

Studien zu Entfaltungsmethoden für die Verbesserung der morphologischen Auflösung von H.E.S.S. Quellen

Diplomarbeit
von
Sebastian Heinz

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut
Lehrstuhl für Astroteilchenphysik
Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

1. Gutachter: Prof. Ch. Stegmann
2. Gutachter: Prof. U. Katz

23. Mai 2008

Kurzfassung

Das „High Energy Stereoscopic System“ (H.E.S.S.) ist ein System aus vier abbildenden atmosphärischen Tscherenkow-Teleskopen. Die Teleskope können hochenergetische γ -Photonen in einem Energiebereich von 100 GeV bis 10 TeV mit einer Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} \approx 20\%$ detektieren. Die Richtungsauflösung pro Ereignis liegt im Bereich von $0,1^\circ$ bei einem Gesichtsfeld von etwa 5° . Aus den detektierten Teilchen lassen sich von beobachteten Himmelsregionen zweidimensionale Bilder, so genannte „Himmelskarten“, erstellen. Ziel dieser Arbeit sind Studien zur Verbesserung der morphologischen Auflösung dieser Himmelskarten durch Entfaltungsmethoden. Hierzu wurden die Systematiken der verschiedenen Methoden aus Simulationen bestimmt. Zum Abschluss dieser Arbeit wurde die Entfaltung auf reale Daten angewendet. Dabei hat sich gezeigt, dass die morphologische Auflösung von H.E.S.S. Quellen verbessert wird.

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	2
1	Gammastrahlungsastronomie	4
1.1	Satellitenexperimente	4
1.2	Bodengebundene Beobachtung	4
1.2.1	Luftschauer	5
1.2.2	Tscherenkow-Strahlung	8
1.2.3	Abbildende atmosphärische Tscherenkow Technik	10
1.3	Entstehung der Gammastrahlung	10
1.4	Morphologie von ausgedehnten Gammastrahlungsquellen	11
2	Das H.E.S.S. Experiment und die Analysetechnik	12
2.1	Der experimentelle Aufbau	12
2.2	Die Analysetechnik	15
2.2.1	Bildbereinigung und Parametrisierung	15
2.2.2	Schauerrekonstruktion	16
2.2.3	Ereignisselektion	17
2.2.4	Energierrekonstruktion und Energieauflösung	18
2.2.5	Punktauflösungsfunktion	19
2.2.6	Signal Extraktion und Untergrundabschätzung	20
2.3	Simulation der Akzeptanz korrigierten Überschusskarte	25
3	Entfaltungsmethoden	29
3.1	Entfaltungsproblematik	29
3.2	Richardson-Lucy-Algorithmus	29
3.3	Wiener Filter	33
3.4	Wiener-Lucy-Chain	33
3.5	Abbruchkriterien	37
3.5.1	Standardabweichung des Untergrunds	37
3.5.2	Vergleich zur Originalstruktur	37
3.5.3	Vergleich zur Struktur nach dem Wiener Filter	39
3.5.4	Simulationen zu den Abbruchkriterien	42
4	Vergleich mit realen Daten	47
4.1	Supernova-Überrest RX J1713.7–3946	47
4.2	Supernova-Überrest RX J0852.0–4622	52
5	Zusammenfassung und Ausblick	56

0 Einleitung

In den 40er und 50er Jahren des 20sten Jahrhunderts existierten nur Theorien zur möglichen Entstehung von Gammastrahlung im Universum. Man nahm an, dass aus der Anregung interstellarer Gaswolken durch die geladene kosmische Strahlung und Supernova-Explosionen die Gammastrahlung entstehen könnte. Da die Gammastrahlung fast vollständig von der Erdatmosphäre absorbiert wird, bestand die einzige Möglichkeit sie zu messen darin, dies mit Ballonexperimenten zu tun. Das Verhältnis der Gammastrahlung zur kosmischen Strahlung ist aber sehr gering und beträgt nur 0,1 %, was nicht mit Ballonexperimenten aufgelöst werden kann.

Der Vorteil der Gammastrahlung besteht darin, dass sie im Vergleich zur geladenen kosmischen Strahlung in interstellaren Magnetfeldern nicht abgelenkt wird und so die Information ihres Ursprungs erhalten ist. Am 27. April 1961 startete dann der Satellit Explorer XI, der ausschließlich für die Detektion der Gammastrahlung gebaut wurde. Innerhalb von 4 Monaten konnten so erstmalig 22 kosmische Gammaereignisse experimentell nachgewiesen werden. Aus diesem Ergebnis schloss man zunächst, dass es nur einen gleichverteilten Untergrund ohne Quellen in diesem Energiebereich gibt.

Im Jahre 1967 gelang es mit dem Satelliten OSO-3 die ersten Gammastrahlungsemissionen in unserer Galaxie zu entdecken. Es zeigte sich, dass die Strahlungsemission sich entlang der Galaktischen Ebene und speziell um das Zentrum der Milchstraße konzentriert. Als mögliche Quellen der kosmischen Strahlung vermutet man: Supernovaüberreste, schwarze Löcher, Neutronensterne, aktive Galaxienkerne, Molekülwolken, Galaxienhaufen, Gamma-Ray Bursts und die Annihilation dunkler Materie. Das „Energetic Gamma Ray Experiment Telescope“ (EGRET), welches sich auf dem Compton Ray Observatory (CGRO) befand, zählt zu einer der erfolgreichsten Satellitenmissionen der Gammastrahlungsastronomie und nahm zwischen 1991 und 2000 Strahlung im Energiebereich zwischen 20 MeV und 20 GeV auf. Eine seiner großen Leistung bestand darin, die diffuse Gammastrahlung der Galaxien zu detektieren und einen Katalog von Gammastrahlungsquellen zu erstellen. Unter den Objekten befinden sich 5 Pulsare und ≈ 35 aktive Galaxienkerne (AGN), die bekannten Objekten zugeordnet werden konnten. Diese AGN's haben in einem einfachen Modell einen Jet mit einem kleinen Winkel zur Beobachtungsrichtung und gehören damit zur Gruppe der Blasare.

Bis 2005 konnten aber nur wenige Hochenergie-Gammastrahlungsquellen in unserer Galaxie detektiert werden.

Seitdem das „High Energy Stereoscopic System“ (H.E.S.S.) im Jahre 2002 in Betrieb genommen wurde, hat es über 50 neue Quellen, wovon ≈ 30 galaktische Quellen sind, entdeckt. Es ist in seiner heutigen Form ein System aus vier abbildenden atmosphärischen Tscherenkow-Teleskopen, die in einem stereoskopischen Beobachtungsmodus betrieben

werden. Die Teleskope können hochenergetische γ -Photonen in einem Energiebereich von 100 GeV bis 10 TeV mit einer Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} \approx 20\%$ detektieren. Die Richtungsauflösung pro Ereignis liegt im Bereich von $0,1^\circ$ bei einem Gesichtsfeld von etwa 5° . Damit ist H.E.S.S. momentan das sensitivste bodengebundene Gammastrahlungsexperiment.

In dieser Arbeit wird zunächst in Kapitel 1 die Detektion der Gammastrahlung veranschaulicht. Im darauf folgenden Kapitel 2 wird das H.E.S.S. Experiment und die Analysetechnik beschrieben. Anschließend wird im Kapitel 3 die eigentliche Arbeit vorgestellt, d.h. es werden systematischen Studien zur Entfaltung erläutert. Danach werden in Kapitel 4 die Ergebnisse noch auf reale Daten angewandt. Eine kurze Zusammenfassung und ein Ausblick auf die zukünftigen Untersuchungen runden die Arbeit ab.

1 Gammastrahlungsastonomie

In diesem Kapitel werden zunächst die möglichen Arten der Detektion von Gammastrahlung gezeigt, wobei genauer die Detektion auf der Erde betrachtet wird, bei der der Tscherenkow-Effekt ausnutzt wird. Anschließend wird noch kurz auf die möglichen Quellen und Entstehungsprozesse der Gammastrahlung eingegangen.

1.1 Satellitenexperimente

Am Beispiel von EGRET soll das Detektionsprinzip der Gammastrahlungssatelliten gezeigt werden. Es kann die γ -Photonen direkt mit einer Funkenkammer nachweisen. Wenn ein γ -Quant in die Funkenkammer fliegt, bildet es durch Paarerzeugung ein Elektron und ein Positron aus deren Richtung auf die Richtung des primären γ -Quants zurückgeschlossen werden kann. Hinter der Kammer befindet sich noch ein Kalorimeter aus NaI(Tl)-Kristallen, um die insgesamt absorbierte Energie zu bestimmen. Das Experiment ist eingehüllt in einem Antikoinzidenzschild, das ein Veto erzeugt, wenn sowohl im Schild wie auch in der Funkenkammer ein Ereignis detektiert wird. Dadurch lassen sich die Gammaereignisse und die Ereignisse der geladenen kosmischen Strahlung fast vollständig trennen. Durch den direkten Nachweis der Gammastrahlung ist dieses Detektionsprinzip fast hintergrundfrei und ermöglicht so herausragende Ergebnisse. Wegen der begrenzten Detektorfläche liegen die höchsten detektierbaren Energien im Bereich von ≈ 100 GeV. An diesen Energiebereich schließen sich die bodengestützten Techniken mit ihrer indirekten Messung nahtlos an. H.E.S.S. hat z.B. eine Energieschwelle von 100 GeV.

1.2 Bodengebundene Beobachtung

Für die hochenergetischen γ -Quanten ist die Atmosphäre nicht transparent. Die Teilchen lösen aber beim Zusammenstoß mit Atomkernen in der Atmosphäre eine Vielzahl von sekundären Teilchen, einen sogenannten Luftschauer aus. Wenn die Energie des auslösenden γ -Quantens groß genug ist, können die Sekundärteilchen auf dem Boden nachgewiesen werden. Im Energiebereich von H.E.S.S. kommen die Sekundärteilchen jedoch nicht am Boden an. Es ist aber möglich die Schauer in einigen Kilometern Höhe durch das in der Atmosphäre erzeugte Tscherenkow-Licht mit den so genannten abbildenden Atmosphärischen Tscherenkow-Teleskopen (IACT) nachzuweisen. Bereits 1948 hatte Blackett die Idee, die γ -Strahlung indirekt über das von ihnen ausgesendete Tscherenkow-Licht zu detektieren. Aber erst im Jahre 1989 wurde die Idee wieder aufgegriffen und das erste

IACT, das Whipple Teleskop, gebaut [1].

1.2.1 Luftschauder

Hochenergetische γ -Quanten oder Teilchen, die auf die Erdatmosphäre treffen, wechselwirken mit den Atomkernen der Luft und erzeugen dadurch einen ausgedehnten Schauer von Sekundärteilchen. Hierbei wächst der Schauer solange an, bis die Absorptionsprozesse seine Entwicklung zum Erliegen bringen. Abhängig von der Art des Primärteilchen unterscheidet man zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Bei elektromagnetischen Schauern sind es Photonen, Elektronen und Positronen. Hingegen werden hadronischen Schauer durch Hadronen erzeugt. Die entstehenden Schauer der jeweiligen Typen unterscheiden sich deutlich in ihrer longitudinalen und lateralen Entwicklung.

1.2.1.1 Elektromagnetische Luftschauder

Die wesentlichen physikalischen Prozesse, die zu elektromagnetischen Schauern führen, sind Paarbildung und Bremsstrahlung. Die Compton-Streuung spielt bei diesen Energien nur eine untergeordnete Rolle. Die Entwicklung elektromagnetischer Schauer lässt sich mit dem einfachen Modell von Heitler [2] beschreiben, welches in Abb. 1.1 zusehen ist. Hierbei werden Fluktuationen, Ionisationsverluste und die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts im Schauer vernachlässigt und man nimmt an, dass die Paarbildung und die Bremsstrahlung die gleiche Strahlungslänge X_0 haben.

Ein primäres γ -Quant mit der Energie E_0 erzeugt nach einer Strahlungslänge X_0 ein Elektron-Positron Paar, auf die die Primärenergie im Mittel gleich verteilt wird. Nach der nächsten Strahlungslänge X_0 emittieren beide durch Bremsstrahlung ein γ -Quant. Anschließend wiederholt sich dieser Vorgang und somit lässt sich verallgemeinern: Nach jeder Strahlungslänge X_0 wird die Energie der Teilchen E halbiert und die Anzahl der Teilchen N verdoppelt. Nach n Strahlungslängen ergibt sich die Energie E_n und die Gesamtanzahl der Teilchen N_n zu:

$$N_n = 2^n$$

und

$$E_n = E_0 \cdot 2^{-n},$$

In Luft bricht die Schauerentwicklung ab, wenn die kritische Energie $E_{\text{krit}} = 81 \text{ MeV}$ unterschritten wird. Zu diesem Zeitpunkt werden die Energieverluste durch die Ionisation dominant und die maximale Anzahl an Sekundärteilchen N_{max} von:

$$N_{\text{max}} = \frac{E_0}{E_{\text{krit}}},$$

ist erreicht. Danach nimmt ihre Anzahl wieder ab, bis sie nach vielen Streuprozessen komplett absorbiert oder zerfallen sind. Die korrespondierende maximale Schauertiefe ist:

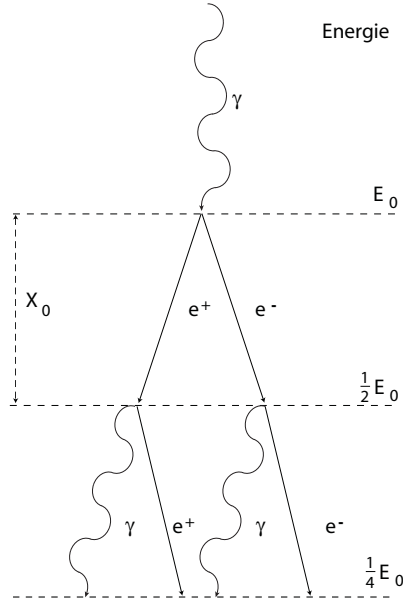


Abbildung 1.1: Modell eines elektromagnetischen Schauers nach Heitler [2]

$$X_{max} = X_0 \frac{\ln(E_0/E_{krit.})}{\ln 2}$$

Dieses Modell beschreibt damit die wesentlichen Eigenschaften von Luftschauern: ein exponentieller Anstieg der Teilchenzahl bis zu einem Maximum, logarithmisches Anwachsen der maximalen Schauertiefe mit der Energie E_0 und die Proportionalität der maximalen Teilchenanzahl zur Energie. Eine genauere Darstellung der Schauerentwicklung ist in [3] zu finden.

1.2.1.2 Hadronische Luftschauer

Bei der Wechselwirkung von Protonen, Neutronen oder Atomkernen mit einem Nukleon der Erdatmosphäre handelt es sich um einen inelastischen Streuprozess der starken Wechselwirkung, bei dem eine Vielzahl von sekundären Teilchen entstehen, die ihrerseits wieder mit den Nukleonen der Atmosphäre wechselwirken und hadronische Luftschauer auslösen.

