln zu sehen ist, werden die Ringparameter hinsichtlich der Summe aus den Ringparametern normiert und ebenso die Wedgeparameter hinsichtlich deren Summe.

$$\text{Ring}(X)_{\text{normiert}} = \frac{\text{Ring}(X)}{\text{Ring}(1) + \text{Ring}(2) + \text{Ring}(3) + \text{Ring}(4)} \quad (5.1)$$

$$\text{Wedge}(X)_{\text{normiert}} = \frac{\text{Wedge}(X)}{\text{Wedge}(A) + \text{Wedge}(B) + \text{Wedge}(C) + \text{Wedge}(D)} \quad (5.2)$$

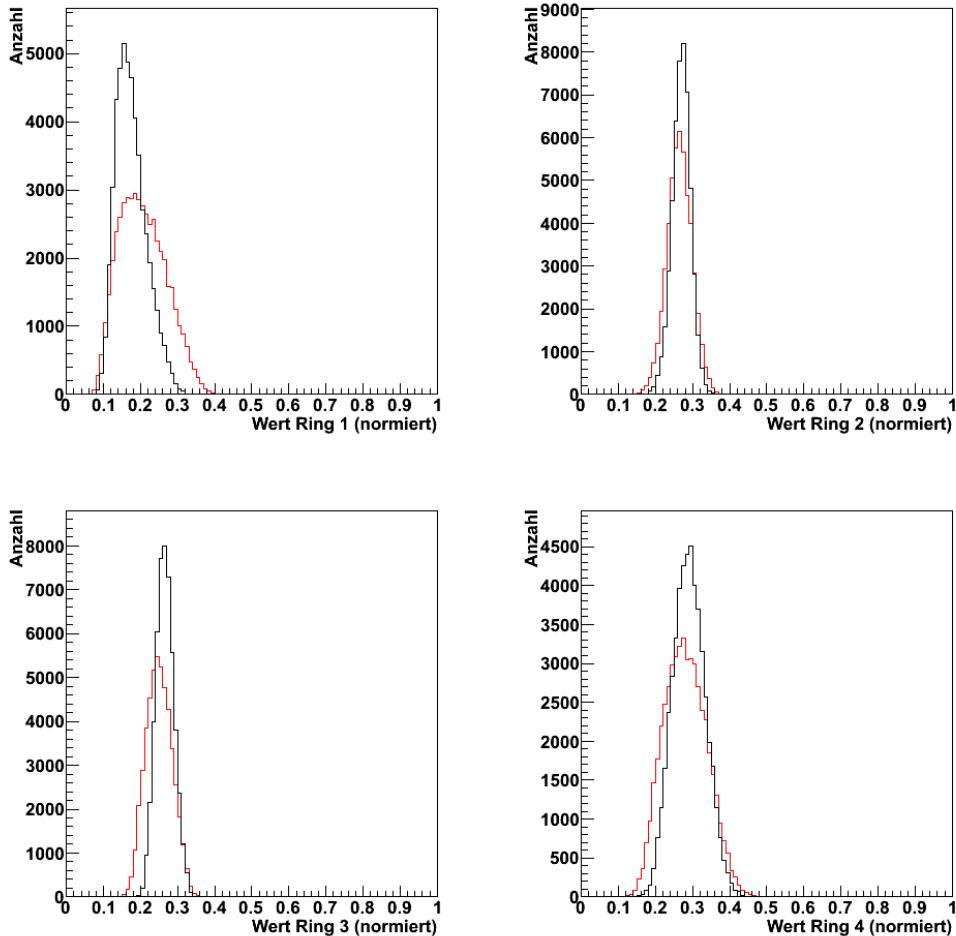
**Tabelle 5.2:** Tabelle der normierten Wedge-Ring Parameter der Beispieltabelle 5.1.

Ereignistyp	Ring 1	Ring 2	Ring 3	Ring 4	Wedge A	Wedge B	Wedge C	Wedge D
Gamma	0,273	0,255	0,217	0,255	0,142	<b>0,485</b>	0,144	0,228
Gamma	0,198	<b>0,266</b>	<b>0,246</b>	<b>0,290</b>	0,107	0,177	0,230	<b>0,486</b>
Proton	0,282	0,274	0,201	0,242	0,246	0,265	0,235	0,253
Proton	0,216	0,305	0,260	0,219	0,211	0,311	0,201	0,276

Werden die Werte der Tabelle 5.1 mit diesen Formeln bearbeitet, ergibt sich Tabelle 5.2. Hierbei wird deutlich, dass die meisten Parameter, die sich vor der Normierung stark von den Parametern der anderen Ereignisse unterschieden haben, weiterhin dieses Verhalten zeigen. Durch diese Normierung können jetzt auch die Parameter unterschiedlich intensiver Kamerabilder verglichen werden.

### Verteilung der Parameter

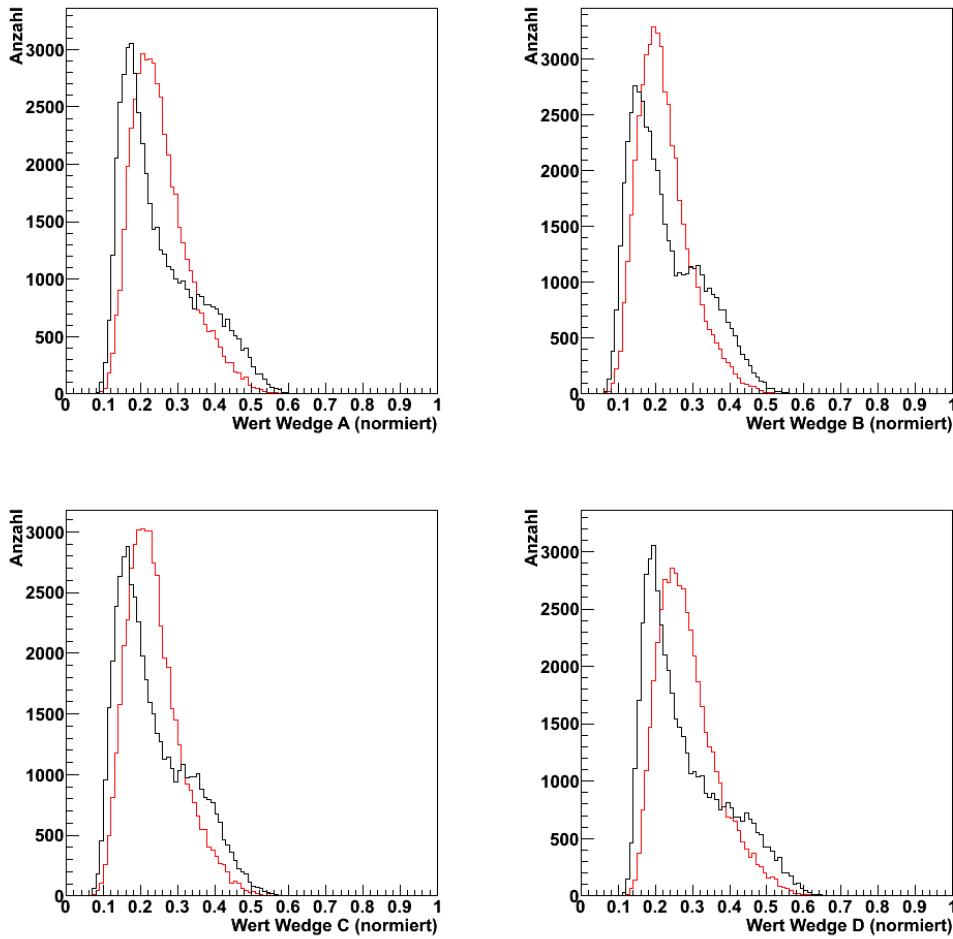
Zum genaueren Verständnis der Parameterverteilung wurden 50000 Protonen- und 50000 Gammaschauer aller Energien zusammengeworfen und deren Parameter dargestellt.



**Abbildung 5.5:** Verteilung der normierten Ring Parameter für Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

Die Abbildungen 5.5 zeigen die Verteilungen der Ringparameter. Jede der vier Darstellungen zeigt die Verteilung eines Ringparameters. Es werden hier die Anzahl der Ereignisse über den jeweiligen normierten Ringparameter aufgetragen. Dabei ist die schwarze Linie die Verteilung des jeweiligen Parameters der Gammaschauer und die rote Linie die der Protonenschauer. Als Erstes fällt auf, dass die Parameter ähnliche Verteilungen haben. Trotzdem gibt es Unterschiede zwischen den beiden Schauerarten. Sehr deutlich zeigt sich, dass der Wert des ersten Ringparameters bei Protonenschauern höhere Werte annimmt, bzw. die Verteilung zu höheren Werten reicht, als bei Gammaschauern. Durch die rotationssymmetrische Form mancher Fourierbilder von Protonenschauern, liegen die höchsten Zählraten fast ausschließlich im ersten

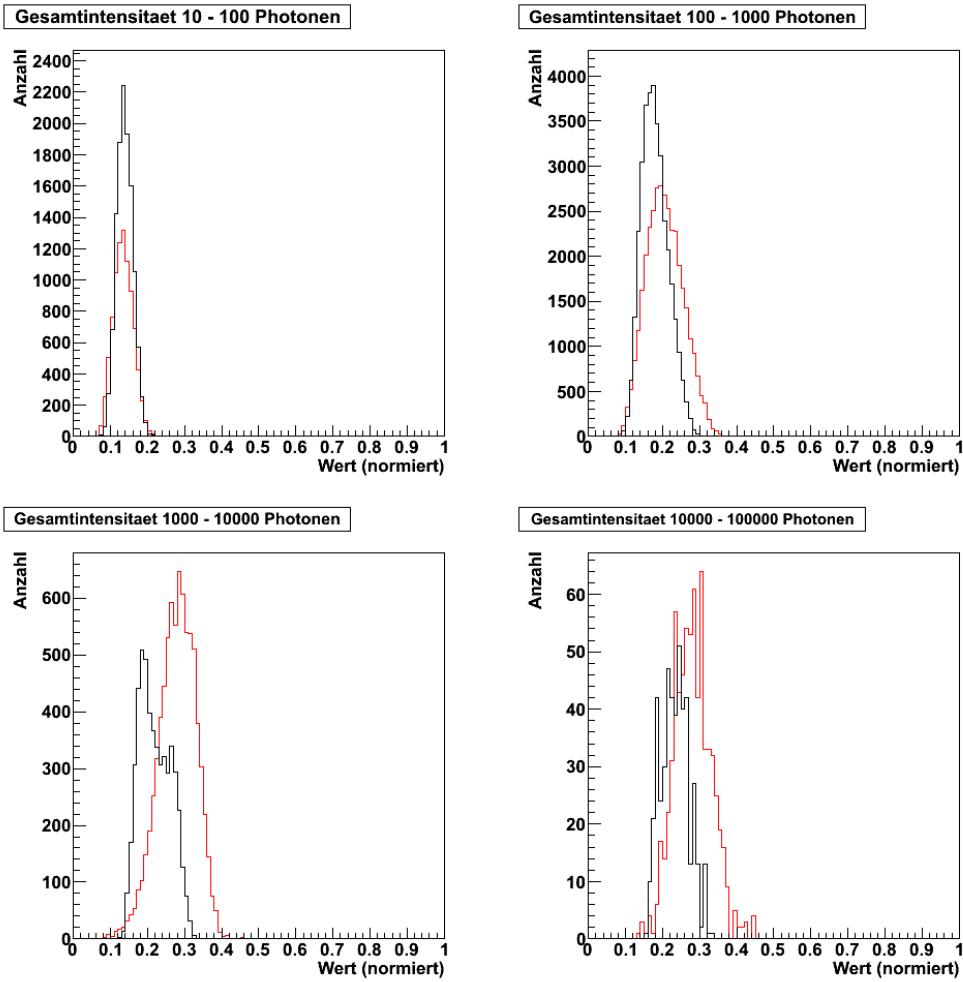
Ring des Wedge-Ring Detektors, was zu diesem Verhalten führt. Auch bei den anderen drei Ringparametern ist die Verteilung der Protonenschauer breiter als die der Gammaschauern.



**Abbildung 5.6:** Verteilung der normierten Wedge Parameter für Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

Die Abbildung 5.6 zeigt die Verteilungen der Wedgeparameter. Hier ist ebenso die Anzahl der Ereignisse über die Parameterwerte aufgetragen und die schwarze Linie entspricht den Gammaschauern und die rote den Protonenschauern. Bei diesen Verteilungen gibt es auch sichtbare Unterschiede zwischen den Schauerarten. Dabei fällt auf, dass sich bei den Gammaschauern ein Plateau zu höheren Parameterwerten hin bildet. Die hohen Werte können durch die deutlicheren Ellipsen in den Fourierdaten der Gammaschauern erklärt werden, da diese den Wert eines Wedgeparameters stark erhöhen können. Wenn ein Wedgeparameter stark erhöht wurde, weil die Ellipse in dem Bereich dieses Parameters liegt, erhalten die restlichen drei Wedgeparameter durch die Normierung relativ kleine Werte.

Das Plateau sagt aus, dass es ähnlich viele Ereignisse pro Parameterwert in diesem Bereich gibt. Hohe Werte könnten für schmale Ellipsen und kleinere für breitere Ellipse stehen. Die Parameterwerte im Plateau der Verteilung der Gammaschauer entsprechen den Wedges mit innen liegenden Ellipsen im Fourierraum und die Parameterwerte in der Normalverteilung entsprechen den übrig gebliebenen Wedges ohne Ellipseneinfluss. So ergibt sich die Verteilung, bestehend aus einem Plateau bei hohen Werten und einer Normalverteilung bei sehr kleinen Werten. Durch diese Aufteilung der Ereignisse bei den Gammaschauern kommt es auch zu einer unterschiedlichen Position des Maximums der Verteilungen gegenüber den Protonenschauerverteilungen.