Ein Protonschauer lässt sich wie folgt beschreiben: Das Proton wechselwirkt mit einem Nukleon der Erdatmosphäre und erzeugt dabei überwiegend Pionen (π^0, π^\pm) und wenige Kaonen und Hyperonen-Zustände (Λ, Σ, Ξ). Das Proton gibt dabei einen Großteil seiner Energie ab und bleibt nahe der Schauerachse. Die entstandenen Sekundärteilchen erhalten einen Transversalimpuls und werden von der Achse weggestreut. Die π^0 zerfallen mit einer kurzen Lebensdauer von 8.3×10^{-17} s in zwei γ -Quanten und lösen dadurch

elektromagnetische Subschauer aus.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Die geladenen Pionen können mit anderen Nukleonen der Atmosphäre wechselwirken und es entstehen hadronische Subschauer. Der Hauptprozess dabei ist der Zerfall in Myonen.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Wegen ihrer geringen Wechselwirkung und ihrer langen Lebensdauer erreichen diese hochenergetischen Myonen unversehrt die Erdoberfläche. Die energieärmeren Myonen zerfallen vorher.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

In Abb. 1.2 ist eine schematische Darstellung eines hadronischen Schauers gezeigt.

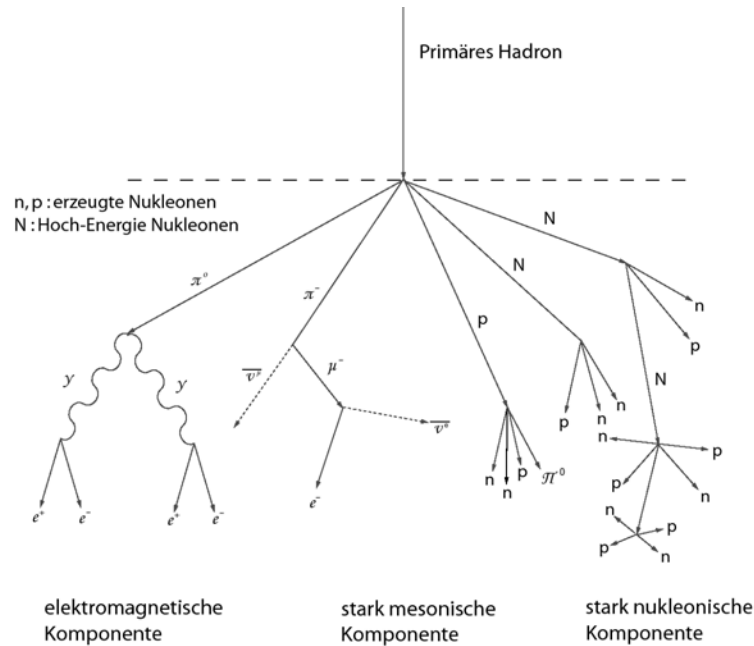


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines hadronischen Schauers

Ein hadronischer Schauer ist somit aufgebaut aus einer hadronischen Komponente, die nahe an der Schauerachse ist, einer elektromagnetischen Subschauerkomponente und einer Myonkomponente. Für die Entstehung des atmosphärischen Tscherenkow-Lichts ist

vor allem die elektromagnetische Komponente verantwortlich. Zum Vergleich ist in Abb. 1.3 die Simulation für einen Photonschauer und einen Protonschauer gezeigt.

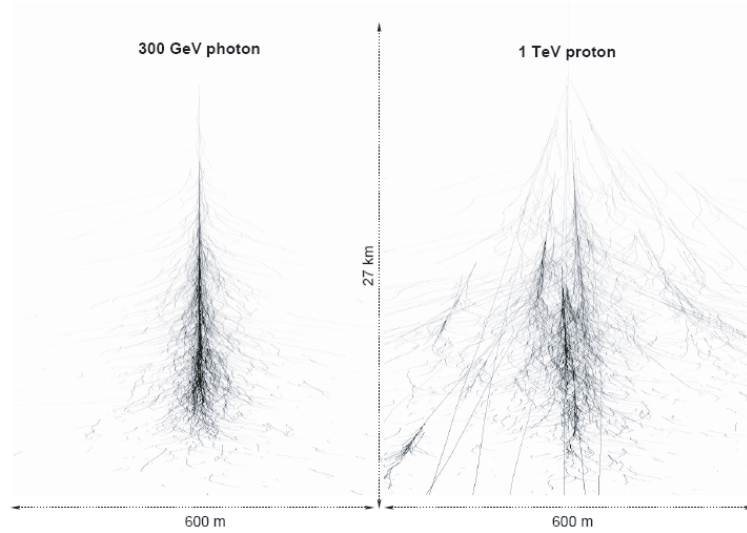


Abbildung 1.3: Simulation der Entwicklung eines Photon- und eines Protonschauers

1.2.2 Tscherenkow-Strahlung

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle ist in einem dielektrischen Medium kleiner als im Vakuum. Wenn sich ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit v , die größer ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit, durch ein solches Medium bewegt, dann wird das Dielektrikum entlang der Bahn des Teilchens polarisiert. Die anschließende Depolarisierung entlang der Spur erzeugt eine kohärente Emission von elektromagnetischer Strahlung, die so genannte Tscherenkow-Strahlung. Aufgrund der kohärenten Emission der Tscherenkow-Strahlung überlagern sich die Komponenten nach dem Huygenschen Prinzip und es bildet sich eine Wellenfront aus. Sie hat eine kegelförmige Ausbreitungsrichtung und kann durch den Tscherenkow-Öffnungswinkel θ_C (siehe Abb. 1.4) beschrieben werden. Er enthält die Geschwindigkeit des Teilchens v , die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c und den Brechungsindex des Mediums n .

$$\theta_C = \arccos \frac{c}{n \cdot v}$$

Es kommt aber nur zur Emission von Tscherenkow-Strahlung, wenn die Bedingung $v \geq \frac{c}{n}$

erfüllt ist. Dies entspricht einer Schwellenenergie E_{\min} mit der Ruhemasse des Teilchen m_0 von:

$$E_{\min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}$$

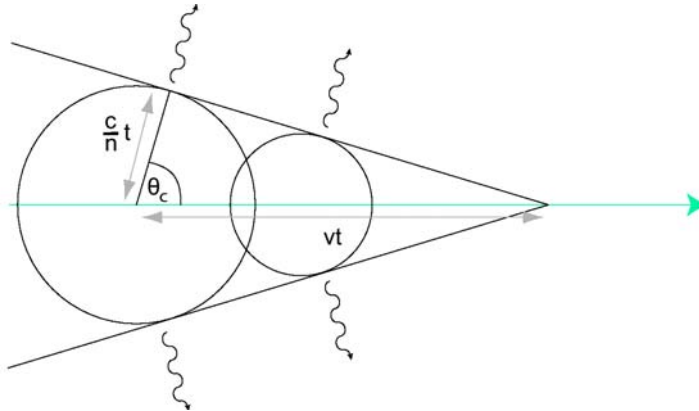


Abbildung 1.4: Abstrahlung der Tscherenkow-Strahlung unter dem Winkel θ zur Schauerrichtung.

Die geladenen Sekundärteilchen in einem Luftschauder, deren Energie größer ist als die Schwellenenergie, erzeugen beim Durchqueren der Erdatmosphäre Tscherenkow-Strahlung. Für die Emission der Strahlung sind vor allem die Elektronen und die Positronen verantwortlich. Typische Werte für die Luftschauder sind ein Schauermaximum in ≈ 8 km Höhe und ein Öffnungswinkel von $\approx 1^\circ$. Damit ergibt sich für einen elektromagnetischen Schauer von 1 TeV auf dem Erdboden ein ausgeleuchtetes Gebiet mit einem Radius von ≈ 120 m und 100 Tscherenkow-Photonen pro m^2 . Die entstehenden Tscherenkow-Photonen liegen in einem Wellenlängenbereich von 350 nm bis 550 nm. Die Abschwächung der Tscherenkow-Photonen lässt sich im wesentlichen auf drei Prozesse zurückführen:

Rayleigh-Streuung: Sie ist die Streuung an punktförmigen polarisierten Teilchen und hat einen Wirkungsquerschnitt von $\approx \frac{1}{\lambda^4}$. Deshalb werden kurzwellige Tscherenkow-Photonen stärker abgelenkt als langwellige.

Mie-Streuung: Bei größeren Teilchen wie z.B. Aerosolen ist die Abhängigkeit nur $\approx \frac{1}{\lambda^{1 \dots 1,5}}$

Ozon-Absorption: Den größten Effekt bei der Absorption der Tscherenkow-Strahlung hat das bodennahe Ozon. Durch den Spaltungsprozess $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O$ werden vor allem die Tscherenkow-Photonen von 200 – 300 nm nahezu vollständig absorbiert.

1.2.3 Abbildende atmosphärische Tscherenkow Technik

Da ein Luftschauer an jeder Position innerhalb des ausgeleuchteten Gebiets detektiert werden kann, steigt die effektive Detektorfläche im Vergleich zu Satellitenexperimenten um mehrere Größenordnungen an. Um das Tscherenkow-Licht des Luftschauers aufzunehmen, kann im ausgeleuchteten Gebiet u.a. ein stark lichtsensitives abbildendes atmosphärisches Tscherenkow-Teleskop (IACT) aufgestellt sein (siehe Abb. 1.5(a)). Es besitzt einen großen optischen Reflektor und projiziert damit den Schauer winkelgetreu in die sich im Fokus befindende Kamera 1.5(b). Dadurch werden alle parallelen Strahlen in einen Punkt in der Kamera abgebildet. Mit den aufgenommen Bildern können anschließend die Eigenschaften des primären Teilchens rekonstruiert werden. Die primären Hadronen, welche die hadronischen Schauer induzieren, wurden in interstellaren Magnetfeldern abgelenkt und besitzen dadurch keine Information über ihre Quellen. Sie sind Untergrundereignisse für die Gammastrahlungsastonomie. Verwendet man statt nur einem Teleskop mehrere Teleskope für die Detektion der Luftschauer, führt dies zu besseren Ergebnissen in der Rekonstruktion und in der Untergrundsunterdrückung. Eine genauere Beschreibung der IACTs befindet sich in [3] und [4].

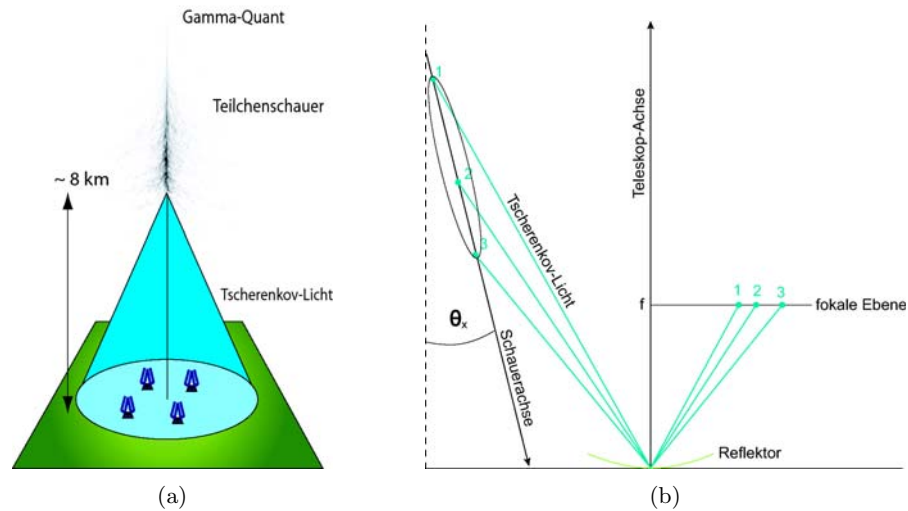


Abbildung 1.5: (a): Detektion kosmischer Schauer über das Tscherenkow-Licht mittels IACT innerhalb des Lichtkegels. (b) Winkeltreue Projektion der ellipsenförmigen Schauer in die Kamera.

1.3 Entstehung der Gammastrahlung

Hochenergetische γ -Quanten können als Sekundärprodukte bei der Erzeugung hochenergetischer geladener Teilchen in einer Quelle entstehen. Die Gammastrahlung kann nicht thermischer Natur sein, da die benötigten Temperaturen für ihre Erklärung viel zu hoch wären. Man geht deshalb davon aus, dass relativistische Teilchen durch verschiedene

Prozesse die Gammastrahlung erzeugen. Diese werden im Folgenden aufgelistet:

- Bremsstrahlung: Sie tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen im Coulombfeld eines Kerns abgelenkt wird.
- Synchrotronstrahlung: Sie entsteht dadurch, dass ein relativistisches, geladenes Teilchen in einem Magnetfeld abgelenkt wird.
- Die inverse Compton-Streuung: Sie ist ein Streuprozess zwischen einem relativistischen Elektron und einem nicht relativistischen Photon, welches dadurch Energie erhält.
- Kern-Kern-Stöße: Hierbei entstehen π^0 Pionen, die mit einer kurzen Lebensdauer in zwei Photonen zerfallen.
- Kern-Photon-Stöße: Hierbei entstehen ebenfalls π^0 Pionen, die in zwei Photonen zerfallen.

1.4 Morphologie von ausgedehnten Gammastrahlungsquellen

Mittlerweile wurden verschieden ausgedehnte Gammastrahlungsquellen detektiert. Hierbei ist aber noch immer unklar, ob in den Quellen die Elektronen oder die Protonen beschleunigt werden. Außerdem wird untersucht, wo genau die Beschleunigung innerhalb der Quellen stattfindet, die zu der beobachteten Gammastrahlung führen. Wie bereits erwähnt, besitzt H.E.S.S. eine Richtungsauflösung von $0,1^\circ$. Mit dieser Auflösung ist es immer noch sehr schwierig diese Fragen zu beantworten. Daher werden in Kapitel 3 Entfaltungsmethoden eingeführt, um die Auflösung zu verbessern. Zunächst wird aber im folgendem Kapitel das H.E.S.S. Experiment vorgestellt.

2 Das H.E.S.S. Experiment und die Analysetechnik

Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, haben die bodengebundenen Experimente neue Möglichkeiten für die TeV Gammastrahlungsastronomie eröffnet. Eines dieser Experimente ist das „High Energy Stereoscopic System“ in Kurzform H.E.S.S., welches momentan das sensitivste IACT Experiment ist. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über den experimentellen Aufbau gefolgt von einer detaillierten Beschreibung der Analysetechnik gegeben.

2.1 Der experimentelle Aufbau

Das H.E.S.S. Experiment befindet sich im Khomas Hochland von Namibia, auf einem südlichen Breitengrad von $23^{\circ} 16' 18''$ und einem östlichen Längengrad von $16^{\circ} 30' 00''$. Das Gebiet wurde wegen seiner Lage auf der Südhemisphäre und wegen seinen exzellenten astronomischen Bedingungen gewählt: gute atmosphärische Bedingungen, wolkenfreie Nächte, klarer Himmel, geringe Luftfeuchtigkeit und kein zusätzliches künstliches Licht.

Das H.E.S.S. Experiment besteht aus vier abbildenden Tscherenkow-Teleskopen, die in einem Quadrat von 120 m Seitenlänge angeordnet sind. Dieser Abstand gewährleistet die beste Sensitivität für Schauer mit einer Energie größer als 100 GeV und wurde aus Monte-Carlo Simulationen [5] bestimmt. Die folgende Luftaufnahme 2.1 zeigt das Experiment mit den vier Teleskopen, das seit Dezember 2003 vollständig im Betrieb ist.

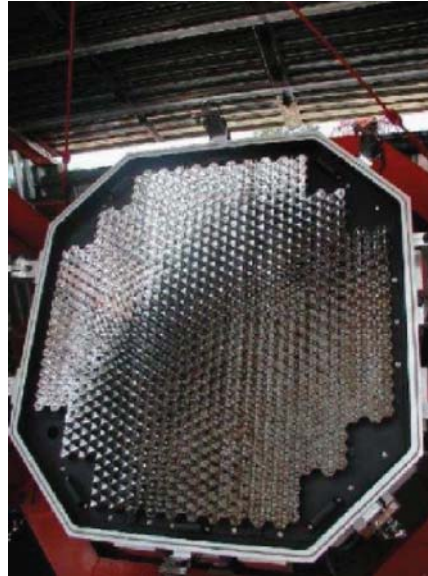


Abbildung 2.1: Das Experiment mit seinen vier Tscherenkow-Teleskopen.

Jedes Teleskop hat eine alt-azimutale Montierung und der Spiegelträger hat einen Durchmesser von 13 m (siehe Abb. 2.2(a)). Unter anderem trägt die robuste Stahlstruktur mit einem Gewicht von ≈ 60 t dazu bei, dass die Teleskope mit einer Genauigkeit von $\approx 30''$ auf eine Quellposition ausgerichtet werden können.



(a)



(b)

Abbildung 2.2: In (a) wird eines der H.E.S.S. Teleskope gezeigt. Es hat eine alt-azimutale Montierung und einen Spiegelträger mit einem Durchmesser von 13 m. Die H.E.S.S. Kamera in (b) besteht aus 960 Pixeln, die hexagonal angeordnet sind.

Das Davis-Cotton Design wird für das optische System benutzt. Der Spiegel hat eine Gesamtfläche von 107 m^2 , von denen nur ungefähr $\approx 95\text{ m}^2$ genutzt werden können, da es zu Abschattungseffekten durch die Kamera und die Stahlstruktur kommt. Er ist zusammengesetzt aus 380 runden Spiegeln, die hexagonal angeordnet sind, wobei jeder einzelne beweglich ist und einzeln ausgerichtet werden kann. Damit erreicht einen guten Fokus mit einem Radius von $\approx 0,4\text{ mrad}$. Jeder Spiegel hat eine Reflektivität von 80% im Wellenlängenbereich von 300 bis 600 nm. Eine genauere Beschreibung des optischen Systems befindet sich in [6].

Jede H.E.S.S. Kamera ist im Fokus der Teleskope montiert und hat ein Gesichtsfeld mit einem Durchmesser von 5° . Sie besteht aus 960 Pixeln, die ebenfalls hexagonal angeordnet sind (siehe Abb. 2.2(b)). Ein einzelnes Pixel setzt sich zusammen aus einer Photovervielfacherröhre (PMT) mit einem davor platzierten Lichtkollektor und der Ausleselektronik. Der Lichtkollektor sammelt das Licht, welches zwischen den PMT verloren gehen würde. Weitere Aspekte wie z.B. die Kalibrierung der Kamera befinden sich in

Referenz [7].

Um aus dem riesigen Datenvolumen die gewünschten Daten zu extrahieren, wird ein zweistufiges Triggersystem verwendet. Innerhalb jeder einzelnen Kamera arbeitet der erste Trigger und reduziert dabei effektiv den Untergrund, der vom Nachthimmel stammt (NSB). Die Kamera ist hierzu in 38 überlappende Sektoren mit jeweils 64 PMTs unterteilt. Die Kamera wird getriggert, wenn mindestens drei PMTs ein Signal größer als 4 Photoelektronen (p.e.) aufweisen. Der zweite Trigger ist ein Koinzidenztrigger. Hierbei werden nur die Ereignisse ausgelesen, die von mehr als einem Teleskop innerhalb eines Zeitfensters von 60 ns beobachtet werden. Dadurch wird der Untergrund durch Myonenschauer fast vollständig unterdrückt, da sie lokale Ereignisse sind, die nur von einzelnen Teleskopen detektiert werden. Genauere Details bezüglich des Triggers sind in [8] zu finden.

Das Datennahmesystem (DAQ) organisiert die Datenspeicherung und Auslese der Kamera und der Wetterstation und führt die Vorverarbeitung der Daten durch. Die Datennahme erfolgt in einzelnen „runs“ mit einer typischen Länge von 28 min und wird im so genannten „wobble mode“ aufgenommen. Bei dieser Beobachtungsmethode hat die beobachtete Quelle einen Offset von $0,5^\circ$ bis $1,5^\circ$ zum Kamerazentrum. Hierdurch kann die andere Seite des Zentrums zur Untergrundbestimmung verwendet werden.

Im Jahr 2007 betrug die Datennahmeeffizienz 80%, was einem gesamten Datenvolumen von 330 Std entspricht. Die Verluste werden vor allem von schlechtem Wetter verursacht. Die Sensitivität von H.E.S.S. zeigt sich darin, dass eine punktförmige Quelle mit einem Fluss von $2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ m}$ mit einer Signifikanz von 5σ in 25 Std detektiert werden kann. Dieser Wert entspricht 1% des Flusses des Krebsnebels. Ein Wert $\geq 5\sigma$ entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 99,99985 %, dass keine statistische Fluktuation gemessen wurde.

2.2 Die Analysetechnik

Innerhalb der H.E.S.S. Kollaboration werden verschiedene Analysetechniken verwendet. Dies ermöglicht die Ergebnisse zu überprüfen. Unter ihnen sind die „model analysis“ [9], die „3D-model analysis“ [10] und die „H.E.S.S. standard analysis“ [11]. In dieser Arbeit wird nur die dritte Analyse vorgestellt, die später zur Anwendung kommt.

2.2.1 Bildbereinigung und Parametrisierung

Die Intensitäten der einzelnen Pixel im Kamerabild stammen nicht allein vom Tscherenkow-Licht der Schauer, sondern auch vom NSB und dem Untergrund der PMTs (siehe Abb. 2.3(a)). Um das Bild zu bereinigen, werden zunächst die so genannten „Tailcuts“ angewendet. Nur die Pixel mit einer Intensität über einer Schwelle von 5 p.e. und einem zugehörigen Nachbarn über 10 p.e. und andersherum bleiben unverändert, wohingegen der Rest auf Null gesetzt wird. Abb. 2.3(b) zeigt das bereinigte Bild.

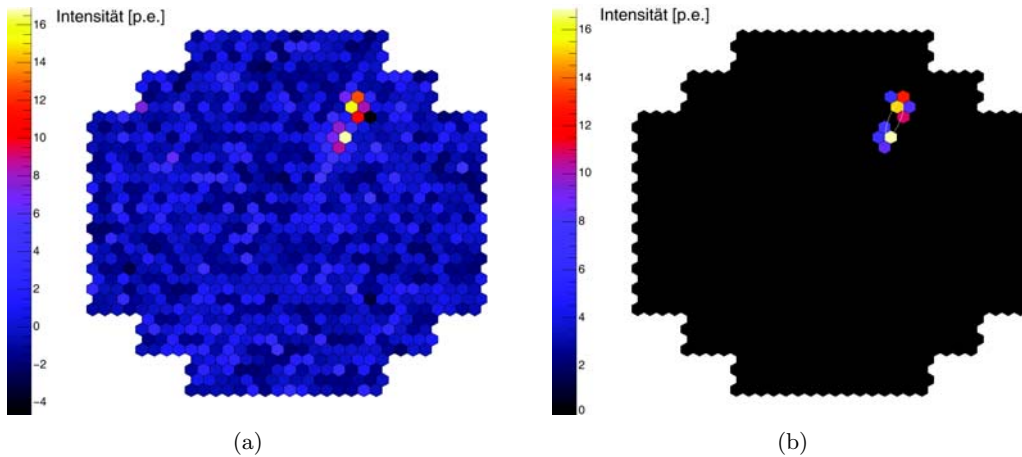


Abbildung 2.3: In (a) wird ein Kamerabild gezeigt. In (b) ist das Bild der Kamera nach der Bereinigung durch die „Tail-cuts“ dargestellt.

Nach den „Tail-cuts“ erkennt man die Gestalt des Schauers besser. Für aufgenommene Gamma-Schauer haben sie eine elliptische Gestalt, wie Abb. 2.3(b) zeigt. Diese kann über die Hillas-Parameter (HP) [12] beschrieben werden (siehe Abb. 2.4). Die HP werden als die Momente der detektierten Lichtintensitätsverteilung (LID) berechnet.

Im Folgenden wird eine Zusammenfassung der verschiedenen HPs gegeben. Die *size* beschreibt die Summe der detektierten Lichtintensität nach den „Tail-cuts“. Die Position der Hillas-Ellipse ist durch den *Schwerpunkt* der LID(x, y) gegeben. Die zweiten Momente der LID definieren die Länge der Hauptachse und der Nebenachse und werden als *length* und *width* bezeichnet. Die *Distanz* d erhält man als Abstand zwischen dem Schwerpunkt und dem Kamerazentrum. Zuletzt wird der Winkel zwischen der Hauptachse und der Verbindung zwischen dem Kamerazentrum und dem Schwerpunkt kalkuliert,

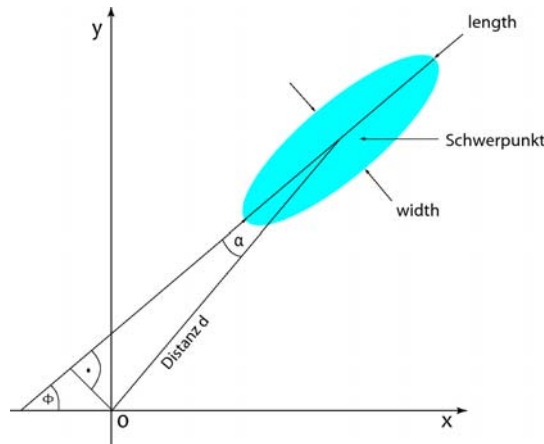


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Bildes eines Schauers in der Kamera. Eingezeichnet sind die Hillas Parameter.

der die Orientierung α der Ellipse repräsentiert.

2.2.2 Schauerrekonstruktion

Wie bereits im Abschnitt 2.1 erwähnt, besteht H.E.S.S. aus vier IACTs, welche gleichzeitig Luftschauer beobachten, wobei das Experiment stereoskopisch Daten nimmt. Dies bedeutet, dass nur Ereignisse ausgewertet werden, wenn sie von mindestens zwei Teleskopen gesehen werden.

Die Schauerachse, entlang der sich der Schauer entwickelt, ist durch den Schauerauftreffpunkt und die Schauerrichtung charakterisiert.

Hierbei ist die Hauptachse der aufgenommenen Bilder die Projektion der Schauerachse in das Kamerakoordinatensystem. Es ist dadurch definiert, dass die x- und y-Achse die Bildebene aufspannen und die z-Achse in Richtung der optischen Achse des Teleskops zeigt. Durch die Überlagerung der Kamerabilder und die Bestimmung des Schnittpunkts der Hauptachsen rekonstruiert man die Richtung. Wenn mehr als zwei Teleskope einen Schauer detektiert haben, werden paarweise die Hauptachsen der Bilder geschnitten und das Ergebnis gemittelt. Dabei wird der Wichtungsfaktor $|\sin \gamma|$ berücksichtigt. γ bezeichnet den Schnittwinkel der Hauptachsen (siehe Abb. 2.5(b)).

Der Schauerauftreffpunkt wird im Referenzkoordinatensystem bestimmt. In diesem zeigt die x-Achse nach Norden, die y-Achse nach Westen und die z-Achse zum Zenit. Dafür wird die Schauerachse in die Ebene senkrecht zur Richtung des Schauers projiziert und ergibt so die Hauptachse in diesem System. Der Schauerauftreffpunkt wird als Schnittpunkt der Hauptachsen bestimmt. Bei mehr als zwei Teleskopen werden die Hauptachsen paarweise geschnitten und das Ergebnis gemittelt (siehe Abb. 2.5(a)).

Detailliert wird die Rekonstruktion in [13] präsentiert.

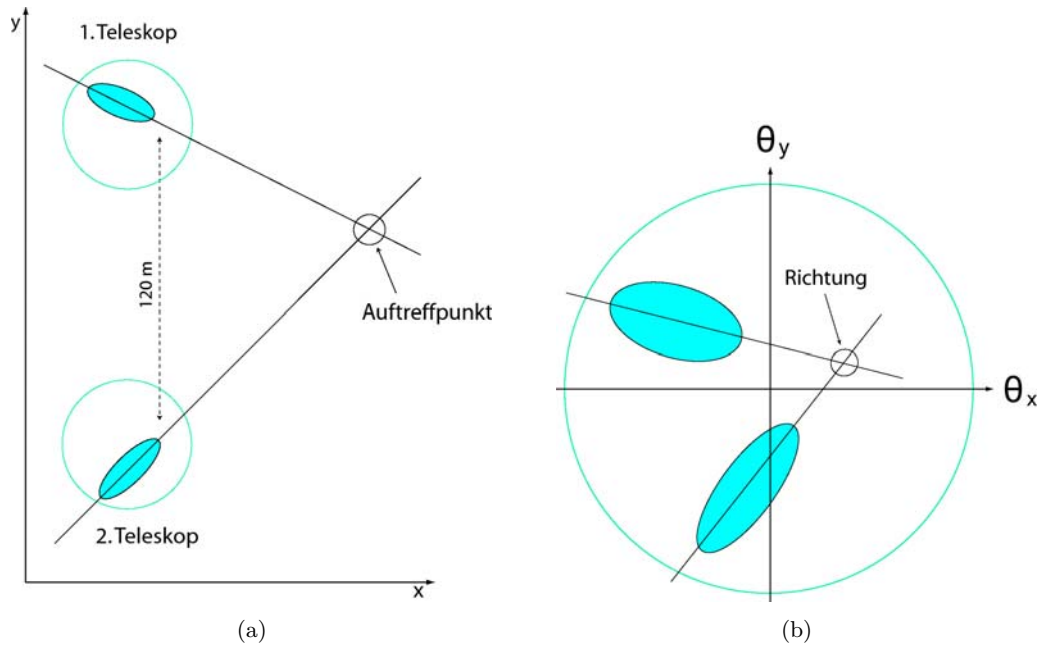


Abbildung 2.5: In (a) bzw. (b) ist das Prinzip der Schauerrichtungsrekonstruktion bzw. des Schauerauftreffpunkts anhand von zwei Teleskopen dargestellt.

2.2.3 Ereignisselektion

Die von der H.E.S.S. Kamera aufgenommenen Bilder stammen von γ - und hadronischen Schauern, wobei wir nur an den γ -Schauern interessiert sind. Die hadronischen Schauer sind Untergrundereignisse, die man unterdrücken möchte. Hierfür werden Schnitte auf die HPs angewandt, die in Abschnitt 2.2.1 eingeführt wurden. Die Werte der Schnitte sind so gewählt, dass das beste Signal-Untergrund-Verhältnis (SBR) erzielt wird. Sie sind mit MC-Simulationen optimiert worden.

Ein Schnitt wird auf die maximal erlaubte lokale Distanz d angewandt, um abgeschnittene Bilder am Rand der Kamera zu vermeiden, und ein anderer Schnitt auf die minimale *size*. Letzterer sortiert lichtschwache Bilder aus, die für die Rekonstruktion nicht geeignet sind. Je höher der Wert dieses Schnitts, desto höher wird die Energieschwelle. Die Schnitte, die hauptsächlich für die Untergrundunterdrückung zuständig sind, sind die sogenannten „mean-reduced-scaled-width“ (MRSW) und die „mean-reduced-scaled-length“ (MRSL).