**Abbildung 5.7:** Verteilung des Wertes des ersten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

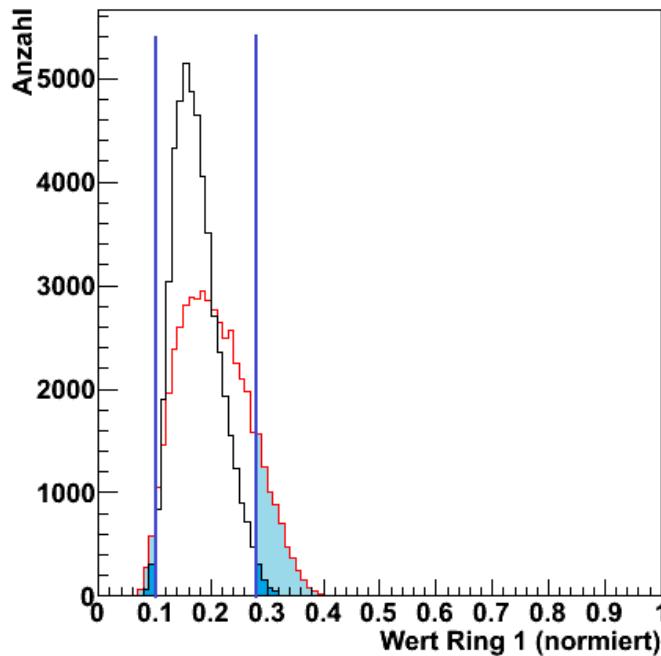
Zusätzlich können diese Parameter auch noch in Abhängigkeit der Gesamtintensität der Kamerabilder untersucht werden. Die Abbildung 5.7 zeigt beispielhaft die Verteilungen des ersten Rings für vier verschiedene Gesamtintensitätsbereiche. Dabei wurden logarithmische Bereiche gewählt. Gut zu erkennen ist, dass bei niedrigen Intensitäten die Werte zwischen Gamma- und Protonenschauern wenig Unterschied zeigen. Je höher dagegen die Gesamtintensität ist, desto stärker unterscheiden sich die Werteverläufe. Da bei höheren Intensitäten die charakteristische Form der Schauer deutlich ausgeprägter ist, können hier die Parameter auch besser zwischen den Schauerarten unterschieden werden. Weitere Darstellungen der Parameter in den verschiedenen Gesamtintensitätsbereichen befinden sich im Anhang unter dem Abschnitt C. Eine weitere Aufteilung der Parameterverteilungen wären durch die simulierte „wahre Energie“ der Monte-Carlo Schauer oder auch den Abstand der Schauer zum Mittelpunkt des H.E.S.S.-Arrays bzw. zum jeweiligen Teleskop möglich. Diese Werte sind aber in den echten Daten nicht enthalten bzw. müssten erst bestimmt werden.

## 5.2 Gamma-Hadron-Separation

Mit den vorherigen Abschnitten wurde die Grundlage für die Separation von Gamma- und Hadronenschauern gelegt. In diesem Abschnitt soll die Effizienz der Separation anhand der Wedge-Ring Parameter gezeigt werden. Dafür wird eine Größe eingeführt, mit welcher die Qualität einer solchen Separation beurteilt werden kann und um so die Separation optimieren zu können. Weiterhin werden unterschiedliche Datensätze separiert, zum einen die Rohdaten (*Clean0000*), die bereinigten Daten (*Clean0407*) und zum anderen die mit dem Schwellwert-schnitt bearbeiteten Daten (*Schwellwert*). Zuletzt werden die Separationsunterschiede dieser Datensätze dargestellt. Zum Ende des Kapitels werden noch die Ergebnisse des Analyseskripts TMVA für die drei Datensätze gezeigt.

### 5.2.1 Die Schnitteffizienz und der Qualitätsfaktor

Die Separation der Signaleignisse (Gammaschauern) von den Untergrundereignissen (Protonenschauern) optimiert werden, ist eine geeignete Größe, zum Vergleichen der Separationsqualität, nötig. Dazu muss überlegt werden, wie so eine Separation funktioniert. Für jeden Parameter, der verwendet werden soll, wird ein oberer und unterer Schnitt festgelegt (siehe Abbildung 5.8).



**Abbildung 5.8:** Beispiel eines beidseitigen Schnitts auf den Parameter Ring 1. Die blauen Linien stehen für den oberen bzw. unteren Schnitt. Die hellblaue Fläche unter dem roten Graphen der Protonenschauer entspricht der Anzahl der weggeschnittenen Protonenschauer. Die türkise Fläche unter den Graphen der Gammeschauer entspricht der Anzahl der weggeschnittenen Gammaschauer.

Danach werden alle Ereignisse der Gammaschauer, bei denen mindestens ein Parameter nicht in dem Bereich der beiden Schnitte liegt, verworfen. Dabei bleibt ein bestimmter Prozentsatz der Gammaschauer übrig, was hier als  $\epsilon_\gamma = \frac{\# \text{ Gammaschauer nach dem Schnitt}}{\# \text{ Gammaschauer vor dem Schnitt}}$  angegeben wird. Dieser Wert gibt die Effizienz des Schnitts hinsichtlich der richtigen Klassifikation von Gammaschauern an. Mit den gleichen Schnitten werden auch die Protonenschauer klassifiziert. Dadurch ergibt sich  $\epsilon_{\text{bg}} = \frac{\# \text{ Protonenschauer nach dem Schnitt}}{\# \text{ Protonenschauer vor dem Schnitt}}$ , was die Effizienz des Schnittes auf das falsche

Klassifizieren eines Untergrundereignisses beschreibt. Aus diesen Werten kann der sogenannte Qualitätsfaktor mit folgender Formel berechnet werden

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{bg}}}. \quad (5.3)$$

Der Wert für  $\epsilon_\gamma$  sollte für einen Schnitt sehr hoch sein (nahe dem Wert 1), damit durch den Schnitt nicht viele von den Signalereignissen verloren gehen. Dagegen sollte der Wert für  $\epsilon_{bg}$  gegen den Wert 0 gehen um so viel wie möglich von den Untergrundereignissen zu entfernen. Dadurch ist ein hoher Qualitätsfaktor eines Schnitts ein Anzeichen für ein hohes Separationsvermögen.

Für ein Set von Schnitten auf die jeweiligen Parameter kann ein Qualitätsfaktor  $Q$  durch Verwendung von Monte-Carlo Daten berechnet werden. Für die nachfolgende Separation wurden nur die Ringparameter benutzt, da es für diese Schnitte günstig ist, wenn der Verlauf der Protonenparameter breiter als der Verlauf der Gammaparameter ist. Das heißt, es werden dadurch mehr Untergrundereignisse als Signalereignisse weggescchnitten, wodurch der Qualitätsfaktor ansteigt und sich somit die Separation verbessert. Im Allgemeinen sollten sich die Parameterverteilungen der Signal- und Untergrundereignisse für eine Separation so gut wie möglich unterscheiden, was bei den hier gewonnenen Parametern nicht der Fall ist.

### 5.2.2 Optimierung der Schnitte auf maximalen Qualitätsfaktor

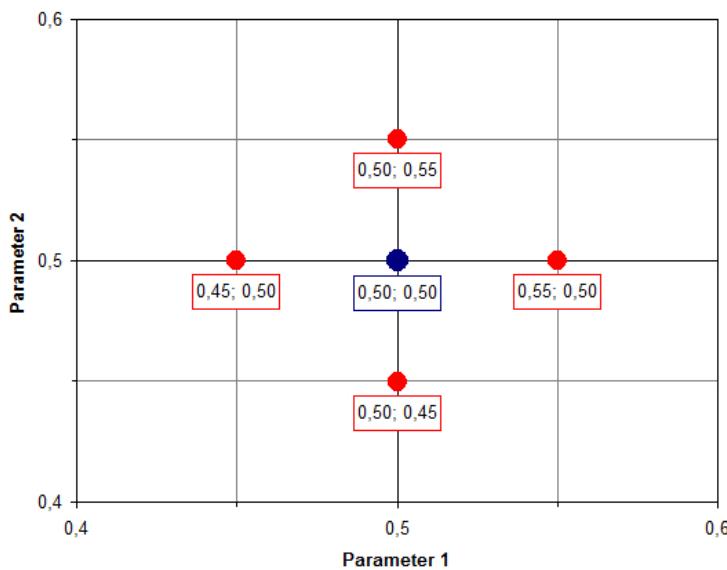
Da für diese Separation vier Parameter mit insgesamt acht Schnitten zu Verfügung stehen, ist die Möglichkeit der händischen Optimierung der Schnitte begrenzt oder sehr zeitaufwendig. Daher wurden die Werte der Schnitte über einen leicht umzusetzenden Algorithmus optimiert. An einem einfachen Beispiel kann die Funktionsweise des Algorithmus gut beschrieben werden. Würde die Separation nur von einem Parameter abhängen, gäbe es zu diesem Parameter genau zwei Schnittparameter, die es zu optimieren gilt. Aus diesen beiden Schnittparametern kann ein 2D-Raum aufspannt werden und jeder Punkt in diesem Raum steht für eine Kombination dieser beiden Schnittparameter (siehe Abbildung 5.9). Jetzt könnte für jeden Punkt der Qualitätsfaktor ausrechnet werden und der maximalen Wert darin gesucht werden. Dies ist aber für mehrere Parameter nicht sinnvoll, da pro Parameter zwei Dimensionen in diesem Raum dazukommen und so die Anzahl der zu berechnenden Punkte sehr schnell ansteigt und dies zu viel Rechenzeit beanspruchen würde.

Stattdessen wird ein iteratives Verfahren genutzt, wobei immer nur ein Startpunkt (blau) und dessen Nachbarpunkte (rot) berechnet und deren Qualitätsfaktoren verglichen werden. Die Abbildung 5.9 zeigt einen Ausschnitt eines solchen Raums von zwei Schnittparametern. Die Idee ist, dass bei einem Set von Schnittparametern (blauer Punkt) gestartet und dazu der Qualitätsfaktor berechnet wird. Gleichzeitig wird dieser Wert für die direkten Nachbarssets (rote Punkte) dieser Schnittparameter, die bis auf einen Schnittparameter gleich sind, berechnet. Dieser eine Schnittparameter wird dabei um eine vorher festgelegte Schrittweite vergrößert bzw. verkleinert. Dadurch ergeben sich für jeden Schnittparameter genau zwei zusätzliche Sets pro Berechnung (siehe Abbildung 5.9). Die errechneten Qualitätsfaktoren der jeweiligen Sets werden verglichen und das Set mit dem größten Qualitätsfaktor wird als neuer Startpunkt festgelegt. Jetzt wird die Berechnung mit den neuen Startwerten und damit wieder neuen Sets wiederholt. Diese Wiederholungen enden, wenn sich der Startpunkt nicht mehr ändert, also der Qualitätsfaktor bei keinem Nachbarsset höher ist. In diesem Fall ist das (lokale) Maximum für den Qualitätsfaktor erreicht.

Bei den hier verwendeten vier Ringparametern ergeben sich pro Berechnung ein Startset und

---

<sup>1</sup>Die Abkürzung *bg* steht hierbei für das englische Wort *background*.



**Abbildung 5.9:** Beispiel eines berechneten Qualitätsfaktors mit seinen Parameterwerten im Parameterraum (blau). Weitere berechnete Qualitätsfaktoren (rot) mit jeweils einen um die Schrittweite 0,05 geänderten Parameterwert.

acht, jeweils in einem Schnittparameter geänderte, Sets. Da hierbei ein achtdimensionaler Parameterraum entsteht, kann es leicht passieren, dass dieser Algorithmus in ein lokales Maximum läuft. Diesem Fall kann entgegen gewirkt werden, indem die Startwerte jedes Mal geändert und dann das Ergebnis der Optimierung verglichen wird. Zusätzlich wurde noch eine Vergrößerung der Schrittweite von 0,005 (Standardschrittweite) auf 0,055 bzw. 0,105 eingebaut. Diese wird aktiviert, sobald ein mögliches Maximum gefunden wurde. Ergibt sich dabei ein neues Maximum, wird die Schrittweite wieder auf 0,005 gesetzt und von dort neu gestartet. Ergibt sich nach der Vergrößerung der Schrittweite kein neues Maximum wird dieses Set von Schnittparametern als Set mit dem maximalen Qualitätsfaktor angesehen. Dies wurde auf die zuvor prozessierten Daten angewandt.

### Einzelne Teleskope

Als Erstes wurde die Optimierung der Qualitätsfaktoren auf die Kamerabilder eines Teleskops angewandt. Dabei wurden drei verschiedene Datensätze zum Vergleich verwendet. Die bereinigten Daten (*Clean0407*), die Rohdaten (*Clean0000*) und die Rohdaten mit einem Schwellwertschwitt von 60 p.e. im Fourierraum (*Schwellwert*). Die folgende Tabelle 5.3 zeigt das Ergebnis der Optimierung für die drei Datensätze für ein einzelnes Teleskop.

**Tabelle 5.3:** Ergebnis der Qualitätsfaktorenoptimierung für ein einzelnes Teleskop mit 50000 Signal- und 43000 Untergrundereignissen als Ausgangsdaten.