Die MRSW bestimmt man, indem man von der gemessenen *width* die erwartete *width*, die aus MC-Simulationen bestimmt wurde, abzieht und dann durch die erwartete mittlere quadratische Abweichung teilt. Anschließend wird die MRSW als Mittelwert der Werte der einzelnen Teleskope gebildet. Die erwartete Breite hängt vom Zenitwinkel θ_z und von der Bildintensität I , sowie dem Auftreffpunkt b ab. Die MRSL wird analog bestimmt.

$$MRSW = \frac{1}{N_{\text{Tel.}}} \sum_{i=0}^{N_{\text{Tel.}}} \frac{width_i - \langle width \rangle (I_i, b_i, \theta_z)}{\sigma (I_i, b_i, \theta_z)}$$

$$MRSL = \frac{1}{N_{\text{Tel.}}} \sum_{i=0}^{N_{\text{Tel.}}} \frac{length_i - \langle length \rangle (I_i, b_i, \theta_z)}{\sigma (I_i, b_i, \theta_z)}$$

H.E.S.S. benutzt drei verschiedene Schnittkonfigurationen für unterschiedliche Bedingungen: standard, hard und „loose cuts“. Die „standard cuts“ sind optimiert für Quellen mit einem Fluss von $\approx 10\%$ des Krebsnebels und einem Photonindex von $\Gamma = 2,6$. Sie werden bei der Suche nach neuen Quellen verwendet. Daneben gibt es die „hard cuts“, die eine höhere Energieschwelle aufweisen. Diese werden bei Quellen mit einem Fluss von $\approx 1\%$ des Krebsnebels mit einem Photonindex von $\Gamma = 2,0$ für morphologische Studien verwendet. Als drittes gibt es noch die „loose cuts“, die die geringste Energieschwelle haben und bei hellen Quellen zum Einsatz kommen. In Tabelle (2.1) sind die Werte für die verschiedenen Schnittkonfiguration zusammengefasst.

Konfiguration	MRSL		MRSW		θ_{cut}^2	<i>size</i>	<i>d</i>
	Min.	Max.	Min.	Max.	Max. (Grad ²)	Min. (p.e.)	Max. (“)
Standard	-2,0	2,0	-2,0	0,9	0,0124	80	2,0
Hard	-2,0	2,0	-2,0	0,7	0,01	200	2,0
Loose	-2,0	2,0	-2,0	1,2	0,04	40	2,0

Tabelle 2.1: Die verschiedenen Schnittkonfigurationen von H.E.S.S.

2.2.4 Energierekonstruktion und Energieauflösung

Nach der Schauerrekonstruktion und der Ereignisselektion wird die Energierekonstruktion durchgeführt. Die Energie eines Schauers ist abhängig von der *size*, dem Zenitwinkel und dem Auftreffpunkt. Da keine Eichmessung möglich ist, wurde der Zusammenhang zwischen der Energie und diesen Größen mit Simulationen bestimmt und ist in „look-up tables“ gespeichert.

Die rekonstruierte Energie E_{reco} wird wie folgt bestimmt: Zunächst wird für jedes Teleskop für die gemessenen Werte der *size*, dem Zenitwinkel und dem Auftreffpunkt die entsprechende Energie $E_{\text{Tel.}}$ der Tabelle entnommen und anschließend der Mittelwert über alle Teleskope gebildet.

$$E_{\text{reco}} = \frac{1}{N_{\text{Tel.}}} \sum_{i=0}^{N_{\text{Tel.}}} E_{\text{Tel.}}(I_i, b_i)$$

Die Energieauflösung wird aus der Differenz der Energie eines Teleskopes $E_{\text{Tel.}}$ und der rekonstruierten Energie E_{reco} geteilt durch E_{true} bestimmt.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{\text{reco}} - E_{\text{true}}}{E_{\text{true}}}$$

In Abb. 2.6 wird die Verteilung von $\frac{\Delta E}{E}$ für simulierte γ -Schauer nach den Schnitten gezeigt. Die mittlere quadratische Abweichung der Verteilung bestimmt die Energieauflösung. Bei H.E.S.S. ist sie für alle Energien im Bereich von $\approx 20\%$.

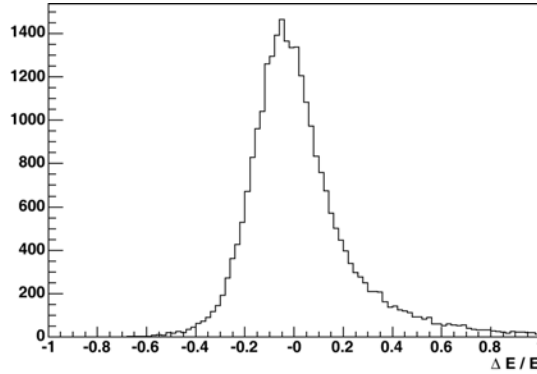


Abbildung 2.6: Verteilung von $\frac{\Delta E}{E}$ für simulierte γ -Schauer.

2.2.5 Punktauflösungsfunktion

Aus den beobachteten Ereignissen in einer Himmelsregion lassen sich zweidimensionale Bilder, so genannte „Himmelskarten“ erstellen. Man erhält sie dadurch, dass jedes detektierte Ereignis aus Himmelsregion in die Himmelskarte eingetragen wird. Die x-Achse wird dabei in Einheiten von Rektaszension und die y-Achse in Deklination angegeben. In der Annahme einer perfekten Optik, einem optimalen Nachführen der Teleskope und einer fehlerfreien Rekonstruktion erhält man für eine Punktquelle genau eine Richtung. Unter diesen idealen Bedingungen würde in einer Himmelskarte eine Punktquelle genau ein Punkt sein. Wegen der Ungenauigkeiten des Experiments wird das Bild einer Punktquelle aber aufgeweitet und über mehrere Pixel im Bild verteilt. Die Art der Aufweitung wird als Punktauflösungsfunktion (PSF) bezeichnet.

Die Punktauflösung von H.E.S.S. kann mit Schauersimulationen für Punktquellen gut beschrieben werden. Die Simulationen zeigen abhängig vom Zenitwinkel und der Energie unterschiedliche PSFs. Abb. 2.7 zeigt einen eindimensionalen Schnitt durch die Himmelskarte der starken Punktquelle PKS 2155 – 304 bei einer festen Deklination von $-30, 222^\circ$ entlang der relativen Rektaszension zur Quellposition und die PSF für die entsprechenden Beobachtungsbedingungen.

Man erkennt die gute Übereinstimmung zwischen den realen Daten und der simulierten PSF. Wegen der radialen Symmetrie wird die PSF meist im so genannten „ θ^2 -plot“ präsentiert. Er wird für PKS 2155 – 304 in Abb. 2.8 dargestellt. Darin ist der quadratische Winkelabstand θ^2 von der Position der Quelle aufgetragen. Die radiale Abnahme der Ereignisse ist gut erkennbar.

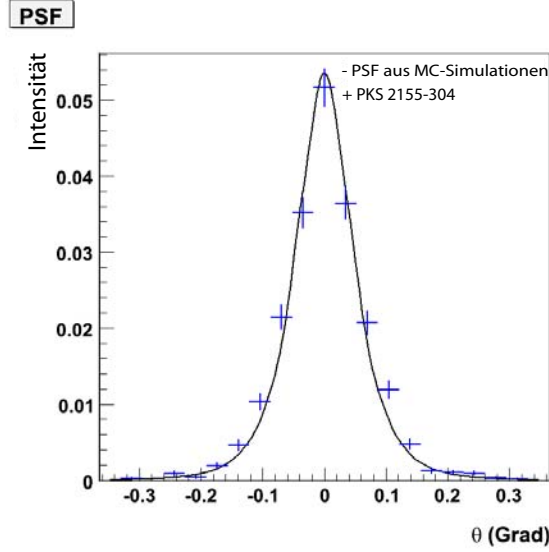


Abbildung 2.7: eindimensionaler Schnitt durch die Himmelskarte von PKS 2155–304 bei einer festen Deklination von $-30,222^\circ$ entlang der relativen Rektazension zur Quellposition und die entsprechende PSF. +: Daten, - Simulation

Mathematisch wird die PSF mit einer doppelten Gausfunktion beschrieben, wobei σ_1 die Punktauflösung bestimmt und σ_2 nur eine Korrektur ist.

$$PSF = A_1 \left(\exp \left(\frac{-\Theta^2}{2\sigma_1^2} \right) + A_2 \exp \left(\frac{-\Theta^2}{2\sigma_2^2} \right) \right)$$

σ_1 liegt in der Größenordnung von $0,1^\circ$. Die Punktauflösung bestimmt die am kleinsten mögliche trennbare Struktur und auch die Genauigkeit, mit der man die Position von Punktquellen bestimmen kann.

Mehr Informationen über die PSF findet man in [14].

2.2.6 Signal Extraktion und Untergrundabschätzung

Die in Abschnitt 2.2.3 eingeführten Schnitte reduzieren den Untergrund der Messung um einen Faktor von ≈ 100 , damit wird für eine starke Punktquelle ein SBR von 1:1 erreicht. Der zurückbleibende Untergrund besteht aus nicht unterdrückten hadronischen Ereignissen und eventuell aus einer zufällig gestreuten Komponente der γ -Quanten, die z.B. in interstellaren Gasen gebildet werden könnten. Dieser Untergrund kann mit unterschiedlichen Untergrundmodellen abgeschätzt werden. Das Ziel dabei ist es, die Anzahl der so genannten γ -Strahlungsüberschussereignissen N_{excess} zu bestimmen. Dazu werden

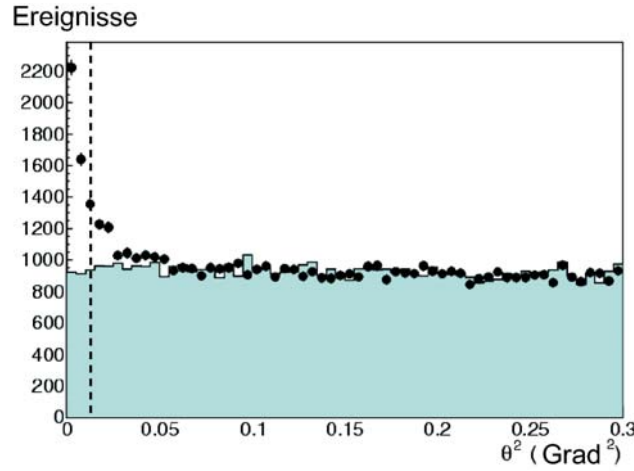


Abbildung 2.8: θ^2 -Verteilung der Ereignisse von PKS 2155 – 304. Die grauen Ereignisse werden dem Untergrund zugeschrieben und die schwarzen Punkte der Quelle.

die Ereignisse in einer On-Region N_{on} , die um eine mögliche Quelle gelegt ist, verglichen mit der Anzahl der Ereignisse in einer Untergrund-Off-Region N_{off} .

$$N_{\text{excess}} = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}} \quad (2.1)$$

Hierbei berücksichtigt der Normierungsfaktor α die Unterschiede von N_{on} und N_{off} im Raumwinkel, der Aufnahmezeit, dem Zenitwinkel und der Systemakzeptanz A^γ .

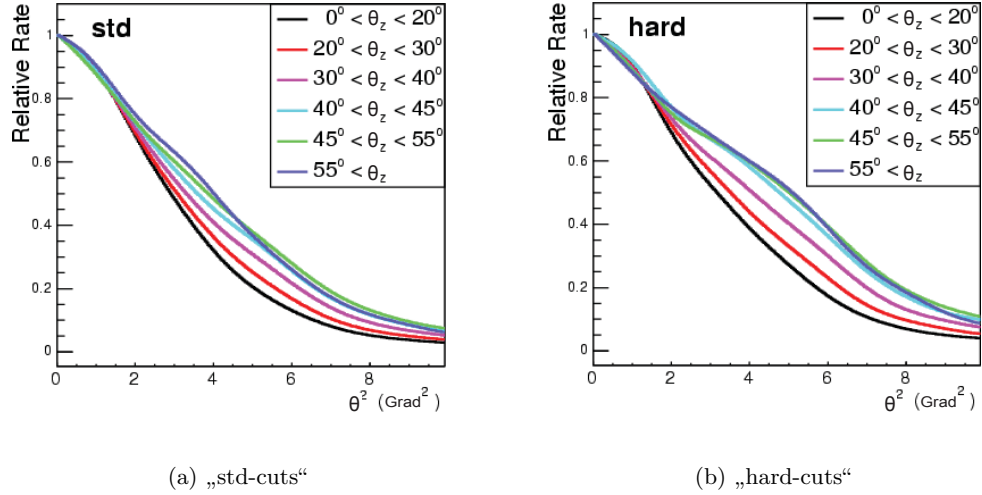
$$\alpha = \frac{\int_{\text{on}} A_{\text{on}}^\gamma(\theta_x, \theta_y, \theta_z, t) d\theta_x d\theta_y d\theta_z dt}{\int_{\text{off}} A_{\text{off}}^\gamma(\theta_x, \theta_y, \theta_z, t) d\theta_x d\theta_y d\theta_z dt}$$

Die Systemakzeptanz A^γ spiegelt die Wahrscheinlichkeit wider, mit der ein γ -Ereignis aufgenommen wird. Wegen der radialen Symmetrie der Akzeptanz bezüglich des Kamerazentrums kann die Akzeptanz in einem 1D-Graph dargestellt werden. In Abb. 2.9 wird diese für unterschiedliche Zenitwinkel und Schnittkonfigurationen gezeigt.

Damit lässt sich die statistische Signifikanz des Überschusses mit der in [15] präsentierte Maximum-Likelihood Methode bestimmen. Hierbei wird die „Null Hypothese“ überprüft, ob alle Ereignisse allein vom Untergrund stammen können. Bei H.E.S.S. geht man von einer Quelle aus, wenn die Signifikanz größer als 5 ist.

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] \right\}^{1/2}$$

Wie bereits erwähnt benutzt H.E.S.S. den „wobble-mode“ um den Untergrund innerhalb des Gesichtsfeldes abschätzen zu können. Bei dieser Beobachtungsmethode hat die be-



Abbildungung 2.9: Die radiale Akzeptanz in Abhängigkeit von verschiedenen Zenitwinkeln und unterschiedlichen Schnitten: In (a) werden sie für die „std-cuts“ gezeigt und in (b) für die „hard-cuts“.

obachtete Quelle einen Offset von $0,5^\circ$ bis $1,5^\circ$ zum Kamerazentrum. Hierdurch kann die andere Seite des Zentrums zur Untergrundbestimmung verwendet werden. Dies ist möglich für Punktquellen und weniger stark ausgedehnte Quellen. Bei stark ausgedehnten Quellen ist nicht genügend Platz für die Definition einer Off-Region im Gesichtsfeld. Dann wird der Untergrund mit zusätzlichen „off-runs“, Regionen ohne Quellen, bestimmt, was die benötigte Beobachtungszeit aber verdoppelt. Hierbei sollten die „runs“ die gleichen Observationsbedingungen besitzen und keine Quelle im Gesichtsfeld haben, was jedoch nur bedingt realisierbar ist.