Datenset	Gammaeffizienz $\epsilon_\gamma$	Untergrundeffizienz $\epsilon_{bg}$	Qualitätsfaktor $Q$
<i>Clean0407</i>	0,82	0,48	1,194
<i>Clean0000</i>	0,74	0,35	1,242
<i>Schwellwert</i>	0,73	0,47	1,057

Anhand der Gamma- bzw. Untergrundeffizienzen wird deutlich, wie viel Untergrund durch den jeweiligen Schnitt weggescchnitten wird und wie viele Gammaereignisse dabei verloren gehen. Der Qualitätsfaktor des Schnitts auf den *Schwellwert*-Datensatz hat hierbei den niedrigsten

Wert aller drei Datensätze erreicht. Bei diesem Schnitt wird nur etwas mehr als die Hälfte des Untergrunds abgeschnitten und etwa ein Viertel der Signalereignisse. Der Schnitt auf den *Clean0407*-Datensatz entfernt ebenso etwa die Hälfte des Untergrunds, dabei werden aber nur etwa 20 % der Signalereignisse weggeschnitten. Am besten verhält sich der Schnitt auf den *Clean0000*-Datensatz, hier werden 65 % der Untergrundereignisse weggeschnitten und nur ein Viertel der Signalereignisse gehen dabei verloren. Das Verhalten könnte vom *0407-Cleaning* kommen, wenn dieses Bereinigen einzeln stehende Pixel mit Schauerinformationen der Protonenschauer entfernt. Die Pixel der Protonenschauer sind in den Kamerabildern stärker verteilt und könnten so entfernt werden, wodurch die Protonenschauer ähnlicher zu Gammaschauern werden. Diese könnten dann nicht mehr so gut klassifiziert werden, wie vor dem *Cleaning*. Insgesamt sind die Qualitätsfaktoren relativ niedrig. Auch bleiben bei allen Schnitten relativ viele Untergrundereignisse übrig, die als Signal klassifiziert wurden.

### Alle Teleskope gleichzeitig

Zur Verbesserung des Ergebnisses der optimierten Schnitte wurde das Optimierungsskript auf alle vier Teleskope erweitert. Dabei wird der Schnitt auf alle Teleskope, die den jeweiligen Schauer gesehen haben, gleichzeitig angewandt. Zuerst wird davon ausgegangen, dass jedes Ereignis ein Signalereignis ist, doch sobald ein Schnitt das Ereignis als Untergrundereignis erkennt, wird das Ereignis als solches weggeschnitten. Dadurch können die Ereignisse leichter als Untergrund bzw. Signal erkannt werden, da eventuell nur ein Kamerabild benötigt wird um das Ereignis als Untergrund zu klassifizieren. In Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse der Optimierung der Schnitte für alle vier Teleskope gleichzeitig dargestellt.

**Tabelle 5.4:** Ergebnis der Qualitätsfaktorenoptimierung für vier Teleskope gleichzeitig mit 70000 Signal- und 62000 Untergrundereignissen als Ausgangsdaten.

Datenset	Gammaeffizienz $\epsilon_\gamma$	Untergrundeffizienz $\epsilon_{bg}$	Qualitätsfaktor $Q$
<i>Clean0407</i>	0,73	0,30	1,330
<i>Clean0000</i>	0,71	0,26	1,389
<i>Schwellwert</i>	0,49	0,21	1,070

Auch hierbei hat die Separation mit den Schnitten auf den *Schwellwert*-Datensatz den niedrigsten Qualitätsfaktor. Die Werte der drei Qualitätsfaktoren steigen aber leicht gegenüber der Optimierung eines einzelnen Teleskops. Der höchste Wert ergibt sich bei den Schnitten auf den *Clean0000*-Datensatz. Der Qualitätsfaktor  $Q$  beträgt hierbei 1,389. Dabei wird im Vergleich zur vorherigen Optimierung 10 % mehr Untergrund entfernt, wobei nur 3 % mehr Signal verloren geht.

Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der Ergebnisse mit vier Teleskopen wäre, die Logik im Programm zu invertieren. Dies kann umgesetzt werden, indem jedes Ereignis zuerst als Untergrundereignis gekennzeichnet wird und dann, sobald es in einem Teleskop durch die Schnitte als Signal erkannt wird, als Signal gekennzeichnet wird. Dadurch könnten Ereignisse, die mindestens in einer Kamera als stark ausgeprägter Gammaschauer auftreten als dieser erkannt werden. Dies wurde aber in dieser Arbeit nicht näher untersucht.

### 4-Teleskop-Ereignisse

Da bei der Optimierung mit allen vier Teleskopen auch Ereignisse dabei sind, bei denen nur zwei oder drei Teleskope den Schauer gesehen haben, wurde eine leicht geänderte Optimierung durchgeführt. Bei dieser werden nur Ereignisse genutzt, die in allen vier Teleskopen sichtbar waren. Die Tabelle 5.5 zeigt die Ergebnisse der Optimierung für diese 4-Teleskop-Ereignisse.

**Tabelle 5.5:** Ergebnis der Qualitätsfaktorenoptimierung für 4-Teleskop-Ereignisse mit 24000 Signal- und 18000 Untergrundereignissen als Ausgangsdaten.

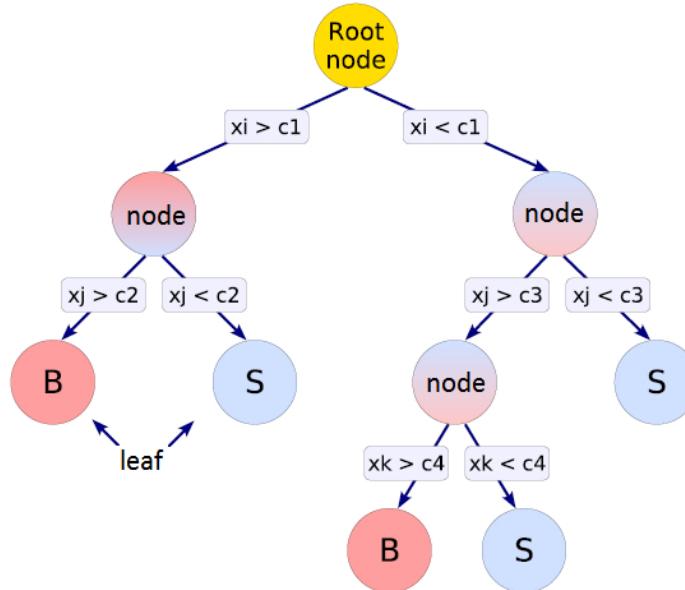
Datenset	Gammaeffizienz $\epsilon_\gamma$	Untergrundeffizienz $\epsilon_{bg}$	Qualitätsfaktor $Q$
Clean0407	0,43	0,05	2,017
Clean0000	0,33	0,02	2,237
Schwellwert	0,06	0,0005	2,484

Neben der starken Erhöhung der Qualitätsfaktoren der einzelnen Schnitte, fällt auf, dass die Untergrundereignisse sehr stark weggeschnitten wurden, aber zusätzlich auch deutlich mehr Signaleereignisse verloren gegangen sind. So bleiben beim *Schwellwert* Datensatz nur 6 % der Signaleereignisse übrig und so gut wie alle Untergrundereignisse wurden richtig klassifiziert. Auch der Schnitt auf den *Clean0000*-Datensatz entfernt die Untergrundereignisse sehr gut und verliert dagegen nur zwei drittel der Signaleereignisse.

Bei diesen Schnitten ist jedoch zu beachten, dass Ereignisse, die in allen vier Teleskopen gesehen werden, tendenziell höhere Energien haben als diejenigen, die nur von weniger Teleskopen gesehen werden. Das heißt, es werden durch die Beschränkung auf die *4-Teleskop*-Daten besonders viele der schlecht zu klassifizierenden Ereignisse weggeschnitten. Dadurch können die Qualitätsfaktoren nicht ohne weiteres mit den Qualitätsfaktoren der vorherigen Optimierungen verglichen werden.

### 5.2.3 Optimierung mit der *Boosted Decision Tree*-Methode

Zur weiteren Analyse der Separation durch die Parameter aus dem Fourierraum, wurde in dieser Arbeit eine mehrdimensionale Klassifikationsmethode, die auf maschinellem Lernen beruht, genutzt. Die sogenannte *Boosted Decision Tree*-Methode (BDT) aus dem ROOT TMVA-Toolkit (Hoecker et al. 2007) wurde für diese Arbeit gewählt.



**Abbildung 5.10:** Schematischer Aufbau eines Decision Trees (Quelle Hoecker et al. (2007)). Mit den Parameterwerten  $xi$ ,  $xj$  und  $xk$  der zu separierenden Ereignisse, den Schnitten  $c_1$  bis  $c_4$  der jeweiligen Ebenen und den als Untergrund bzw. Signal klassifizierten Ereignisgruppen  $B$  und  $S$ .

Die Abbildung 5.10 zeigt ein Schema eines solchen Entscheidungsbaums (*Decision Tree*) für die Separation. Die Ereignisse starten hier bei der *Rootnode* (Gelber Kreis), anschließend folgt der Übergang in eine Sequenz aus binären Trennungen dieser Ereignisse. Dabei werden die Ereignisse in jeder *Node* (Mehrfarbige Kreise) anhand des Parameters (hier  $x_i$ ,  $x_j$  und  $x_k$ ) getrennt, im dem sich die Signal- und Untergrundereignisse am stärksten unterscheiden. In den darauf folgenden *Nodes* wird wieder nach dem gleichen Prinzip getrennt und so weiter. Dabei wird für jede *Node* die *Purity* (Reinheit) durch  $P = \frac{\text{Signalereignisse}}{\text{Ereignisse}}$  berechnet, welche das Verhältnis von Signalereignissen zu allen Ereignissen in der jeweiligen *Node* angibt. Die Aufteilung von *Nodes* endet, wenn die Reinheit entweder den Wert 0 oder 1 erreicht, oder wenn sich die Reinheit der nachfolgenden *Nodes* nicht mehr statistisch signifikant ändert. Je nach Mehrheit der Ereignisse in einem sogenannten *Leaf* (Blatt) - eine *Node*, die nicht mehr aufgeteilt wird - wird dieses Blatt als Signal- *S* oder Untergrundblatt *B* gekennzeichnet.

Ein einzelner Entscheidungsbaum ist aber hinsichtlich statistischer Schwankungen instabil, weswegen bei der BDT-Methode ein „Wald“ aus vielen Entscheidungsbäumen erstellt wird um das Ergebnis stabiler zu machen. Bei der hier verwendeten *Adaptive BDT*-Methode werden Ereignisse, die in einem vorherigen Baum falsch klassifiziert wurden mit einem Wert  $\alpha$  stärker für die nachfolgenden Bäume gewichtet. Der Wert  $\alpha$  wird durch die Rate *err* der falschen Klassifikationen des vorherigen Baums wie in der Formel 5.4 berechnet.

$$\alpha = \frac{1 - \text{err}}{\text{err}} \quad (5.4)$$

Danach werden die Werte für die gesamte Auswahl der Ereignisse normiert, damit die Summe der Gewichte konstant bleibt. Diese Gewichtung spielt in der Berechnung der Reinheit der jeweiligen *Nodes* eine Rolle, wodurch die höher gewichteten Ereignisse stärker auf die Entwicklung des Baumes Einfluss nehmen.

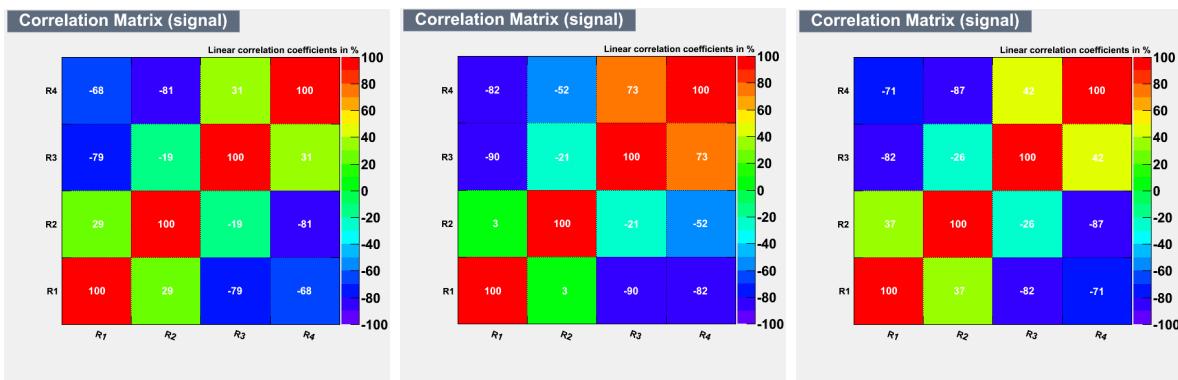
## 5.3 Vergleich der Separation verschiedener Datensätze

Für das TMVA-Skript wurden jeweils von den Datensätzen *Clean0407*, *Schwellwert* und *Clean0000* 52000 Signalereignisse und 62000 Untergrundereignisse als Testauswahl genutzt. Es wurden die Parameter Ring 1 bis 4 (ab jetzt R1 bis R4) des ersten Teleskops als Parameter für die Separation durch das TMVA-Skript genutzt, da es nicht möglich war, alle Ringparameter der vier Teleskope gleichzeitig im Skript zu nutzen. Da nicht immer alle Teleskope ein Ereignis sehen, sind nicht immer alle 16 Ringparameter der vier Teleskope vorhanden, was unter anderem zu Problemen mit dem TMVA-Skript führt. Um dies zu umgehen, ist es möglich nur Ereignisse zu nutzen, die von allen vier Teleskopen gesehen wurden, doch das hätte die Anzahl der nutzbaren Ereignisse stark verkleinert und auch die Separation zu stark positiv beeinflusst (siehe Abschnitt 5.2.2). Im Folgenden werden die Ergebnisse des TMVA-Skripts der drei Datensätze verglichen und bewertet.

### 5.3.1 Korrelation und Verteilung der Parameter

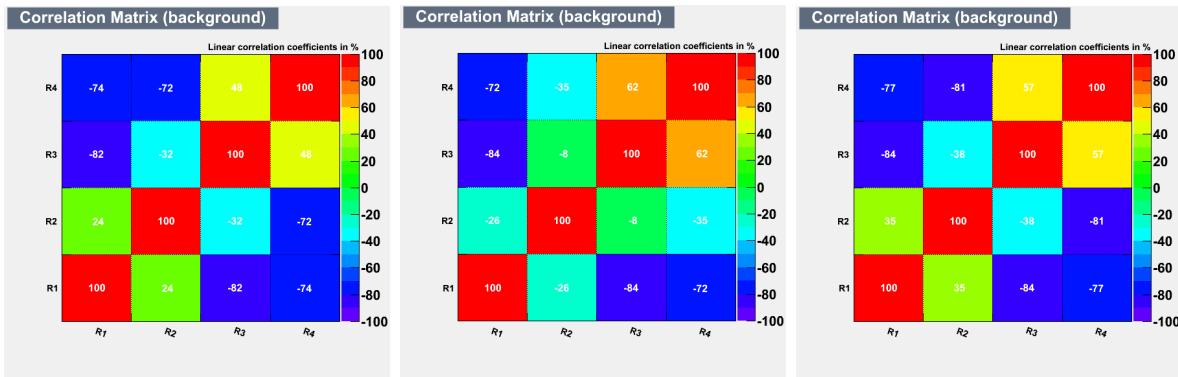
Das TMVA-Skript analysiert unter anderem die Eingangsparameter und gibt die Korrelation dieser zueinander aus. Die Abbildung 5.11 zeigt für alle drei Datensätze die Korrelationsmatrix der vier Ringparameter für die Signaldaten.

Dabei sind an den Achsen die Parameter aufgetragen und in den Matrixelementen sind die Korrelationskoeffizienten als Wert und als Farbwert angezeigt. Die Farbskala reicht von -100 % (Antikorrelation) über 0 % (keine Korrelation) bis 100 % (Korrelation). Die jeweiligen Parameter sind zu sich selbst korreliert. Da die Werte der Parameter normiert wurden, kann schon vorhergesehen werden, dass die Werte meist antikorreliert sein werden, da beispielsweise ein



**Abbildung 5.11:** Korrelationsmatrizen der Parameter  $R_1$  bis  $R_4$  der Signalereignisse der drei Datensätze *Clean0407* (links), *Schwellwert* (mittig) und *Clean0000* (rechts). Ein Wert von 100 gibt eine vollständige positive Korrelation an, der Wert -100 eine vollständige Antikorrelation und beim Wert 0 sind die Parameter nicht korreliert.

hoher  $R_1$ -Wert die Werte der anderen Ringe verringert. So zeigen allen drei Datensätze bei den Signaldaten ein ähnliches Verhalten. Die nicht benachbarten Parameter (z.B.  $R_1$  und  $R_3$ ) sind meist stark antikorreliert. Dagegen sind die direkt benachbarten Parameter (z.B.  $R_1$  und  $R_2$  bzw.  $R_3$  und  $R_4$ ) fast unkorreliert bzw. leicht positiv korreliert ( $R_1$  und  $R_2$  bzw.  $R_3$  und  $R_4$ ).



**Abbildung 5.12:** Korrelationsmatrizen der Parameter  $R_1$  bis  $R_4$  der Untergrundereignisse der drei Datensätze *Clean0407* (links), *Schwellwert* (mittig) und *Clean0000* (rechts). Ein Wert von 100 gibt eine vollständige positive Korrelation an, der Wert -100 eine vollständige Antikorrelation und beim Wert 0 sind die Parameter nicht korreliert.

Die Abbildung 5.12 zeigt die Korrelationsmatrizen der Untergrundereignisse für die drei Datensätze. Zwischen den Signal- und Untergrunddaten gibt es keinen großen Unterschied hinsichtlich der Korrelationen der Parameter. Auch zwischen den verschiedenen Datensätzen ist der Unterschied nicht sehr groß. Am unterschiedlichsten zu den anderen Datensätzen sind die Korrelationsmatrizen des *Schwellwert*-Datensatzes. Besonders die Korrelation zwischen den Parametern  $R_3$  und  $R_4$  in den Signaldaten ist hier deutlich stärker korreliert. Hier werden im Fourierraum Schnitte vorgenommen, die hauptsächlich die äußeren Ringe betreffen. So wird der Wert des Parameters  $R_3$  und  $R_4$  meist gleichzeitig reduziert, was zu so einer Korrelation führt.

Die Verteilung der Eingangsparameter des TMVA-Skripts wird für den *Clean0407*-Datensatz in Abbildung 5.13, für den *Schnittwert*-Datensatz in Abbildung 5.14 und für den *Clean0000*-Datensatz in Abbildung 5.15 gezeigt.

Die Verteilungen der Signal- und Untergrundereignisse sind in allen Darstellungen sehr ähnlich und überlappen sich größtenteils. Die Verteilung der Untergrundereignisse ist dabei meist breiter als die der Signalereignisse. Eine Ausnahme macht dabei der Parameter  $R_4$  des *Schwellwert*-Datensatzes in Abbildung 5.14. Hier ist die Verteilung der Signalereignisse breiter. Zusätzlich

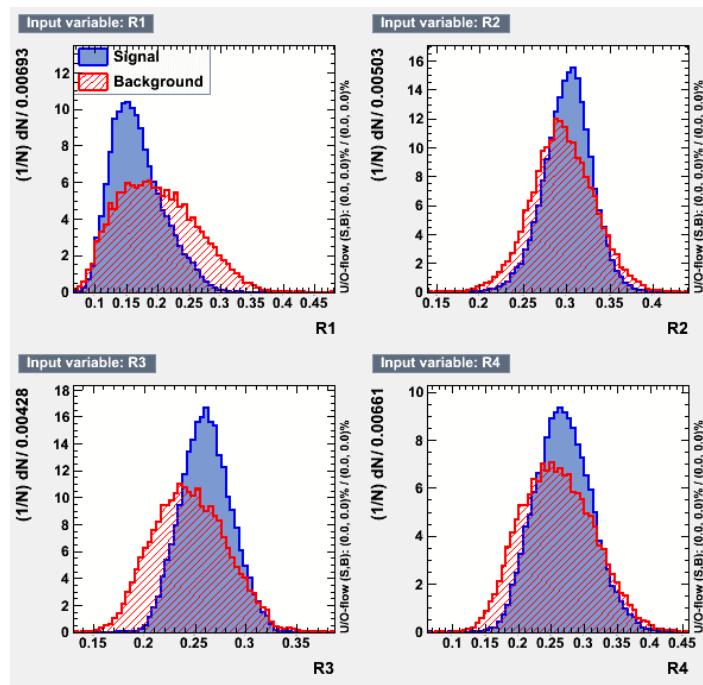


Abbildung 5.13: Verteilung der Eingabeparameter  $R1$  bis  $R4$  des Clean0407-Datensatzes.

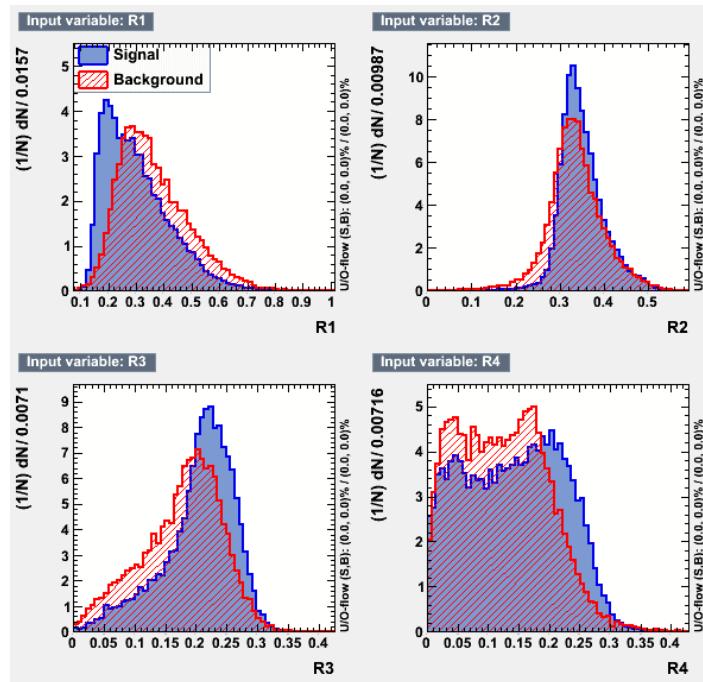
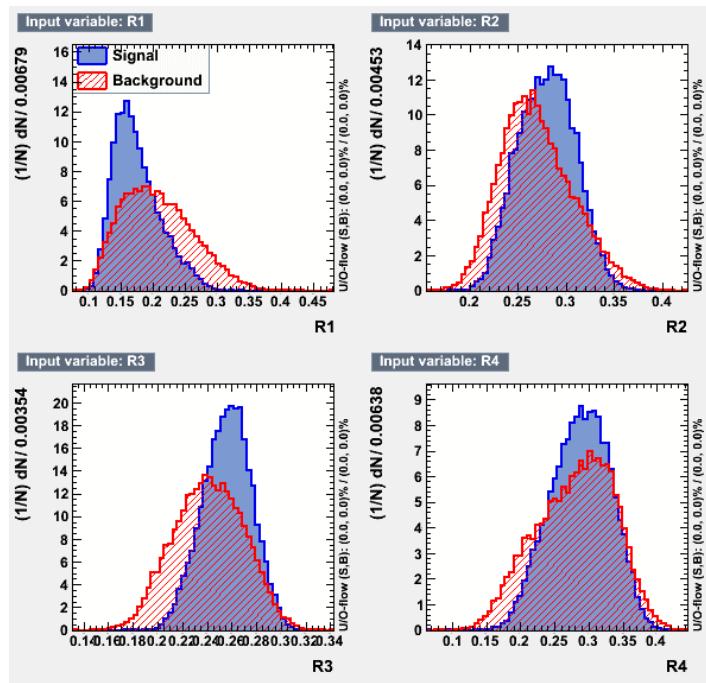


Abbildung 5.14: Verteilung der Eingabeparameter  $R1$  bis  $R4$  des Schnittwert-Datensatzes.



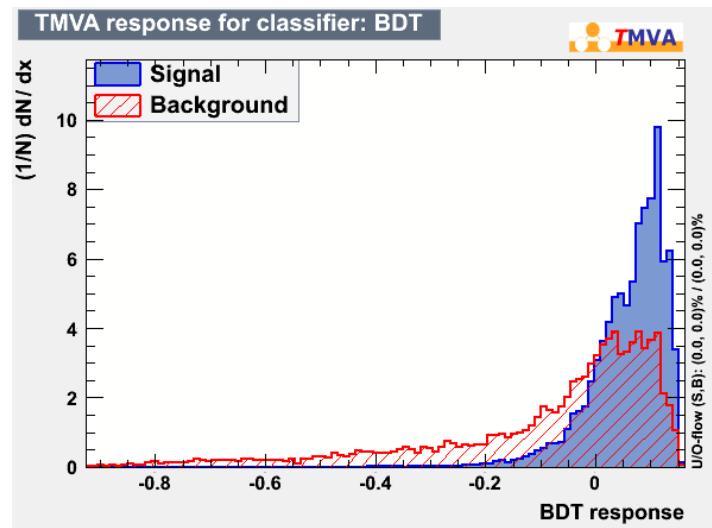
**Abbildung 5.15:** Verteilung der Eingabeparameter  $R1$  bis  $R4$  des Clean0000-Datensatzes.

sind bei diesem Datensatz die Werte allgemein anders verteilt als bei den anderen zwei Datensätzen. Dies kommt wiederum vom Schnitt im Fourieraum. So kann es vorkommen, dass die äußeren Parameter den unnormierten Wert von 0 bzw. einen sehr kleinen Wert haben, wodurch sich durch die Normierung auch der Wert des Parameter  $R1$  stark ändert.