Aus den beobachteten Ereignissen in einer Himmelsregion lassen sich zweidimensionale Bilder, so genannte „Himmelskarten“ erstellen. Man erhält sie dadurch, dass jedes detektierte Ereignis in der Himmelsregion in die Himmelskarte eingetragen wird. Die x-Achse wird dabei in Einheiten von Rektazension und die y-Achse in Deklination angegeben. Alle im weiteren eingeführten Karten werden in diesen Einheiten angegeben. Für morphologische Studien wird speziell die zweidimensionale Akzeptanz korrigierte Überschusskarte (ACEM) benötigt. Hierzu wird in jedem Bin der aufgenommenen Himmelskarte bzw. jeder Himmelsposition der Akzeptanz korrigierte Überschuss berechnet. Zunächst wird aus der radialen Akzeptanz eine zweidimensionale Akzeptanzkarte erzeugt. Dann wird für jedes Bin einer Himmelskarte der Überschuss berechnet und mit dem gleichen Bin in der Akzeptanzkarte multipliziert. In den nächsten Abschnitten werden die in dieser Arbeit verwendeten beiden Untergrund Modelle präsentiert. Das Ring-Untergrund Modell eignet sich für Punktquellen und wurde für den PKS 2155 – 304 Datensatz verwendet. Danach wird auf das für ausgedehnte Quellen geeignete Region-Untergrund Modell genauer eingegangen, da es im Kapitel 3 für die Simulationen und in Kapitel 4 für die Analyse von RX J1713.7 – 3946 verwendet wird. [16] liefert einen Überblick über die

anderen Untergrund Modelle, die von H.E.S.S. benutzt werden.

2.2.6.1 Ring-Untergrund Modell

Im Ring-Untergrund Modell wird N_{on} der einzelnen Bins dadurch kalkuliert, dass in jedes die Anzahl an Ereignissen nach der Rekonstruktion mit den Schnitten eingetragen werden, die in einem Kreis mit Radius $\theta \approx \sqrt{0,01}$ um den Mittelpunkt des Bins liegen. Die Bestimmung der N_{off} erfolgt in einem Ring mit einem mittleren Radius von $0,5^\circ$, wobei seine Fläche so gewählt ist, dass sie ungefähr siebenmal größer ist als die On-Region. Um Kontaminationen möglicher γ -Strahlungsquellen und der beobachteten Quelle in der Bestimmung des Untergrunds zu vermeiden, werden noch Ausschlussregionen, die nicht in die Berechnung des Untergrunds eingehen, um die möglichen γ -Quellen und die beobachtete Quelle definiert. Sie haben einen Radius von mindestens $0,3^\circ$. Für die Berechnung von α wird die radiale Akzeptanz der einzelnen „runs“, gewichtet mit ihrer Beobachtungszeit, in eine Akzeptanzkarte eingetragen. Anschließend wird die Akzeptanzkarte auf einen Maximalwert von eins normiert. Das entsprechende α für ein Bin wird dann in der Akzeptanzkarte über das Verhältnis zwischen der Summe der Werte in der On-Region und der Summe der Werte in der Off-Region berechnet. Wenn die Offregion sich mit Ausschlussregionen überschneidet, werden die Werte außerhalb der Ausschlussregion mit einem Korrekturfaktor versehen, um keine Fehler wegen der fehlenden Werte in der Statistik zu bekommen. Der Überschuss wird dann nach Gl. 2.1 bestimmt. Eine schematische Darstellung des Ring-Untergrund Modells folgt in Abb. 2.10.

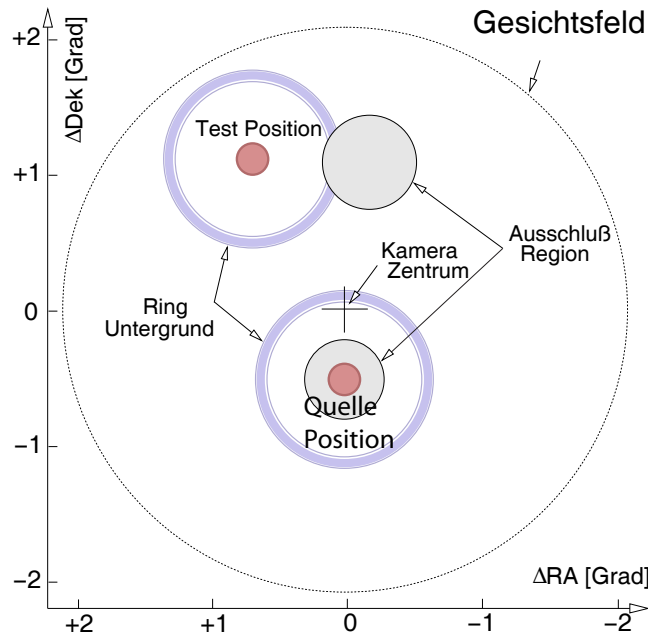


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Ring-Untergrund Modell.

2.2.6.2 Region-Untergrund Modell

Zur Veranschaulichung des Region-Untergrund Modells werden jeweils die Karten gezeigt, wie sie in der Analyse der ausgedehnten Quelle RX J1713.7 – 3946 kalkuliert wurden. Um die Akzeptanz korrigierte Überschusskarte zu bestimmen, muss die Kameraakzeptanz bekannt sein. Dies geschieht mit dem Region-Untergrund Modell: Die Akzeptanz ist radialsymmetrisch zum Kamerazentrum und die radiale Akzeptanz für jeden „run“ wird in „look-up“ Tabellen nachgeschlagen. Diese sind zuvor mit „off-runs“ für verschiedene Zenitwinkel bestimmt worden. Die zweidimensionale Akzeptanzkarte wird durch das Füllen der radialen Akzeptanz jedes einzelnen „runs“ gewichtet mit der Beobachtungszeit erzeugt und auf einen Maximalwert von eins normiert (siehe Abb. 2.11).

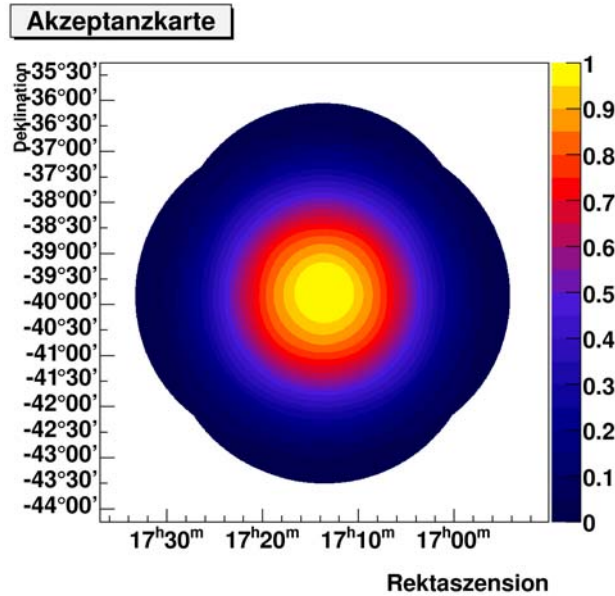


Abbildung 2.11: gezeigt ist die über mehrere „runs“ gemittelte Akzeptanzkarte abhängig von der Rektaszension und Deklination. Sie ist auf einen Maximalwert von eins normiert.

In der Ereigniskarte sind die detektierten Ereignisse, die die Schnitte nach der Schauerrekonstruktion überstanden haben, eingetragen in Einheiten von Rektaszension und Deklination. Die On-Karte erhält man durch das Dividieren des Wertes jedes einzelnen Bins der Ereigniskarte durch den Wert des entsprechenden Bins in der Akzeptanzkarte. Diese Akzeptanzkorrektur berücksichtigt, dass die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis zu detektieren mit dem Abstand zum Kamerazentrum abnimmt. Die Ereigniskarte und die On-Karte sind in Abb. 2.12(b) und Abb. 2.12(a) dargestellt.

Da der Untergrund gleich verteilt ist, ist die Akzeptanzkarte ein Modell des Untergrunds. Für die Akzeptanz korrigierte Überschusskarte (ACEM) wird von der On-Karte das Untergrundniveau abgezogen. Dieses wird über die Differenz der Summe der Ereignisse

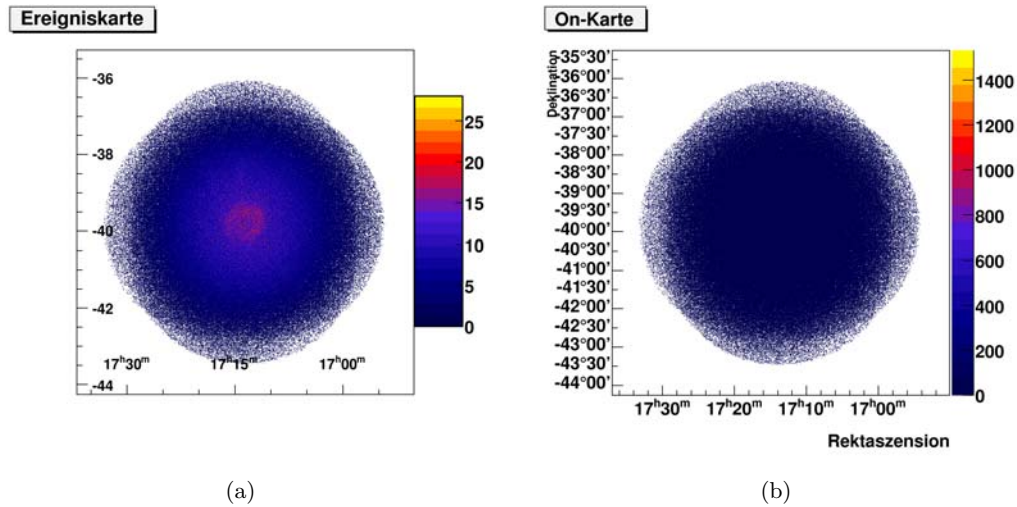


Abbildung 2.12: (a) In die Ereigniskarte sind die detektierten Ereignisse in Einheiten von Rektaszension und Deklination eingetragen. (b) Die On-Karte wird durch das Dividieren der Ereigniskarte durch die Akzeptanzkarte erhalten.

in der On-Karte und der Summe der Ereignisse in der Akzeptanzkarte gebildet. Hierbei werden wie im Ring-Background Modell Ausschlussregionen berücksichtigt, die um die beobachtete Quelle und mögliche andere γ -Strahlungsquellen gelegt sind. Die ACEM mit einer Glättung durch einen Gauß mit $\sigma = 0,04^\circ$ wird in Abb. 2.13(b) präsentiert. Für ein besseres Verständnis wird in Abb. 2.13(a) ein Schnitt durch die Quelle und den abgeschätzten Untergrund gezeigt.

2.3 Simulation der Akzeptanz korrigierten Überschusskarte

Im folgenden Kapitel werden systematische Studien zu verschiedenen Entfaltungsmethoden angewandt auf simulierte Daten präsentiert. Die Simulationen sind so gut wie möglich an reale Daten angepasst. Im Gegensatz zu den realen Daten haben sie den Vorteil, dass alle Parameter bekannt sind. Da sie reale Daten gut beschreiben, können die erzielten Ergebnisse auf reale Beobachtungen angewandt werden. Deshalb wird die Erzeugung der Simulation dieser ACEMs im Folgenden erläutert. Alle nachfolgenden Karten sind beispielhaft für eine ringförmige Struktur gezeigt. Die Rektaszension ist hierbei nicht im Zeitmaß, sondern in Grad aufgetragen. Da im Kapitel 4 die Datenanalyse mit dem Region-Untergrund Modell durchgeführt wird, wird dieses auch für die Simulation verwendet. Die Simulation läuft nach folgendem Schema ab:

Zunächst wird ein Modell der Quelle erzeugt, wobei die Stärke der Quelle und die Morphologie berücksichtigt wird. Dieses wird anschließend zur Akzeptanzkorrektur mit der Akzeptanzkarte multipliziert, um ein Akzeptanz korrigiertes Modell zu erhalten. Die

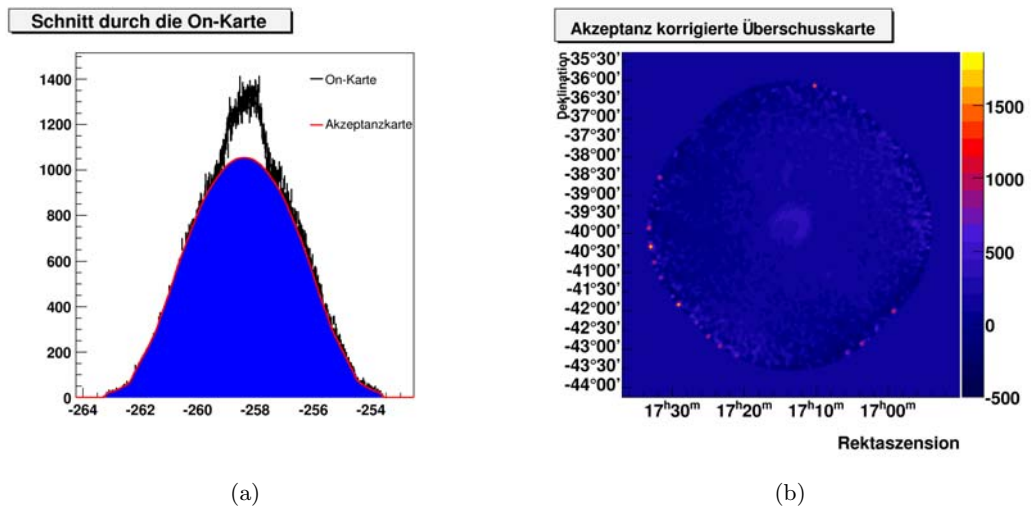


Abbildung 2.13: (a) zeigt einen Schnitt durch die On-Karte von RX J1713.7 – 3946 in Richtung der Rektaszension. Die Rektaszension ist hierbei nicht im Zeitmaß, sondern in Grad angegeben. Die schwarze Linie beschreibt die Ereignisse in der On-Karte und die rote Linie ist die skalierte Akzeptanzkarte zur Untergrundabschätzung. (b) zeigt die mit einem Gauß von $\sigma = 0,04^\circ$ geglättete Akzeptanz korrigierte Überschusskarte. Sie wird dadurch bestimmt, dass von der On-Karte das Untergrundniveau abgezogen wird.

beiden Modell sind in Abb. 2.14 gezeigt

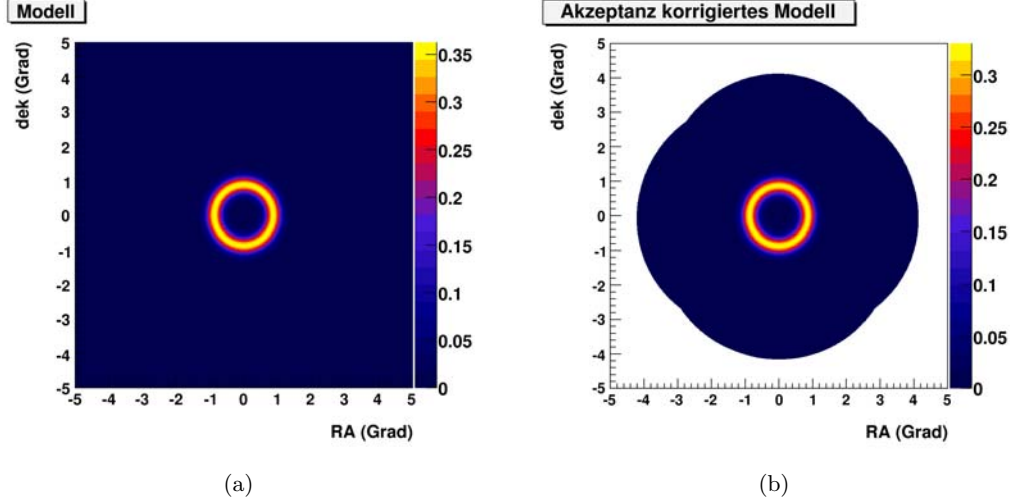


Abbildung 2.14: (a) das Modell der Quelle. (b) gleiches Modell Akzeptanz korrigiert, um die Eigenschaft des Experiments mit zu berücksichtigen.