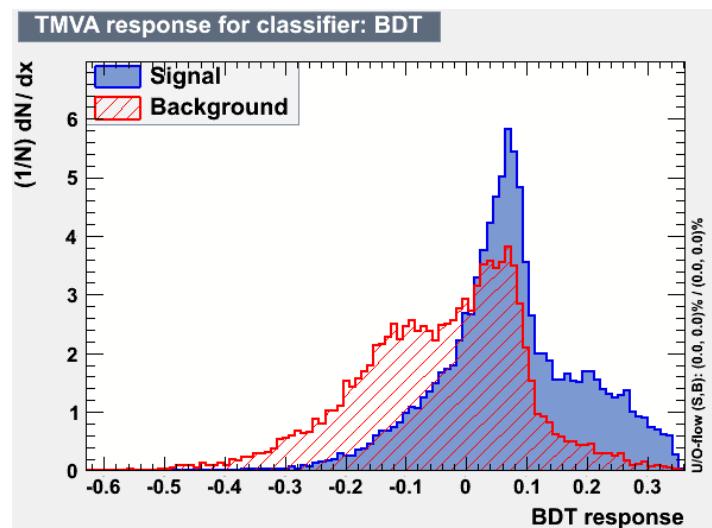
### 5.3.2 BDT-Antwort

Als weitere Information über die Separation der Ereignisse gibt das TMVA-Skript eine Verteilung der sogenannten BDT-Antwort für die Klassifizierer aus. Dabei ist es im TMVA-Skript Konvention, dass sich Signaleereignisse bei großen und Untergrundereignisse bei kleinen Werten sammeln. Anhand dieser Verteilung kann ein Schnitt auf eine einzelne Größe gemacht werden. Bei einer Separation, die Signal und Untergrund gut trennt, würden sich die Verteilungen für die Signal- und Untergrundereignisse in der BDT-Antwort gut mit einem Schnitt auf den Antwortwert trennen lassen.

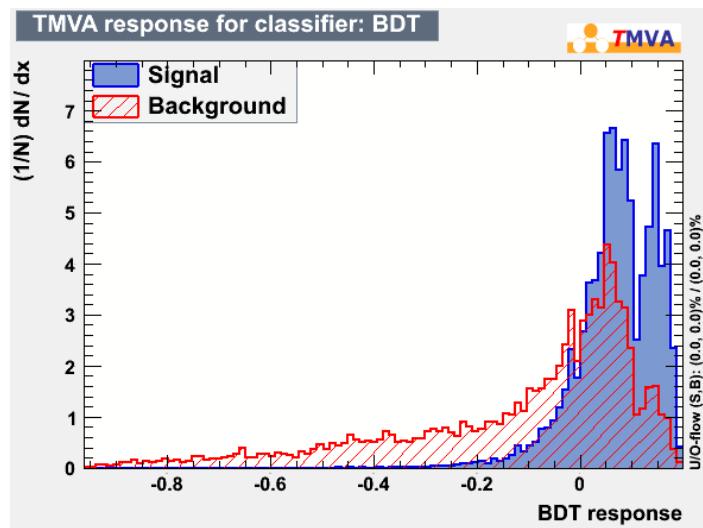
Die Abbildungen 5.16, 5.17 und 5.18 zeigen die Verteilungen der BDT-Antwort der drei Datensätze. Die Verteilung für die Signal- und Untergrundereignisse ist für alle drei Datensätze ähnlich, was das Separieren der Daten schwer durchführbar macht. Sollen sehr viele Untergrundereignisse entfernt werden, gehen auch sehr viele Signaleereignisse verloren. Für den *Schwellwert*-Datensatz (Abbildung 5.17) gibt es im Bereich um 0,2 ein Plateau in dem Signaleereignisse mit sehr wenig Untergrundereignissen vorhanden sind. In diesem Datensatz ist es möglich einen Schnitt festzulegen, der einen Großteil des Untergrunds entfernt und trotzdem viele Signaleereignisse beibehält. Möglicherweise handelt es sich dabei um die *4-Teleskop*-Ereignisse, da dieser Schnitt hier einen hohen Wert für den Qualitätsfaktor erreicht, wie in Tabelle 5.5 zu sehen war. Auch beim *Clean0000*-Datensatz (Abbildung 5.18) gibt es bei hohen Werten einen Bereich mit viel Signaleereignissen und wenig Untergrundereignissen, was die Separationsfähigkeit im Gegensatz zum *Clean0407*-Datensatz (Abbildung 5.16) erhöht. Insgesamt wird durch den stark überlappenden Verlauf der Signale- und Untergrundereignisse erkannt, dass die Separation ohne weitere Optimierungen oder Kombinationen mit weiteren Parametern sehr viel Signal verliert, wenn der Untergrund gut entfernt werden soll.



**Abbildung 5.16:** Antwort des BDT auf die Eingabeparameter R1 bis R4 des Clean0407-Datensatzes. Nach der TMVA-Konvention häufen sich Signaleereignisse bei hohen Werten und Untergrundereignisse bei kleinen Werten.



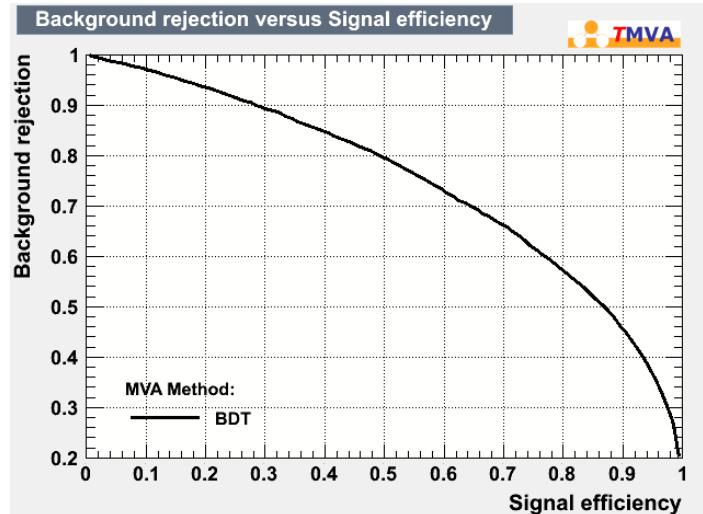
**Abbildung 5.17:** Antwort des BDT auf die Eingabeparameter R1 bis R4 des Schnittwert-Datensatzes. Nach der TMVA-Konvention häufen sich Signaleereignisse bei hohen Werten und Untergrundereignisse bei kleinen Werten.



**Abbildung 5.18:** Antwort des BDT auf die Eingabeparameter R1 bis R4 des Clean0000-Datensatzes. Nach der TMVA-Konvention häufen sich Signaleignisse bei hohen Werten und Untergrundereignisse bei kleinen Werten.

### 5.3.3 Untergrundablehnung und Signaleffizienz

Das TMVA-Skript gibt zusätzlich zu den oben gezeigten Darstellungen und Verteilungen auch einen Graph für den Verlauf des Qualitätsfaktors aus. Dabei ist die Untergrundablehnung (entspricht  $1 - \epsilon_{bg}$  aus der Formel 5.3) über die Signaleffizienz (entspricht  $\epsilon_\gamma$  aus der Formel 5.3) aufgetragen.



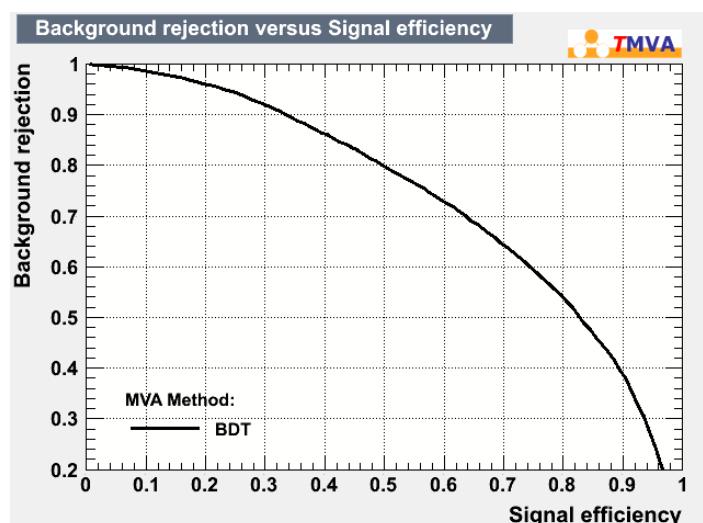
**Abbildung 5.19:** Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über die Signaleffizienz für den Clean0407-Datensatz. Die eingezeichnete Kurve gibt den Verlauf des Qualitätsfaktors an.

Die Abbildungen 5.19, 5.20 und 5.21 zeigen diese Graphen für die drei Datensätze. Dabei deuten Kurven, die näher am Punkt (1,1) liegen, auf eine bessere Separation hin als Kurven, die näher am Punkt (0,0) liegen. Die Qualitätsfaktoren aus der Tabelle 5.3 liegen in den jeweiligen Graphen leicht unterhalb der Kurven, was auf eine effektivere Analyse der Separationen über das TMVA-Skript als über die bloße Optimierung des Qualitätsfaktors schließen lässt. Die Tabelle 5.3, wie auch die TMVA-Analyse nutzen lediglich die Parameter aus einem Teleskop. Werden die Qualitätsfaktoren aus den Optimierungen mit allen vier Teleskopen gleichzeitig (Tabelle 5.4) mit diesen Graphen verglichen, so liegen diese Faktoren leicht über den Kurven.

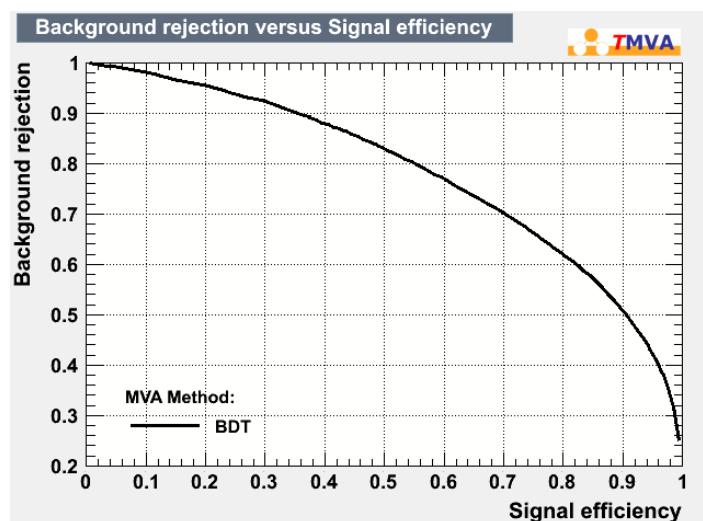
So deutet es sich an, dass auch das TMVA-Skript beim Nutzen aller vier Teleskope ein besseres Ergebnis erreichen sollte.

Die Kurve des *Schwellwert*-Datensatzes liegt hier größtenteils unterhalb der Kurven von den *Clean0407*- und *Clean0000*-Datensätzen. Soll der Untergrund so gut wie möglich abgelehnt werden, so eignet sich aber der *Schwellwert*-Datensatz am besten. Denn es bleiben zum Beispiel bei 95 %iger Ablehnung des Untergrunds bei dem *Clean0407*-Datensatz etwa 15 % Signaleignisse übrig. Bei dem *Schwellwert*- und *Clean0000*-Datensatz bleiben dagegen etwa 25 % übrig. Bei noch höheren Untergrundablehnungen erreicht der *Schwellwert*-Datensatz etwas höhere Werte für die Signaleffizienz als die beiden anderen Datensätze.

Für hohe Signaleffizienzen lehnt der *Clean0000*-Datensatz die meisten Untergrundereignisse ab. Bei zum Beispiel 90 %iger Signaleffizienz werden beim *Schwellwert*-Datensatz nur etwa 38 % bzw. beim *Clean0407*-Datensatz nur etwa 46 % der Untergrundereignisse abgelehnt. Der *Clean0000*-Datensatz lehnt dagegen ca. 52 % ab. Zusammengefasst zeigt der *Clean0000*-Datensatz das beste Verhältnis zwischen Untergrundablehnung und Signaleffizienz über den kompletten Bereich.



**Abbildung 5.20:** Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über die Signaleffizienz für den *Schwellwert*-Datensatz. Die eingezeichnete Kurve gibt den Verlauf des Qualitätsfaktors an.



**Abbildung 5.21:** Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über die Signaleffizienz für den *Clean0000*-Datensatz. Die eingezeichnete Kurve gibt den Verlauf des Qualitätsfaktors an.



# Kapitel 6

## Abschließender Vergleich mit einer aktuellen H.E.S.S.-Separation

Bis jetzt wurde die Separation mit Hilfe der Ringparameter, die durch eine Fouriertransformation gewonnen wurden, nur hinsichtlich der drei unterschiedlichen Datensätze *Clean0000*, *Schwellwert* und *Clean0407* verglichen. In diesem Abschnitt wird die in dieser Arbeit untersuchte Separation mit einer der aktuell bei H.E.S.S. eingesetzten Separationen verglichen. Dabei handelt es sich um die HAP-Analyse, die unter anderem mit Hilfe der bei der Rekonstruktion erzeugten Parameter *MSCW* und *MSCL* die Separation durchführt.

### 6.1 HAP-Analyse und Wedge-Ring Separation

Für diesen Vergleich wurden der *Clean0407*-Datensatz mit der H.E.S.S. Analysis Pipeline (HAP) verarbeitet, wobei die Schauer rekonstruiert werden. Wie im Abschnitt 3.4 beschrieben, werden hier die Informationen aus allen verfügbaren Teleskopen genutzt um die Herkunft und Energie eines Schauers zu bestimmen. Dabei werden auch die Parameter *Mean Scaled Width (MSCW)* und *Mean Scaled Length (MSCL)* erzeugt (siehe Abschnitt 3.4).