Der Untergrund wird gleichverteilt simuliert. Wegen der Akzeptanzkorrektur kann der Untergrund durch die Akzeptanzkarte modelliert werden. In den Simulationen wird die in Abb. 2.11 bereits gezeigte Akzeptanzkarte verwendet. Das Quellmodell und das Untergrundmodell werden danach addiert um das komplette Modell zu erhalten. Je nachdem, wie stark das Quellmodell gewählt wird, lassen sich unterschiedliche Signal-Untergrund-Verhältnisse (SBR) erzeugen. Nun können Ereignisse nach diesem Modell gewürfelt und in eine Himmelskarte eingetragen werden.

Um eine realistische Abbildung zu bekommen, muss noch die PSF berücksichtigt werden. Hierzu bekommt ein Ereignis, bevor es plziert wird, noch eine Verschiebung, die zufällig nach der PSF erzeugt wird. Das komplette Modell und die Ereigniskarte sind in Abb. 2.15(a) und Abb. 2.15(b) gezeigt.

Anschließend wird die gleiche Prozedur wie bei den realen Daten für die Herleitung der ACEM von der Ereigniskarte durchgeführt: Die Ereigniskarte wird Akzeptanz korrigiert, wodurch man die On-Karte erhält. Schließlich erhält man die ACEM durch das Abziehen des Untergrundniveaus von der On-Karte. In Abb. 2.16 ist die, mit einem Gauß von $0,04\sigma$, geglättete ACEM mit 1×10^6 Ereignissen und einem SBR von 1:4 gezeigt.

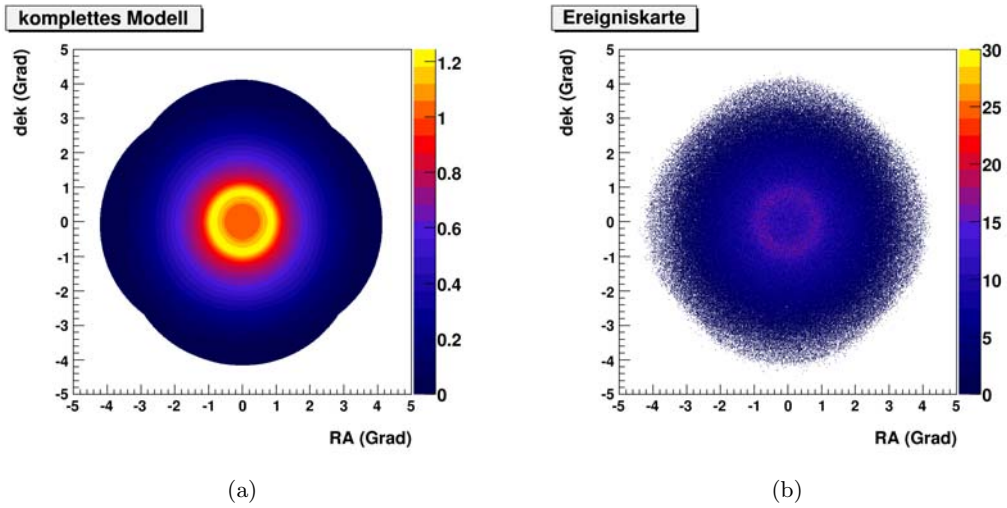


Abbildung 2.15: In (a) wird das komplette Modell, bestehend aus dem Quellmodell und dem Untergrundmodell, gezeigt. In (b) sieht man die nach dem kompletten Modell gewürfelte Ereigniskarte. Hierbei wird aber eine Verschiebung durch die PSF berücksichtigt.

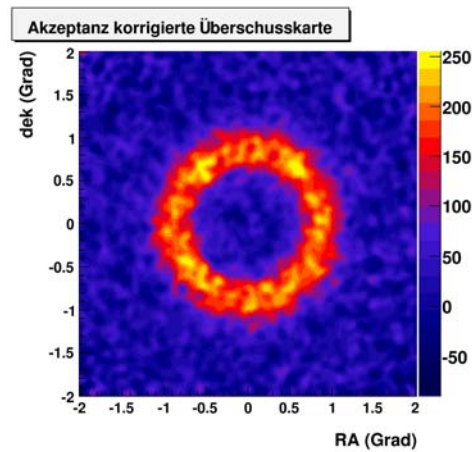


Abbildung 2.16: Die geglättete Akzeptanz korrigierte Überschusskarte wird durch das Abziehen des Untergrundniveaus von der On-Karte bestimmt.

3 Entfaltungsmethoden

Im vorherigen Kapitel 2 wurde das H.E.S.S. Experiment eingeführt und die Vorgehensweise erläutert, wie man eine Akzeptanz korrigierte Überschusskarte (ACEM) erhält. In Abschnitt 2.2.5 wurde bereits erwähnt, dass H.E.S.S. eine Winkelauflösung von $\approx 0,1^\circ$ besitzt. Für morphologische Studien ist die Auflösung in der ACEM entscheidend. Je besser die Auflösung ist, desto besser kann man zwischen verschiedenen Interpretationen der zugrunde liegenden Physik unterscheiden.

In diesem Kapitel wird zunächst das Ziel von Entfaltungsmethoden verdeutlicht und anschließend die Realisierung in Form von zwei Methoden präsentiert: Der Richardson-Lucy Algorithmus (RLA) und der Wiener Filter (WF). Während der RLA die Punktauflösungsfunktion (PSF) iterativ entfaltet, liefert der WF eine Abschätzung der zugrunde liegenden Struktur. Anschließend wird eine Kombination der beiden, die so genannte Wiener-Lucy-Chain (WLC), erklärt.

3.1 Entfaltungsproblematik

Unter der Annahme eines perfekten Experiments ergibt sich für eine Punktquelle genau ein Punkt in der ACEM $I(x, y)$. Wegen der Ungenauigkeiten des Experiments wird eine Punktquelle aber aufgeweitet und über mehrere Pixel in der ACEM verteilt. Das heißt, die Quelle wird mit der Punktauflösungsfunktion $P(x, y)$ gefaltet. Zudem existiert ein Poisson-verteilter Untergrund $B(x, y)$ aus γ -artigen Ereignissen. Somit kann die Akzeptanz korrigierte Überschusskarte wie folgt parametrisiert werden:

$$I(x, y) = (O \times P)(x, y) + B(x, y), \quad (3.1)$$

Die zugrundeliegende Struktur der beobachteten Quelle ist hierbei mit $O(x, y)$ bezeichnet.

3.2 Richardson-Lucy-Algorithmus

Der Richardson-Lucy Algorithmus ist eine iterative Methode, die speziell für Daten mit einem Poisson-verteilten Untergrund entwickelt wurde und ist weit verbreitet in der Astronomie. Er basiert auf dem Bayestheorem über bedingte Wahrscheinlichkeiten und erhöht in jedem Iterationsschritt n die Wahrscheinlichkeit, dass das n -te Bild $O^n(x, y)$ in Übereinstimmung mit dem originalen $O(x, y)$ ist. Eine bedeutende Eigenschaft des RLA ist, dass die Gesamtintensität des Bildes erhalten bleibt. Für den Algorithmus

wird die Kenntnis der normalisierten PSF vorausgesetzt. Bei H.E.S.S. wird die passende PSF aus Simulationen ausgewählt. Das dies möglich ist, wurde in Abschnitt 2.2.5 über die Punktauflösungsfunktion gezeigt. Die Methode wurde unabhängig von einander in den Veröffentlichungen von W.H. Richardson [17] und L.B. Lucy [18] entwickelt. Der Algorithmus hat die folgende Form:

$$O^{n+1}(x, y) = \underbrace{\left[\frac{I(x, y)}{(P \times O^n)(x, y)} \times P^t(x, y) \right]}_{\text{Korrekturfaktor}} O^n(x, y) \quad (3.2)$$

Um die Entfaltung in einem verträglichen Zeitrahmen durchzuführen, benutzt der implementierte Algorithmus die schnelle Fourier-Transformation für die Faltungen. Da die ACEM auch negative Werte hat und dadurch die Wahrscheinlichkeiten nicht richtig berechnet werden können, würde der Algorithmus ohne Veränderung falsche Ergebnisse liefern. Da im Algorithmus Wahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Intensität der Bins berechnet werden, darf die Karte nur positive Werte enthalten. Deshalb wird die ACEM vor der Entfaltung um die minimale Intensität in der ACEM nach oben verschoben und danach wieder nach unten. Eine Karte mit ausschließlich Untergrund sollte normal verteilt um Null sein. In Abb. 3.1 ist der Untergrund nach der Entfaltung für eine Verschiebung und ohne Verschiebung gezeigt. Im Falle der Verschiebung ist die Normalverteilung auch gut erkennbar. Ohne Verschiebung kommen jedoch falsche Werte heraus.

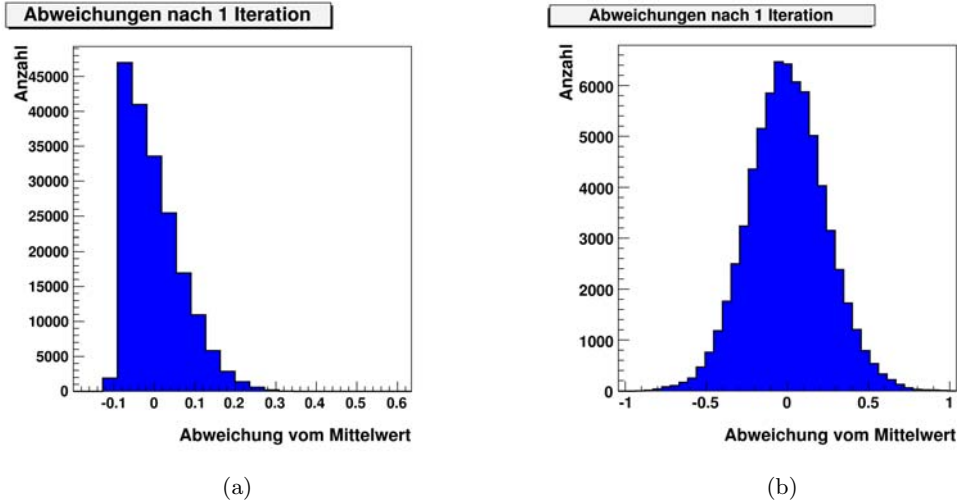


Abbildung 3.1: In (a) wird die ACEM eines reinen Untergrunds nach der Entfaltung gezeigt. In (b) wird hingegen vor dem Entfalten die ACEM nach oben und danach wieder nach unten verschoben. Die Normalverteilung und die damit verbundene Korrektheit ist aber nur in (b) erkennbar.

Der RLA kann die PSF bei keinem zusätzlichem Untergrund komplett entfalten. Mit einem Test für die richtige Implementierung des RLA ist zu überprüfen, ob ohne Unter-

grund eine Punktquelle mit genügend Iterationsschritten rekonstruiert werden kann. In Abb. 3.2 wird ein Schnitt bei fester Deklination durch die Quellposition in der ACEM und dem Ergebnis des RLA für eine Punktquelle ohne Untergrund gezeigt. Zusätzlich sieht man noch die Entwicklung des Korrekturfaktors in Abhängigkeit von den Iterationsschritten. Der Korrekturfaktor konvergiert sehr langsam gegen eins, was soviel bedeutet wie, dass die Wahrscheinlichkeit die Lösung erreicht zu haben, mit jedem Schritt zunimmt. Nach den gewählten 500 Iterationen ist die Entfaltung sehr weit fortgeschritten und die Punktquelle ist gut erkennbar. Um die Punktquelle aber komplett zu entfalten bedarf es noch vieler weiterer Iterationsschritte.

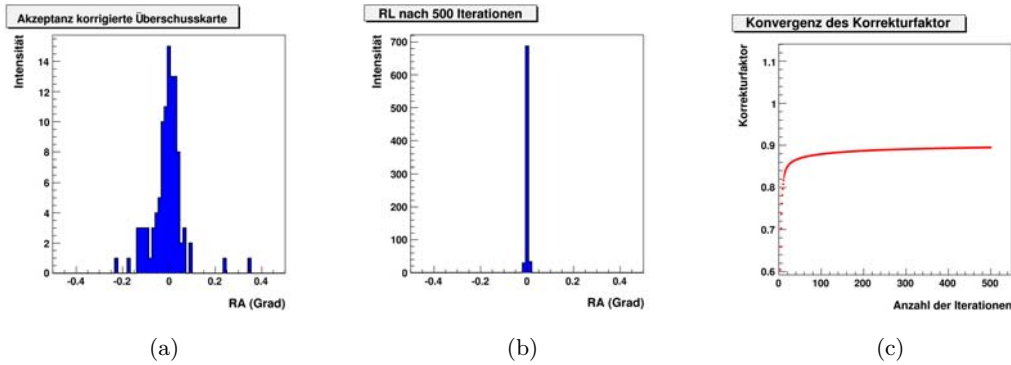


Abbildung 3.2: Entfaltung einer Punktquelle mit dem RLA: In (a) ist ein Schnitt bei fester Deklination durch die Quellposition in der ACEM zu sehen, in (b) der gleiche Schnitt in der Karte des Entfaltungsergebnis nach 500 Iterationen und in (c) die Tatsache, dass der Korrekturfaktor sehr langsam gegen eins konvergiert und mit jeder Iteration die Veränderungen immer kleiner werden.

Schon eine Punktquelle mit Untergrund zeigt eine typische Eigenschaft des RLA. Der Algorithmus entfaltet aus dem Untergrund punktförmige Artefakte heraus (siehe Abb. 3.3(a)). Deshalb wird mit der Anzahl der Iterationen nicht nur die Auflösung verbessert, sondern auch der Untergrund verstärkt. Dies hat nur einen sehr geringen Einfluss auf eine starke Punktquelle, die im Gegensatz zu ausgedehnten Quellen ein viel höheres SBR besitzt. Bei den ausgedehnten Quellen kann die ursprüngliche Struktur der Quelle nicht komplett wiederhergestellt werden, da Artefakte die Karte mit zunehmender Iterationsanzahl dominieren und die Struktur der Quelle im Untergrund verschwindet. In diesem Fall muss ein Kompromiss zwischen der Verbesserung der Auflösung und den sich entwickelnden Artefakten definiert und die Iteration muss an diesem Punkt angehalten werden. Eine genaue Beschreibung des Abbruchkriteriums erfolgt in Abschnitt 3.5. Die durch den Algorithmus auftretenden Artefakte werden für eine Punktquelle und eine Ringquelle bei unterschiedlichen Anzahlen von Iterationen in Abb. 3.3 präsentiert. Für den Vergleich wurden alle Intensitäten der Punktquelle, die höher sind als die maximale Intensität der Ringstruktur, auf diesen Wert reduziert. Schon jetzt kann man qualitativ festhalten, dass Punktquellen länger iteriert werden können, da der Untergrund nur eine kleine Rolle spielt.