Diese beiden Parameter wurden als Separationsparameter für das TMVA-Skript genutzt. Das Ergebnis wird im Folgenden dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass diese Parameter aus den Informationen aller Teleskope erzeugt werden und ebenfalls Informationen der Gammaereignisse der Monte-Carlo Simulationen nutzen. Dagegen nutzen die TMVA-Separationen mit den Ringparametern aus dieser Arbeit nur ein Teleskop als Informationsquelle. Die Verteilung dieser beiden Eingangsparameter der HAP-Analyse ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

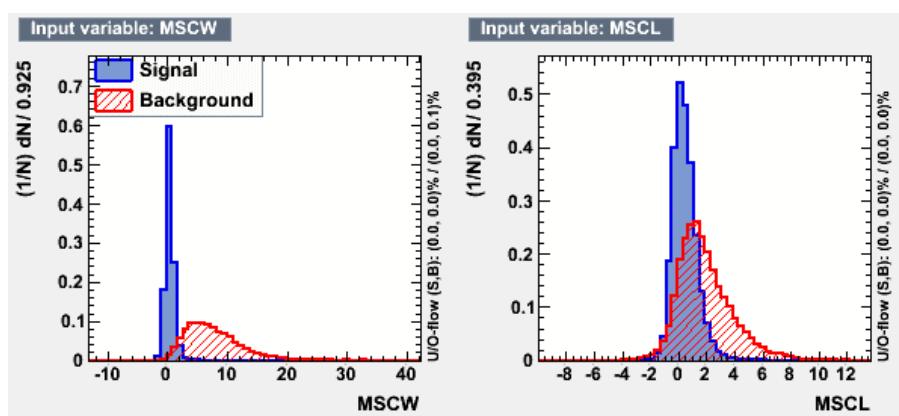
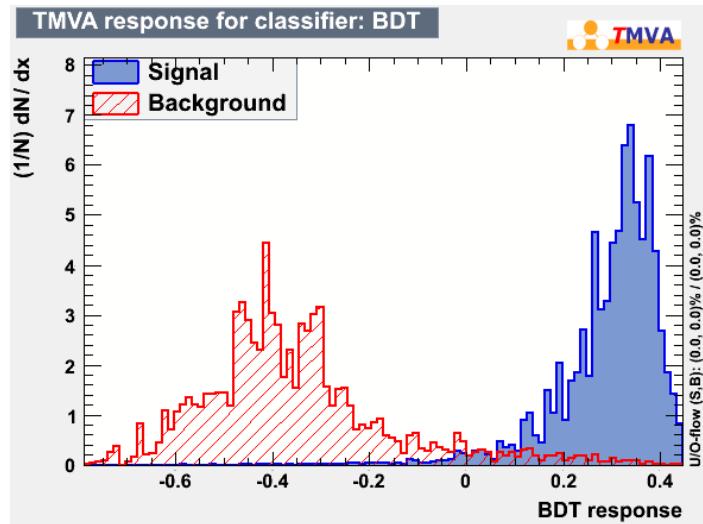


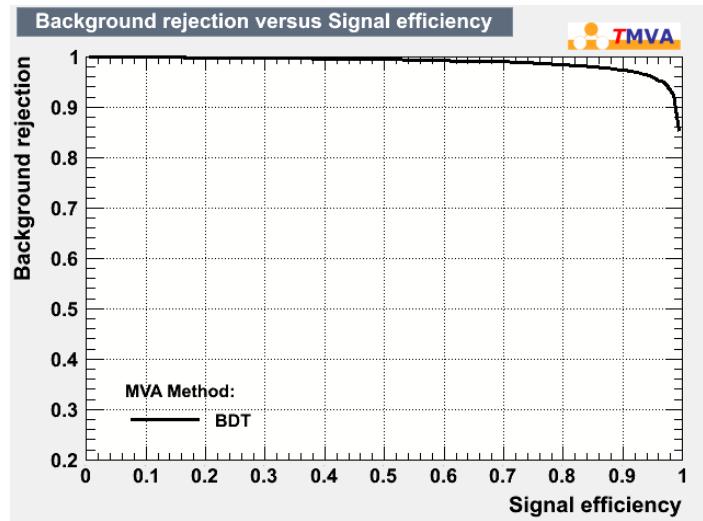
Abbildung 6.1: Verteilung der Eingabeparameter *MSCW* und *MSCL* (siehe Abschnitt mit der Rekonstruktion 3.4) der mit HAP analysierten Daten.

Dabei fällt auf, dass der Parameter  $MSCW$  für Signal und Untergrundereignisse deutlich verschieden ist. Beim zweiten Parameter dagegen überlappen die beiden Verteilungen deutlich stärker. Beim Vergleich dieser Verteilungen mit den Verteilungen der Ringparameter des *Clean0000*-Datensatzes in Abbildung 5.15 fällt auf, dass die Ringparameter nicht so gut zum Separieren geeignet sind. Noch deutlicher wird dies, wenn die BDT-Antwort des HAP-Datensatzes (Abbildung 6.2) mit der BDT-Antwort eines Datensatzes der Separation aus dieser Arbeit (z.B. Abbildung 5.18) verglichen wird.



**Abbildung 6.2:** Antwort des BDT der Eingabeparameter  $MSCW$  und  $MSCL$  der mit HAP analysierten Daten. Nach der TMVA-Konvention häufen sich Signaleignisse bei hohen Werten und Untergrundereignisse bei kleinen Werten.

Bei dem HAP-Datensatz liegen die Verteilungen für Signal- und Untergrundereignisse deutlich auseinander, dagegen liegen die Verteilungen der in dieser Arbeit benutzen Separationen zum großen Teil übereinander.



**Abbildung 6.3:** Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über der Signaleffizienz für den mit HAP analysierten Datensatz. Die eingezeichnete Kurve gibt den Verlauf des Qualitätsfaktors an.

Das die Separation mit dem HAP-Datensatz ein deutlich besseres Ergebnis liefert, zeigt sich auch in dem Graphen, in welchem die Untergrundablehnung über die Signaleffizienz aufgetragen ist (siehe Abbildung 6.3). Bei einer Ablehnung von 90 % des Untergrunds gehen nur etwa

2 % der Signalereignisse verloren, was einen Qualitätsfaktor von 3,10 entspricht. Im Vergleich dazu erreicht der *Clean0000*-Datensatz einen Qualitätsfaktor von 1,11 für die gleiche Untergrundablehnung. Wird eine Signaleffizienz von 90 % gewählt, werden bei dem HAP-Datensatz 97 % des Untergrunds abgelehnt. Der Qualitätsfaktor entspricht hier bei dem HAP-Datensatz einen Wert von 5,20 und bei dem *Clean0000*-Datensatz einem Wert von 1,30.

## 6.2 Zusammenfassung und Ausblick

Mit Hilfe der Fouriertransformation der H.E.S.S.-Kamerabilder ist es unter anderem möglich durch Schnitte im Fourierraum das Originalbild zu verändern und dabei das vorhandene Rauschen zu unterdrücken. Der Schnitt mit der Schwelle bei einem Wert von 60 p.e. ist in der Lage den Schauer wenig zu verändern während der Untergrund verschmiert wird. Der 2D-Funktionsschnitt benötigt deutlich mehr Rechenzeit, erzielt aber auch ein leicht besseres Ergebnis und hat viel Optimierungspotenzial. Der einfache Schnitt auf die hohen Frequenzen im Fourierraum (Kreisschnitt) verändert den Schauer dagegen sehr deutlich und es geht viel Schauerinformation verloren.

Das Zusammenspielen dieser Schnitte im Fourierraum und der aktuellen Hillasanalyse mit der Erzeugung der Hillasparameter ohne vorherigen *0407-Cleaning* wäre ein möglicher Ansatz dieses Unterthema weiter zu analysieren. Ebenso wären andere Manipulationen im Fourierraum, zum Beispiel der Abzug von gemittelten Fourierbildern des Rauschen, denkbar. Auch der Schnitt mit der 2D-Funktion kann weiter optimiert werden, in dem zum Beispiel die Exzentrizität der Ellipse des Schnittes variable gesetzt wird.

Durch den Einsatz des Wedge-Ring Detektors auf die Fourierbilder konnten Parameter gefunden werden, die zur Separation der Gamma- und Hadronenschauer geeignet waren. Die Separation mit den Ringparametern wurde analysiert und es stellte sich dabei heraus, dass die Rohdaten besser durch diese Parameter separiert werden können als die Daten, die zuvor mit dem *0407-Cleaning* bereinigt wurden. Ebenso waren die Daten, die zuvor mit dem Schwellwertschnitt bearbeitet wurden, weniger geeignet für diese Separation. Beim Vergleich der Separationen mit Hilfe der Ringparameter und der Separation, mit den aus der Hillasanalyse gewonnenen Parametern *MSCW* und *MSCL*, stellte sich aber heraus, dass ein großer Unterschied zwischen der Güte dieser Separationen existiert. Bei einer Signaleffizienz von 90 % entfernt die Separation mit den HAP-Parametern 97 % des Untergrunds und die Separation der Rohdaten durch die Ringparameter nur 52 % des Untergrunds.

Es sollte aber beachtet werden, dass zum Beispiel die Wedgeparameter nicht mit beachtet wurden und eventuell eine Verbesserung der Separation bringen könnten. Ebenso stecken die Informationen aller vier Teleskope und die Erwartungswerte aus den Gammasimulationen in den Werten *MSCW* und *MSCL*. Dagegen wurde die Analyse der Separation durch die Ringparameter mit dem TMVA-Skript nur mit vier Parametern eines Teleskops durchgeführt. So verbessert sich das Ergebnis der Separation, wie im Abschnitt 5.2.2 gezeigt wurde, durch die Kombination der vier Teleskope. Diese Separation könnte auch verbessert werden, indem die Intensität der Kamerabilder mit beachtet wird.

Als nächster Schritt zur Analyse dieser Art der Separation sollten die Ringparameter aller Teleskope ebenfalls mit dem Erwartungswert aus der Simulation verglichen werden und ebenso zu übergeordneten Parametern zusammengefasst werden. Erst dann kann diese Separation mit der Separation durch die Parameter *MSCL* und *MSCW* gut verglichen werden und ein aussagekräftiges Ergebnis präsentiert werden. Zusammengefasst ist die Separation mit den Wedge-Ring Parametern möglich, wenn auch möglicherweise nicht so gut wie mit der aktuellen Separation. Nichtsdestotrotz könnte eine fortgeführte Analyse dieser Methode zu besseren Ergebnissen führen und so die Datennahme des H.E.S.S.-Teleskops nachhaltig verbessern.



# Literaturverzeichnis

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 457, 899
- Benbow, W. & H.E.S.S. Collaboration. 2005, *The H.E.S.S. Standard Analysis Technique, Proceeding*
- Bernlöhr, K. 2008, *Astroparticle Physics*, 20, 149
- Buehler, R. & Blandford, R. 2013, ArXiv e-prints
- Butz, T. 2006, *Fourier Transformation for Pedestrians* (Springer)
- Ehrhardt, J. C. 1993, Hexagonal Fast Fourier Transform with Rectangular Output, *IEEE transactions on signal processing*
- Fitz, A. & Green, R. 1996, *Pattern Recognition*
- Gaensler, B. M. & Slane, P. O. 2006, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 44, 17
- Giebels, B. & H. E. S. S. Collaboration. 2013, ArXiv e-prints
- Gillessen, S. 2004, PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., & Thouw, T. 1998, CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers., Tech. rep., Forschungszentrum Karlsruhe
- Hillas, A. M. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Hoecker, A., Speckmayer, P., Stelzer, J., et al. 2007, ArXiv Physics e-prints
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics* (Cambridge University Press)
- Maher, K. & Hünniger, D. 2010, *Physikalische Grundlagen der Nuklearmedizin* (Wikibooks)
- Matthews, J. 2005, *Astroparticle Physics*, 22, 387
- Particle Data Group, Amsler, C., Doser, M., et al. 2008, *Physics Letters B*, 667, 1
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. 2004, *Astrophysical Journal*, 613, 962
- Völk, H. J. & Bernlöhr, K. 2009, *Experimental Astronomy*, 25, 173
- Wakely, S. & Horan, D. 2013, <http://tevcat.uchicago.edu/>, Webpage

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Teilchenflüsse der Kosmischen Strahlung. . . . .	4
2.2	Gemessene Energien und Raten der Teilchen der Kosmischen Strahlung aus verschiedenen Experimenten. . . . .	4
2.3	Schematische Darstellung der Wege der verschiedene Teilchen von deren Quellen zur Erde. . . . .	4
2.4	Vergleich des beobachteten Gammaspektrums aus einer Region des Inneren der Milchstraße mit dem vorhergesagten Spektrum mit seinen verschiedenen Komponenten. . . . .	5
2.5	Anteile der verschiedenen galaktischen Quellen von hochenergetischen Gammastrahlen, aufgedeckt durch den H.E.S.S.. . . . .	6
2.6	Schema eines Pulsarwindnebels. . . . .	6
2.7	Schema mehrerer Luftschauder in der Atmosphäre. . . . .	7
2.8	Vereinfachte Schemata der Gammaschauer und Hadronenschauer. . . . .	8
2.9	Luftschauersimulation eines Gammaphotons mit der Energie 50 GeV. . . . .	9
2.10	Luftschauersimulation eines Protons mit der Energie 100 GeV. . . . .	9
2.11	Simulation der Projektion des Cherenkovlichts eines Gammaschauers mit der Energie 300 GeV. . . . .	9
2.12	Simulation der Projektion des Cherenkovlichts eines Protonenschauers mit der Energie 1 TeV. . . . .	9
3.1	Ein Teleskop des HESS Arrays. . . . .	11
3.2	Die Kamera der H.E.S.S.-Teleskope. . . . .	12
3.3	Unterschiede zwischen den Schauerarten in den Kamerabildern. . . . .	13
3.4	Projektion der Schauer in die Kameraebene. . . . .	13
3.5	Kamerabild eines simulierten Gammaschauers aus den Rohdaten mit einer Energie 0.4 TeV. . . . .	14
3.6	Kamerabild eines simulierten Gammaschauers mit dem <i>0407-Cleaning</i> . . . . .	14
3.7	Graphische Darstellung der Hillasparameter. . . . .	15
3.8	Rekonstruktion der Schauerherkunft mittels Hillasparameter aller vier Teleskope	15
3.9	Verteilung des Parameters <i>MSCW</i> . . . . .	16
4.1	Transformation einer langsam variierende Funktion und einer schnell variierenden.	20
4.2	Transformation einer Rechtecksfunktion. . . . .	20
4.3	Transformation einer $\delta$ -Funktion. . . . .	21
4.4	Verschiebung einer Rechtecksfunktion und deren Auswirkung auf den Realteil der fouriertransformierten Funktion. . . . .	21
4.5	Verschiebung einer Rechtecksfunktion und deren Auswirkung auf den Imaginärteil und den Betrag der fouriertransformierten Funktion. . . . .	22
4.6	Lage der X- und Y-Achsen des hexagonalen Gitters . . . . .	24
4.7	Darstellung der Abstände $dx$ und $dy$ im hexagonalen Gitter . . . . .	24
4.8	Beispielbild eines Schauers in der Kamera und im 2D-Array. . . . .	24

4.9	Fouriertransformation eines Kamerabildes, das mit einem konstanten Wert gefüllt wurde. . . . .	26
4.10	Beispiel zur Fouriertransformation mit einer mit Zufallswerten zwischen 0 und 50 gefüllten Kamera. . . . .	27
4.11	Fouriertransformation eines Kamerabildes mit einem um den Mittelpunkt zentrierten Kreis. . . . .	27
4.12	Simulierte Ellipse in der Kamera und ihre dazugehörige Fouriertransformation. .	28
4.13	Ein Gammaschauer aus den Monte-Carlo Daten. . . . .	29
4.14	Ein Protonenschauer aus den Monte-Carlo Daten. . . . .	30
4.15	Ein realer Schauer aus einer zufällig ausgewählten Beobachtung. . . . .	30
4.16	Bereinigter Beispieldschauer mit Fouriertransformation. . . . .	32
4.17	Unbereinigter Beispieldschauer mit Fouriertransformation. . . . .	32
4.18	Fouriertransformation des Beispieldschauers mit weggeschnittenen hohen Frequenzen. . . . .	32
4.19	Kamerabild des zurücktransformierten Beispieldschauers nach dem Kreisschnitt. .	32
4.20	Fouriertransformation eines Kamerabildes, das nur Rauschen und keinen Schauer enthält. . . . .	33
4.21	Die gleiche Fouriertransformation wie in Bild 4.20, nach dem Herausschneiden der mittleren Elemente zur besseren Darstellung des äußeren Bereiches. . . . .	33
4.22	Fouriertransformation des Beispieldschauers mit dem Schwellwertschnitt bei einem Wert von 60 p.e.. . . . .	34
4.23	Kamerabild des zurücktransformierten Beispieldschauers nach dem Schwellwertschnitt. . . . .	34
4.24	3D-Ansicht der Funktion, die als Schnitt für die Fouriertransformation gedacht ist. . . . .	35
4.25	Aufsicht auf die 2D-Funktion. . . . .	35
4.26	Die Funktionsweise der 2D-Funktion beim Schneiden in den Fourierdaten. . . . .	35
4.27	Anwendung der 2D-Schnittfunktion auf die Fourierdaten des Beispieldschauers. .	36
4.28	Kamerabild des zurücktransformierten Beispieldschauers nach dem Schnitt mit der 2D-Funktion. . . . .	36
4.29	Vergleich der Schnitte mit dem original Schauerbild. . . . .	37
4.30	Verteilung der Pixelamplituden für die verschieden bereinigten Schauerbilder. .	38
5.1	Schema des Wedge-Ring Detektor. . . . .	39
5.2	Beispiel eines stark ausgeprägten Protonenschauers mit der dazu gehörenden Fouriertransformation. . . . .	40
5.3	Beispiel eines stark ausgeprägten Gammaschauers mit der dazu gehörenden Fouriertransformation. . . . .	40
5.4	Die genaue Form des Wedge-Ring Detektors in der Fouriertransformation. . . . .	41
5.5	Verteilung der normierten Ring Parameter für Gamma und Protonen. . . . .	43
5.6	Verteilung der normierten Wedge Parameter für Gamma und Protonen. . . . .	44
5.7	Verteilung des Wertes des ersten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen. . . . .	45
5.8	Beispiel eines beidseitigen Schnitts auf den Parameter Ring 1. . . . .	46
5.9	Schema des Parameterraums. . . . .	48
5.10	Schematischer Aufbau eines <i>Decision Trees</i> . . . . .	50
5.11	Korrelationsmatrizen der Parameter R1 bis R4 der Signaleignisse der drei Datensätze. . . . .	52
5.12	Korrelationsmatrizen der Parameter R1 bis R4 der Untergrundereignisse der drei Datensätze. . . . .	52

5.13	Verteilung der Eingabeparameter R1 bis R4 des <i>Clean0407</i> -Datensatzes.	53
5.14	Verteilung der Eingabeparameter R1 bis R4 des <i>Schnittwert</i> -Datensatzes.	53
5.15	Verteilung der Eingabeparameter R1 bis R4 des <i>Clean0000</i> -Datensatzes.	54
5.16	Antwort des BDT auf die Eingabeparameter R1 bis R4 des <i>Clean0407</i> -Datensatzes.	55
5.17	Antwort des BDT auf die Eingabeparameter R1 bis R4 des <i>Schnittwert</i> -Datensatzes.	55
5.18	Antwort des BDT auf die Eingabeparameter R1 bis R4 des <i>Clean0000</i> -Datensatzes.	56
5.19	Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über die Signaleffizienz für den <i>Clean0407</i> -Datensatz.	56
5.20	Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über die Signaleffizienz für den <i>Schwellwert</i> -Datensatz.	57
5.21	Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über die Signaleffizienz für den <i>Clean0000</i> -Datensatz.	57
6.1	Verteilung der Eingabeparameter <i>MSCW</i> und <i>MSCL</i> der mit HAP analysierten Daten.	59
6.2	Antwort des BDT der Eingabeparameter <i>MSCW</i> und <i>MSCL</i> der mit HAP analysierten Daten.	60
6.3	Darstellung der Untergrundablehnung, aufgetragen über der Signaleffizienz für den mit HAP analysierten Datensatz.	60
C.1	Verteilung des Wertes des ersten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	71
C.2	Verteilung des Wertes des zweiten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	71
C.3	Verteilung des Wertes des dritten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	72
C.4	Verteilung des Wertes des vierten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	72
C.5	Verteilung des Wertes des Wedges A in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	72
C.6	Verteilung des Wertes des Wedges B in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	72
C.7	Verteilung des Wertes des Wedges C in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	73
C.8	Verteilung des Wertes des Wedges D in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma und Protonen.	73

# Tabellenverzeichnis

3.1	Schnittparameter der Standard-, <i>Hard-</i> und <i>Loose</i> -Analyse. . . . .	16
5.1	Beispielwerte der Wedge-Ring Parameter für Gamma- und Protonenschauer. . .	42
5.2	Tabelle der normierten Wedge-Ring Parameter der Beispieltabelle 5.1. . . . .	42
5.3	Ergebnis der Qualitätsfaktorenoptimierung für ein einzelnes Teleskop mit 50000 Signal- und 43000 Untergrundereignissen als Ausgangsdaten. . . . .	48
5.4	Ergebnis der Qualitätsfaktorenoptimierung für vier Teleskope gleichzeitig mit 70000 Signal- und 62000 Untergrundereignissen als Ausgangsdaten. . . . .	49
5.5	Ergebnis der Qualitätsfaktorenoptimierung für 4-Teleskop-Ereignisse mit 24000 Signal- und 18000 Untergrundereignissen als Ausgangsdaten. . . . .	50

# Anhang A

## Umsetzung der Fouriertransformation

```
// [...]
for (int k1 = 0 ; k1 < N1; k1++)
{
    for (int n2 = 0 ; n2 < N2; n2++)
    {
        t1Re[k1][n2] = t1Im[k1][n2] = 0;
        for (int n1 = 0 ; n1 < N1; n1++)
        {
            float a = -2 * pi * (k1-25) * (n1-25) / N1;
            float ca = cos(a);
            float sa = sin(a);
            t1Re[k1][n2] += aRe[n1][n2] * ca - aIm[n1][n2] * sa;
            t1Im[k1][n2] += aRe[n1][n2] * sa + aIm[n1][n2] * ca;
        }
    }
}

for (int k1 = 0 ; k1 < N1; k1++)
{
    for (int n2 = 0 ; n2 < N2; n2++)
    {
        float a = pi * (k1-25) * (n2-25) / N1;
        float ca = cos(a);
        float sa = sin(a);
        t2Re[k1][n2] = t1Re[k1][n2] * ca - t1Im[k1][n2] * sa;
        t2Im[k1][n2] = t1Re[k1][n2] * sa + t1Im[k1][n2] * ca;
    }
}

for (int k1 = 0 ; k1 < N1; k1++)
{
    for (int k2 = 0 ; k2 < N2; k2++)
    {
        bRe[k1][k2] = bIm[k1][k2] = 0;
        for (int n2 = 0 ; n2 < N2; n2++)
        {
            float a = -2 * pi * (k2-25) * (n2-25) / N2;
            float ca = cos(a);
            float sa = sin(a);
            bRe[k1][k2] += t2Re[k1][n2] * ca - t2Im[k1][n2] * sa;
```

```
    bIm[k1][k2] += t2Re[k1][n2] * sa + t2Im[k1][n2] * ca;
}
}

// [...]
```

**Listing A.1:** Ausschnitt der FFT-Funktion im Quellcode

# Anhang B

## Datenstruktur der abgespeicherten Ereignisse

Die simulierten Kameradaten wurden fouriertransformiert und dabei die Wedge-Ring-Parameter erzeugt. Diese Parameter und weiter Parameter der Ereignisse wurden in Form sogenannter *Trees* abgespeichert. Ein Element bzw. Ast dieses Bäume - welcher einen Ereignis darstellt - ist folgendermaßen aufgebaut.

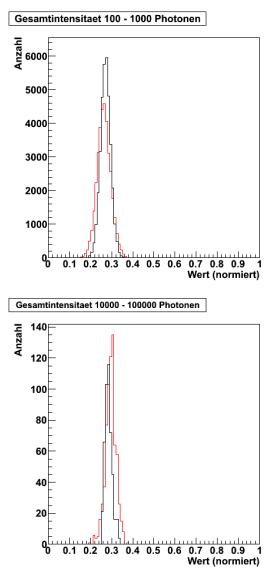
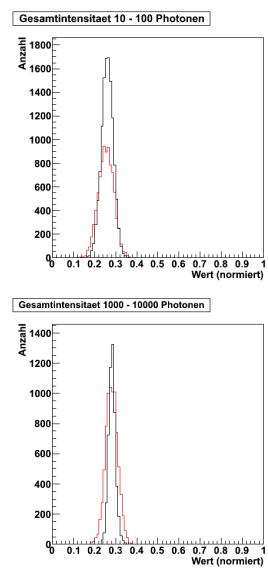
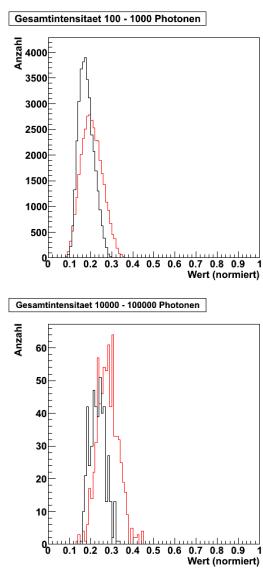
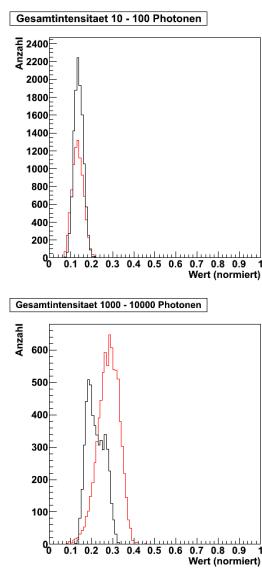
```
struct BranchStruct {
    int EventID;
    int Pattern;
    float TotalIntensity[4];
    float TrueEnergy;
    float Distance[4];
    float DistArray;
    float WRParameter[4][8];
    float WRParaNorm[4][8];
} branchStruct;
```

**Listing B.1:** Struktur der prozessierten Daten in den Dateien

Dabei stellt die *EventID*, die globale ID des jeweiligen Ereignisses dar. Der *Pattern* gibt hier an, welche Teleskope den Schauer gesehen haben und wird als Summe der jeweiligen Werte für die Teleskope gespeichert. So steht das erste Teleskop für den Wert 2, das zweite für den Wert 4, das dritte für den Wert 8 und das vierte für den Wert 16. Somit ergibt sich als Summe eine Zahl, die eindeutig die Information beinhaltet, welches Teleskop am Ereignis beteiligt war. Dazu ist für jedes Teleskop die Gesamtintensität (*TotalIntensity*) und der Abstand (*Distance*) zu diesem Telekop gespeichert. Der Abstand zum Mittelpunkt des Arrays (*DistArray*) und die „Wahre Energie“ (*TrueEnergy*) des Schauers wurden ebenfalls mit gespeichert. Zu jedem Teleskop wurden dann auch die Wedge-Ring Parameter (*WRParameter*) bzw. die normierte Version (*WRParaNorm*) abgespeichert. Bei allen Parametern mit einem Index mit dem Wert 4, handelt es sich um den Parameter zu dem jeweiligen Teleskop. Bei den Wedge-Ring Parametern mit dem zusätzlichen Index 8 werden dadurch die acht Parameter angegeben. Dabei sind die ersten vier Werte die Ringe 1 bis 4 und die zweiten vier Werte die Wedges A bis D.