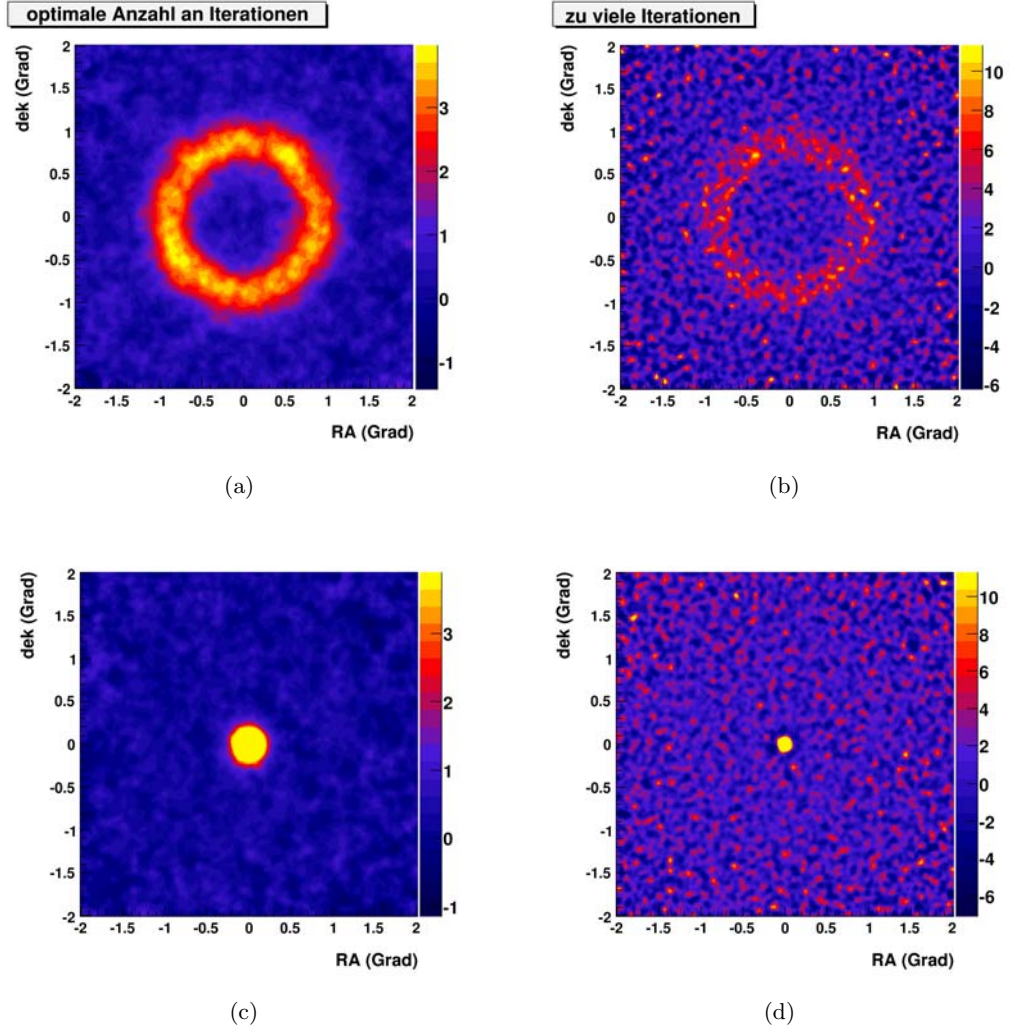


Abbildung 3.3: Es werden für eine Punktquelle und eine Ringstruktur unterschiedliche Anzahl von Iterationen des RLA gezeigt. Zum Vergleichen wurden alle Intensitäten der Punktquelle, die höher sind als die maximale Intensität der Ringstruktur auf diesen Wert reduziert. In (a) und (c) sieht man eine Iteration, in der der Untergrund der Karte noch nicht die Artefakte ausgebildet hat. (b) zeigt eine Iteration, in der die Ringstruktur durch die Artefakte dominiert wird. Die Punktquelle bei gleicher Iterationsanzahl ist davon nicht betroffen (d).

3.3 Wiener Filter

Das Ziel des Wiener Filters (WF) ist es, die optimale Abschätzung $\hat{O}(x, y)$ von der ursprünglichen Struktur $O(x, y)$ zu finden. Die Herleitung ist über den kleinsten mittleren quadratischen Fehler möglich. Im WF wird die aufgenommene Struktur mit dem Filter $G(x, y)$ gefiltert, um die Abschätzung $\hat{O}(x, y)$ zu bekommen.

$$\|O(x, y) - \hat{O}(x, y)\|_2 = \|O(x, y) - G(x, y) \times I(x, y)\|_2$$

Die beste Darstellung des WF zeigt sich im Frequenzraum. Hier sind die Fourier-Transformierten von $\hat{O}(x, y)$, $I(x, y)$, $P(x, y)$, $G(x, y)$ definiert als $\hat{\mathbf{O}}(u_1, u_2)$, $\mathbf{I}(u_1, u_2)$, $\mathbf{P}(u_1, u_2)$, $\mathbf{G}(u_1, u_2)$. Somit kann der WF wie folgt geschrieben werden:

$$\mathbf{G}(u_1, u_2) = \frac{P_{\mathbf{O}}(u_1, u_2)}{P_{\mathbf{O}}(u_1, u_2) + P_{\mathbf{B}}(u_1, u_2)}$$

wobei $P_{\mathbf{O}}(u_1, u_2)$ und $P_{\mathbf{B}}(u_1, u_2)$ die Leistungsspektren „power spectra“ der Originalstruktur ohne Untergrund und des Untergrunds sind. Damit ergibt sich die Abschätzung der Fourier-Transformierten ursprünglichen Struktur zu:

$$\hat{\mathbf{O}}(u_1, u_2) = \frac{\mathbf{I}(u_1, u_2)}{\mathbf{P}(u_1, u_2)} \times \mathbf{G}(u_1, u_2)$$

Das grundsätzlich richtige Verhalten des WF zeigt sich in seinen beiden Extremfällen. Wenn kein Untergrund vorhanden ist, dann wird G eins und man erhält die optimale Abschätzung allein durch das Dividieren der beobachteten Karte durch die PSF. Wenn hingegen kein Signal enthalten ist, dann geht G nach Null und die beobachtete Karte wird nicht verändert. Die Hauptproblematik in der Implementierung des WF ist die Abschätzung der Leistungsspektren. Momentan wird dies allein durch eine visuelle Bestimmung gemacht. Die Leistungsfähigkeit des WF wird in Abb. 3.4 für eine Ringquelle mit unterschiedlicher Statistik gezeigt.

Für die oberen Karten ist eine typische Anzahl von Photon-Ereignissen, wie sie in der Gammastrahlungsastronomie vorherrscht, verwendet worden. Hingegen wurde eine um den Faktor 10^3 höhere Anzahl in der unteren Reihe verwendet. Im Bereich von höherer Statistik sieht man die Qualität des WF. Im Bereich der Gammastrahlungsastronomie ist die Statistik so gering, dass die zugrunde liegende Struktur noch nicht komplett ausgebildet ist und man allein durch die Quelle starke Fluktuation in den Karten hat. Die Unterscheidung zwischen Untergrund und Struktur wird damit deutlich schwieriger und somit auch die Anwendung von Bildfiltern.

3.4 Wiener-Lucy-Chain

Der RLA bestimmt seinen Korrekturterm allein im Realraum und hat das Problem der Untergrundverstärkung, was zu einem Verlust von lokalen Informationen der ursprüng-

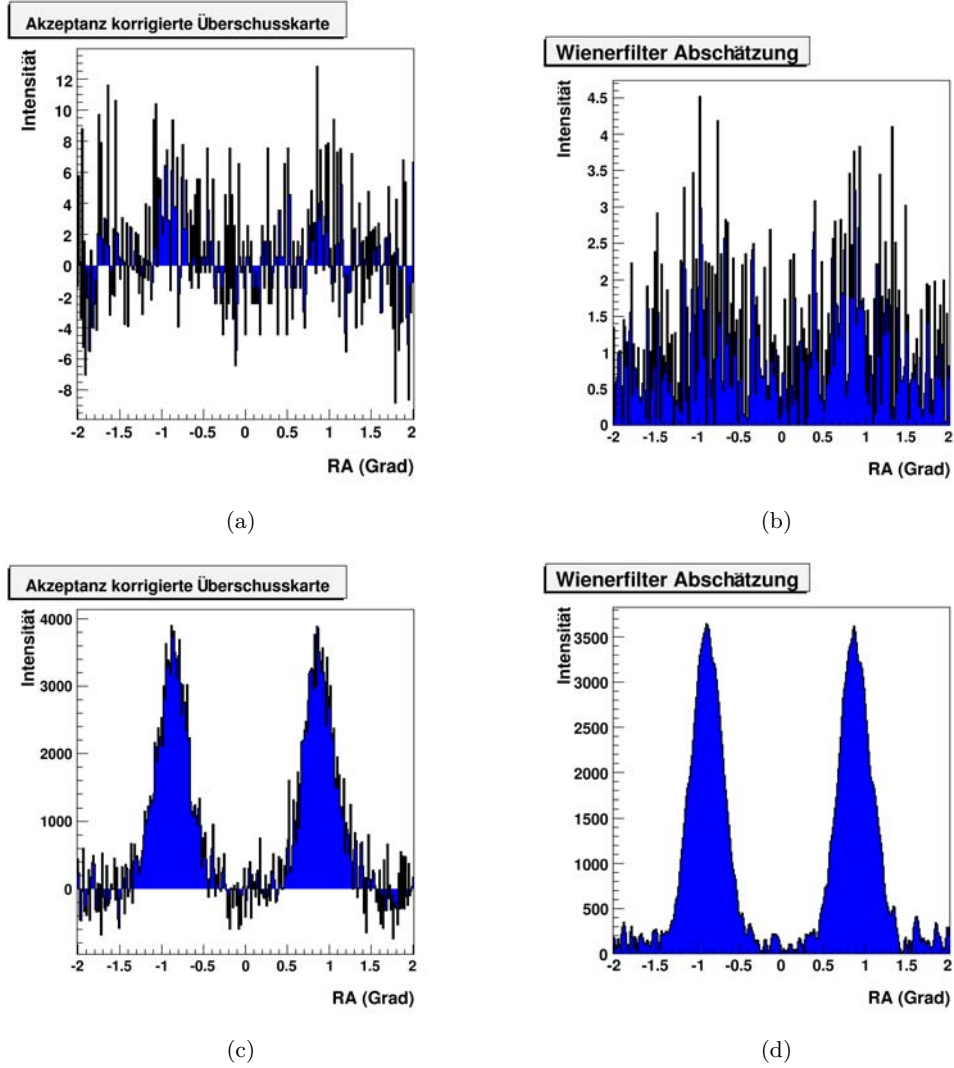


Abbildung 3.4: gezeigt wird die Anwendung des Wiener Filter auf die ACEM einer Ringquelle bei verschiedener Statistik. In (a) und (c) ist die Statistik in der typischen Größenordnung der Gammastrahlungsastronomie. Es ist der Schnitt bei fester Deklination durch die Quellposition in der ACEM bzw. der gefilterten Struktur gezeigt. In (b) und (d) ist eine um einen Faktor 10^3 höhere Statistik verwendet worden. Man sieht den gleichen Schnitt durch die ACEM bzw. die gefilterten Struktur.

lichen Struktur führt. Der WF arbeitet im Frequenzraum und verliert ebenfalls lokale Informationen durch das Filtern von Frequenzen. Wenn man nun in beiden Räumen arbeitet, sollten sich diese Probleme verringern, da der Verlust von lokalen Informationen eines Raums im anderen Raum wiederhergestellt werden kann.

Die Wiener-Lucy-Chain (WLC) folgt genau diesem Ansatz und ist eine Kombination des RLA und des WF. Es ist ein iteratives Verfahren, wobei ein Iterationsschritt aus einem Wiener Filter zur Unterdrückung des Untergrunds und einer einzelnen Iteration des RLA besteht. Ein Nachteil der WLC ist, dass im Gegensatz zum RLA die Gesamtintensität der Karte nicht erhalten bleibt. Die WLC und ihre Eigenschaften sind in der Veröffentlichung von F. Tsumuraya [19] dargestellt. Die gleiche Ringstruktur, die auch schon beim RLA und WF benutzt wurde, wird mit der WLC entfaltet (siehe in Abb. 3.5).

Man erkennt die gröbere Struktur der WLC-Karten im Vergleich zu denen des RLA. Dies ist durch den zusätzlichen Einsatz des WF bedingt. Die Ergebnisse des Entfaltens sind aber ähnlich zu denen des RLA. Speziell bei Punktquellen zeigt sich ein Unterschied zwischen der WLC und des RLA. Da durch das Filtern der Untergrund unterdrückt wird, kann eine Punktquelle nur bis zu einem bestimmten Grad entfalten werden. Jede weitere Verbesserung durch den Iterationsschritt des RLA wird vom Wiener Filter als Untergrund betrachtet und wieder geglättet. In Abb. 3.6 ist die ACEM, das Ergebnis der Entfaltung der WLC und der Korrekturfaktor in Abhängigkeit von den Iterationsschritten für eine Punktquelle dargestellt. Die Punktquelle kann nicht entfaltet werden und der Korrekturfaktor konvergiert nicht gegen eins sondern gegen einen etwas höheren Wert. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der RLA weiter entfalten könnte, aber die Verbesserung durch den WF stets aufgehoben wird.