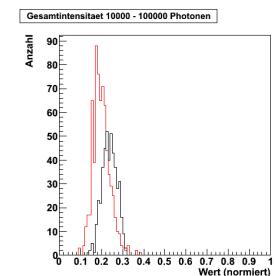
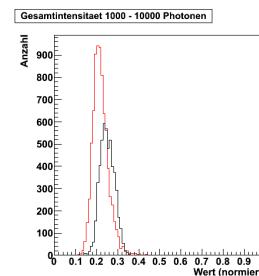
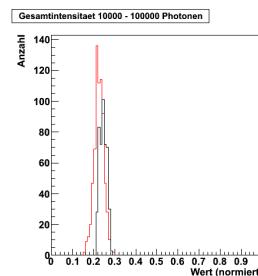
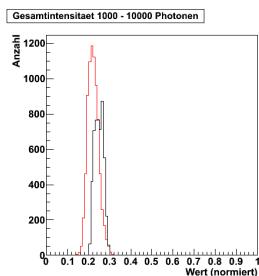
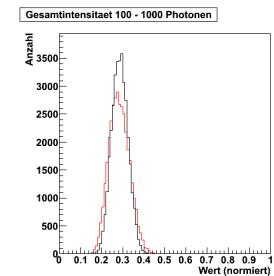
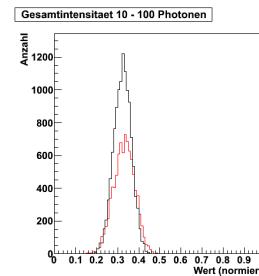
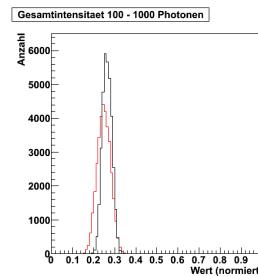
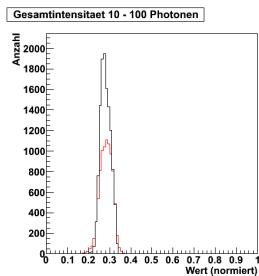
# Anhang C

## Verteilung der Wedge-Ring Parameter



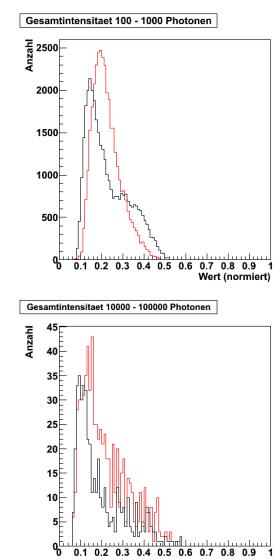
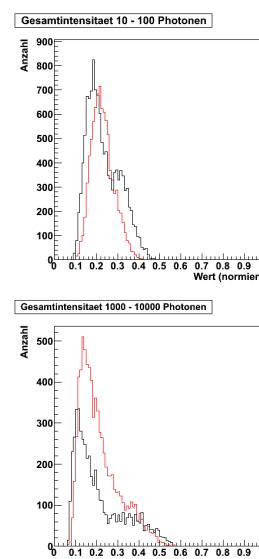
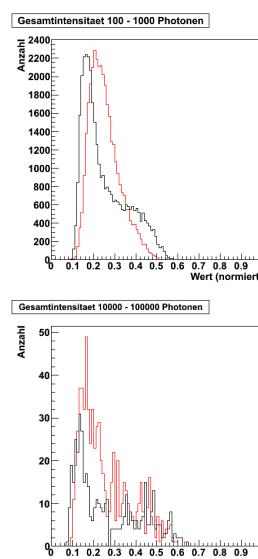
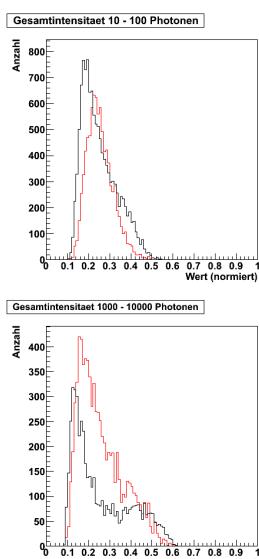
**Abbildung C.1:** Verteilung des Wertes des ersten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

**Abbildung C.2:** Verteilung des Wertes des zweiten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).



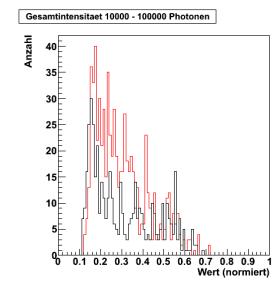
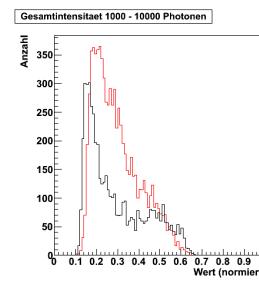
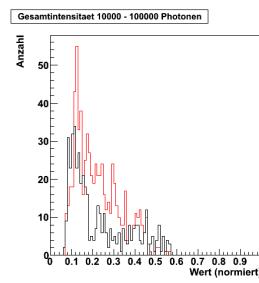
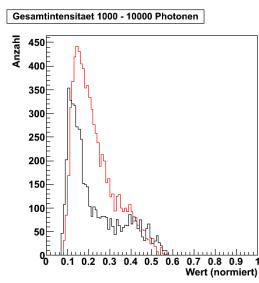
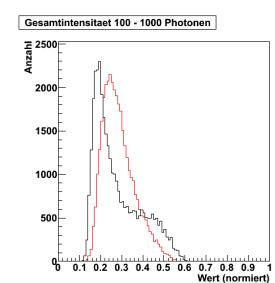
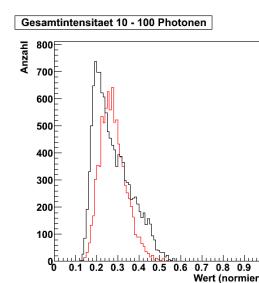
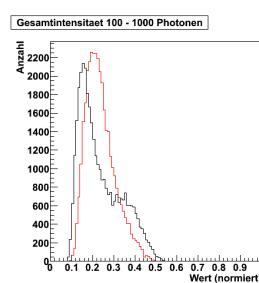
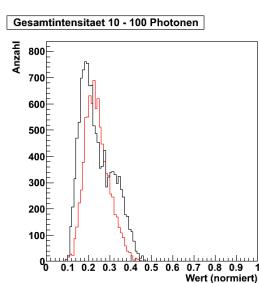
**Abbildung C.3:** Verteilung des Wertes des dritten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

**Abbildung C.4:** Verteilung des Wertes des vierten Ringes in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).



**Abbildung C.5:** Verteilung des Wertes des Wedges A in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

**Abbildung C.6:** Verteilung des Wertes des Wedges B in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).



**Abbildung C.7:** Verteilung des Wertes des Wedges C in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

**Abbildung C.8:** Verteilung des Wertes des Wedges D in den verschiedenen Bereichen der Gesamtintensität mit Gamma (schwarz) und Protonen (rot).

## Anhang D

# Umsetzung der Optimierung der Schnitte auf maximalen Qualitätsfaktor

```
//[...]
bool Schnitt(BranchStruct Data, int tel, float SR10, float SR11,
float SR20, float SR21, float SR30, float SR31, float SR40,
float SR41){

    if(Data.WRParaNorm[tel][0] < SR11 && Data.WRParaNorm[tel][0] >= SR10
    && Data.WRParaNorm[tel][1] < SR21 && Data.WRParaNorm[tel][1] >= SR20
    && Data.WRParaNorm[tel][2] < SR31 && Data.WRParaNorm[tel][2] >= SR30
    && Data.WRParaNorm[tel][3] < SR41 && Data.WRParaNorm[tel][3] >= SR40)
    {
        return true;
    }
    else
    {
        return false;
    }
}
//[...]
int Iterationen=0;
do{
    int i = 0;
    int eventsG=0;
    int eventsP=0;
    for (; (i < tP->GetEntries() || i < tG->GetEntries())
    && eventsP < maxpc && eventsG < maxpc; i++)
    {
        if(i < tP->GetEntries() && eventsP <= maxpc)
        {
            tP->GetEntry(i);
            if(bP.Pattern == 30 || AlleEvents == true)
            {
                bool cut[17] = {false, false, false, false, false, false, false,
                false, false, false, false, false, false, false, false, false, false};
                eventsP++;
                Counts[1]++;
                for(int j=1; j<5; j++)
                {

```

```

        if(bP.Pattern & (1<<j))
    {
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[0] = true;}
//Untere Cuts
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0]+Step, SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[1] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0]-Step, SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[2] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0]+Step,
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[3] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0]-Step,
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[4] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0]+Step,SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))
{cut[5] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0]-Step,SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))
{cut[6] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0]+Step,
SchnittR4[1]))
{cut[7] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0]-Step,
SchnittR4[1]))
{cut[8] = true;}
//Obere Cuts
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1]+Step, SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[9] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1]-Step, SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[10] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1]+Step, SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))
{cut[11] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1]-Step, SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))
{cut[12] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1]+Step, SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))
{cut[13] = true;}

```

```

if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1]-Step, SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))
{cut[14] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]+Step))
{cut[15] = true;}
if(!Schnitt(bP, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]-Step))
{cut[16] = true;}
    }
}
for(int j = 0; j<17; j++)
{
    if(cut[j] == false){CountsC[1][j]++;}
}
}
}

if(i < tG->GetEntries() && eventsG <= maxpc )
{
tG->GetEntry(i);
if(bG.Pattern == 30 || AlleEvents == true)
{
    bool cut[17] = {false,false,false,false,false,false,
    false,false,false,false,false,false,false,false};
    eventsG++;
    Counts[0]++;
    for(int j=1; j<5; j++)
    {
        if(bG.Pattern & (1<<j))
        {
if(!Schnitt(bG, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[0] = true;}
//Untere Cuts
if(!Schnitt(bG, j-1,SchnittR1[0]+Step, SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[1] = true;}
if(!Schnitt(bG, j-1,SchnittR1[0]-Step, SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[2] = true;}
if(!Schnitt(bG, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0]+Step,
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[3] = true;}
if(!Schnitt(bG, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0]-Step,
SchnittR2[1], SchnittR3[0],SchnittR3[1], SchnittR4[0],SchnittR4[1]))
{cut[4] = true;}
if(!Schnitt(bG, j-1,SchnittR1[0], SchnittR1[1], SchnittR2[0],
SchnittR2[1], SchnittR3[0]+Step,SchnittR3[1], SchnittR4[0],
SchnittR4[1]))

```



```

for(int i=0;i<17;i++)
{
    Q[i]=(CountsC[0][i]/Counts[0])/sqrt(CountsC[1][i]/Counts[1]);
    if(Q[i]>(MaxQ) && CountsC[0][i] !=0 && CountsC[1][i] != 0)
    {
        MaxQ=Q[i];
        MaxI=i;
    }
    CountsC[0][i]= CountsC[1][i]=0;
}
Counts[0] = Counts[1] = 0;
if(MaxI == 0)
{
    BigStep++;
    Step=Step+0.05;
}
else
{
    //Untere Cuts
    if(MaxI == 1){SchnittR1[0]=SchnittR1[0]+Step;}
    if(MaxI == 2){SchnittR1[0]=SchnittR1[0]-Step;}
    if(MaxI == 3){SchnittR2[0]=SchnittR2[0]+Step;}
    if(MaxI == 4){SchnittR2[0]=SchnittR2[0]-Step;}
    if(MaxI == 5){SchnittR3[0]=SchnittR3[0]+Step;}
    if(MaxI == 6){SchnittR3[0]=SchnittR3[0]-Step;}
    if(MaxI == 7){SchnittR4[0]=SchnittR4[0]+Step;}
    if(MaxI == 8){SchnittR4[0]=SchnittR4[0]-Step;}
    //Obere Cuts
    if(MaxI == 9){SchnittR1[1]=SchnittR1[1]+Step;}
    if(MaxI == 10){SchnittR1[1]=SchnittR1[1]-Step;}
    if(MaxI == 11){SchnittR2[1]=SchnittR2[1]+Step;}
    if(MaxI == 12){SchnittR2[1]=SchnittR2[1]-Step;}
    if(MaxI == 13){SchnittR3[1]=SchnittR3[1]+Step;}
    if(MaxI == 14){SchnittR3[1]=SchnittR3[1]-Step;}
    if(MaxI == 15){SchnittR4[1]=SchnittR4[1]+Step;}
    if(MaxI == 16){SchnittR4[1]=SchnittR4[1]-Step;}
    if(BigStep != 0){Step=Step-BigStep*0.05;BigStep=0;}
}
Iterationen++;
if(BigStep == 3){Laufe=false;}
else{MaxI=MaxQ=0;}
}while(Laufe && Iterationen<100);
// [...]

```

**Listing D.1:** Ausschnitt der Optimierung der Schnitte auf maximalen Qualitätsfaktor im Quellcode

# **Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 06.11.2013

Alexander Popp