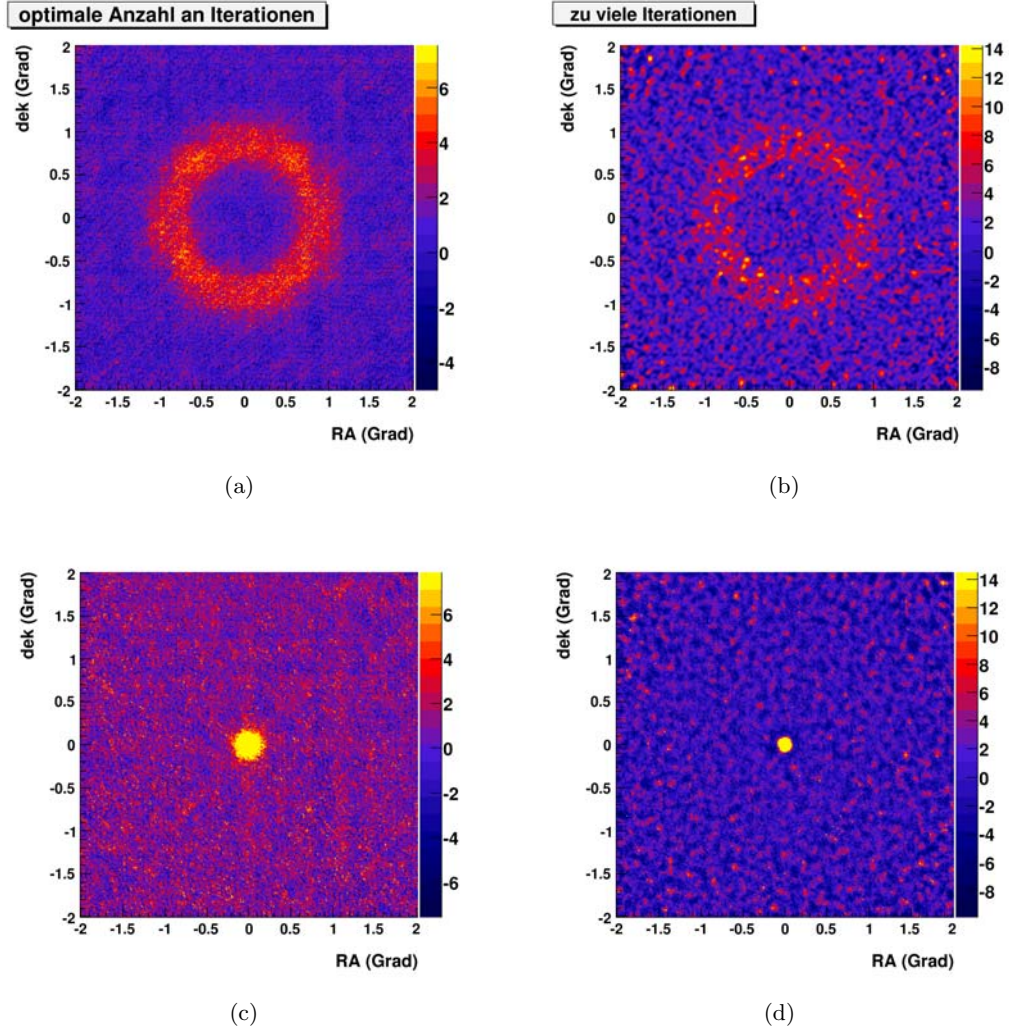


Abbildung 3.5: Es werden für eine Punktquelle und eine Ringstruktur unterschiedliche Anzahl von Iterationen der WLC gezeigt. Zum Vergleichen wurden alle Intensitäten der Punktquelle, die höher sind als die maximale Intensität der Ringstruktur auf diesen Wert reduziert. In (a) und (c) sieht man eine Iteration, in der der Untergrund der Karte noch keine Artefakte ausgebildet hat. Im Vergleich zum RLA ist Struktur gröber bedingt durch den Einsatz des Wiener-Filters (b) zeigt eine Iteration, in der die Ringstruktur durch die Artefakte dominiert wird. Die Punktquelle bei gleicher Iterationsanzahl ist davon nicht betroffen (d).

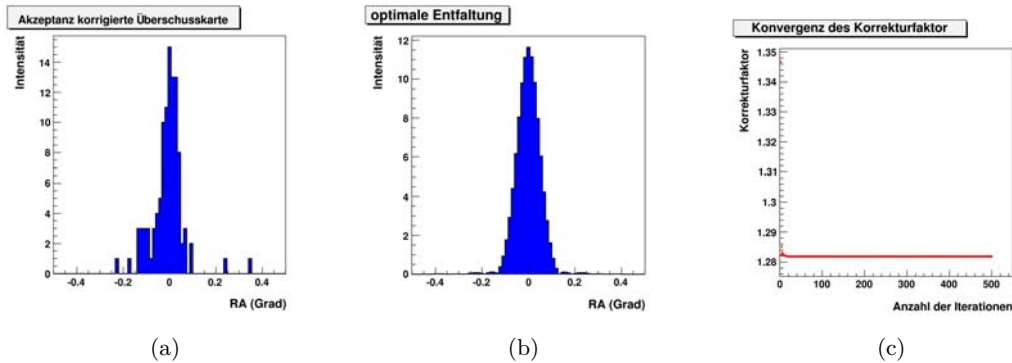


Abbildung 3.6: Entfaltung einer Punktquelle mit der WLC: In (a) ist ein Schnitt bei fester Deklination durch die Quellposition in der ACEM zu sehen, in (b) der gleiche Schnitt in der Karte des Entfaltungsergebnis nach 500 Iterationen gezeigt. In (c) kann man erkennen, dass der Korrekturfaktor nicht gegen eins sondern einen etwas höheren Wert konvergiert. Dies ist dadurch bedingt, dass ab einem bestimmten Grad die Verbesserung durch den Iterationsschritt des RLA vom WF wieder aufgehoben wird.

3.5 Abbruchkriterien

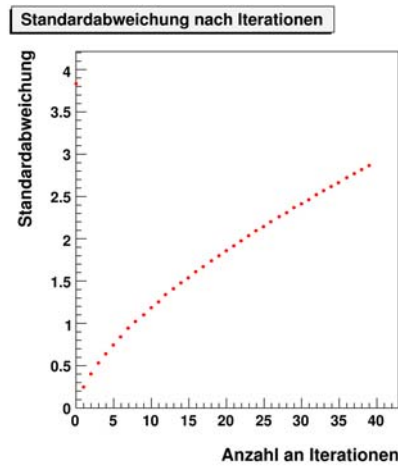
In den vorherigen Abschnitten zum RLA und der WLC wurde gezeigt, dass ein Abbruchkriterium für die Algorithmen benötigt wird, da sich sonst die Ergebnisse nach einer optimalen Iterationsanzahl der Entfaltung wieder verschlechtern. In diesem Abschnitt werden dazu verschiedene Kriterien präsentiert. Abschließend wird ein Vergleich zwischen den verschiedenen Methoden gezogen.

3.5.1 Standardabweichung des Untergrunds

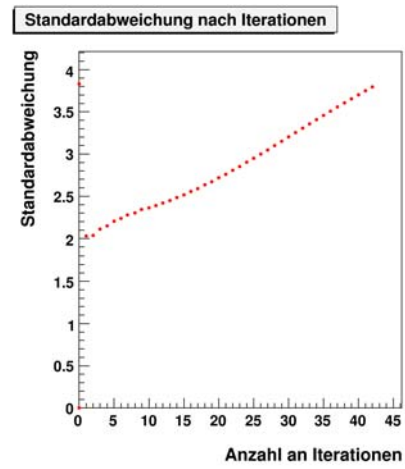
Ein erster Ansatz bestand darin, zu untersuchen, ob aus dem Verhalten des Untergrunds beim Entfalten ein Abbruchkriterium gewonnen werden kann. Dazu wurde eine reine Untergrundkarte ohne Quelle simuliert und untersucht, wie sich die Standardabweichung der Intensitäten des Untergrunds vom Mittelwert mit den Iterationsschritten entwickelt. Hierbei zeigt sich, dass nach der ersten Iteration die Standardabweichung in jeder Iteration zunimmt und man daraus keine Informationen gewinnen kann. Dies geschieht sowohl für den RLA, als auch für die WLC. In Abb. 3.7 werden die Entwicklungen der Standardabweichung mit der Anzahl an Iterationen und zusätzlich die Abweichungen des Untergrunds vom Mittelwert in der ersten und der 40-sten Iteration gezeigt.

3.5.2 Vergleich zur Originalstruktur

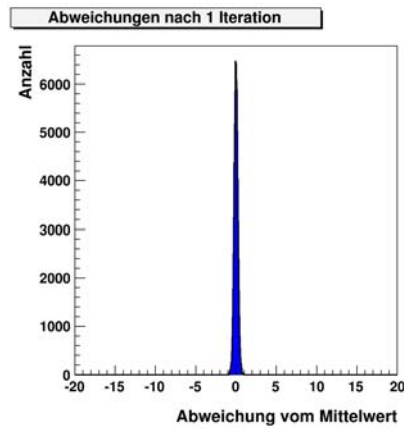
Nachdem der erste Ansatz keinen Erfolg brachte, wird die optimale Iteration der Entfaltung über den Vergleich zwischen dem Modell bzw. der Originalstruktur der Quelle



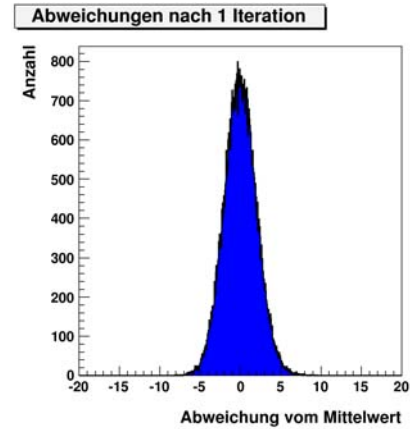
(a) RLA



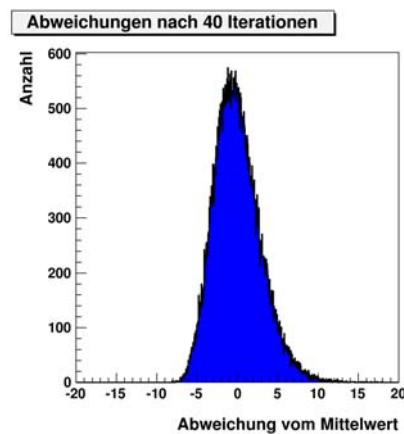
(b) WLC



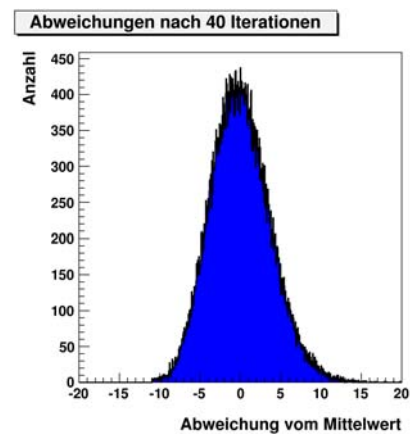
(c) RLA



(d) WLC



(e) RLA



(f) WLC

Abbildung 3.7: Entfaltung des Untergrunds mit dem RLA und der WLC: In (a) und (b) wird die Standardabweichung des RLA bzw. der WLC, die nach der ersten Iteration kontinuierlich ansteigen, gezeigt. In (c) und (d) sind die Abweichungen nach der ersten Iteration und in (e) und (f) nach der 40-ten Iteration zu sehen.

(OS) und der entfalteten Karte ermittelt. Hierzu wird eine kreisförmige Region um die OS mit einem um $0,25^\circ$ größeren Radius als der Radius der OS definiert. Dieser etwas größere Radius wurde gewählt, damit der Vergleich hauptsächlich die Quelle und zu geringen Teilen den Untergrund berücksichtigt. In dieser Vergleichsregion wird dann der mittlere quadratische Fehler (RMS) zwischen Entfaltungsergebnis und Modell bestimmt. Dies kann als eigenständiges Abbruchkriterium betrachtet werden, indem man für reale Daten genügend viele Simulationen durchführt und daraus die optimale Iteration bestimmt. Außerdem dient diese Methode zur Überprüfung anderer Ansätze auf ihre Tauglichkeit als Abbruchkriterium. In Abb. 3.8 ist die ACEM, der mittlere quadratische Fehler innerhalb der Vergleichsregion, das Modell und die Entfaltung mit dem RLA für eine Kreisstruktur zu sehen. Die Struktur hat einen Radius von $0,01^\circ$ und ein SBR von 10:1. Man sieht deutlich, dass die entfaltete Karte näher als die ACEM am Modell liegt. Im Graph des RMS ist außerdem die optimale Iteration enthalten. Sie ist dann erreicht, wenn der RMS am kleinsten ist.

3.5.3 Vergleich zur Struktur nach dem Wiener Filter

Da man bei realen Daten nicht die OS kennt, wurde neben dem Simulationsansatz noch eine weitere Methode untersucht. Der in diesem Kapitel bereits eingeführte Wiener Filter wird hierfür verwendet. Anstatt der OS wird die Struktur nach dem Wiener Filter (WFS) für die Berechnung des RMS verwendet. Es zeigt sich aber bereits für diese Kreisstruktur, dass der RLA früher als optimal für diese OS abgebrochen wird (siehe Abb. 3.9). Rein visuell betrachtet ergibt das Ergebnis des RLA mit dem Vergleich zur WFS eine etwas breitere Struktur als der RLA mit dem Vergleich zur OS und weicht damit mehr vom Modell ab. Quantitativ sieht man dies im Graphen zum RMS. Nach der Vergleichsmethode beurteilt wird die beste Entfaltung früher erreicht und der minimale RMS liegt ungefähr einen Faktor 2 höher.

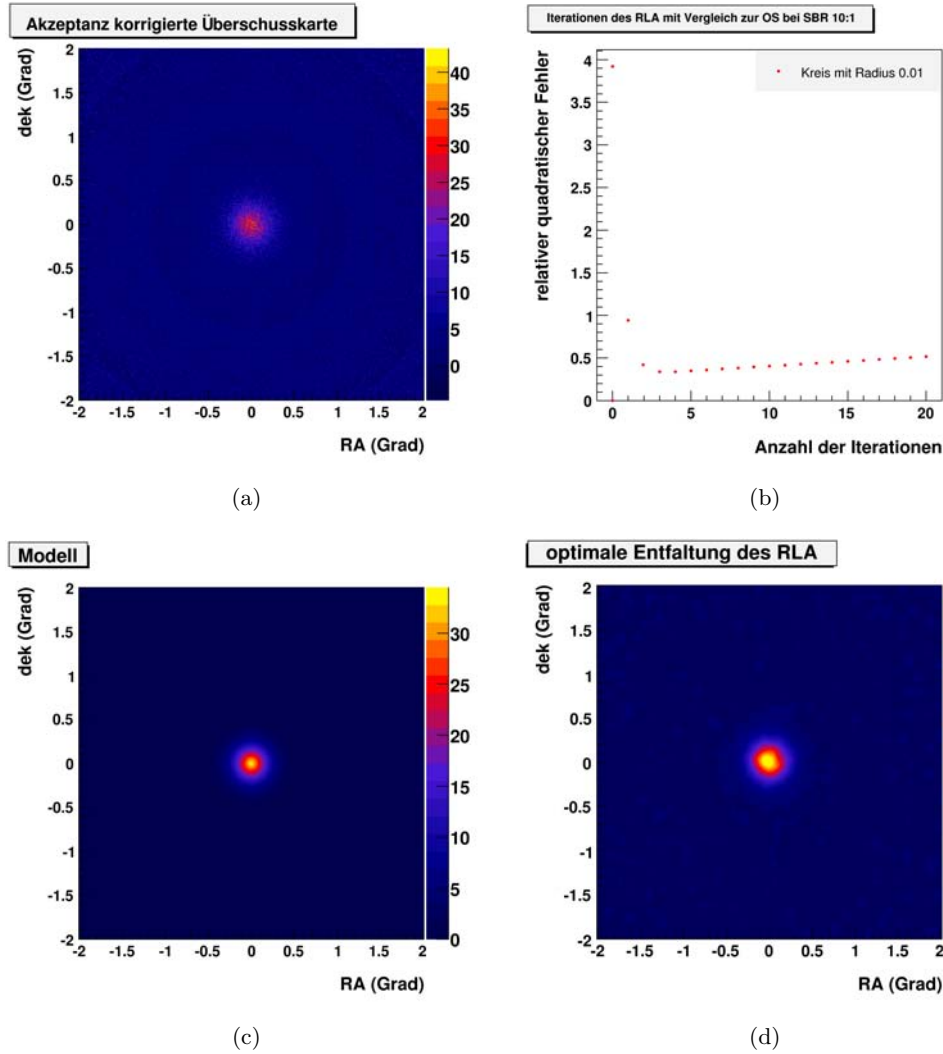


Abbildung 3.8: Abbruchkriterium mit bekannter Originalstruktur: In (a) ist die ACEM einer Kreisstruktur mit Radius $0,01^\circ$ und einem SBR von 10:1 gezeigt und in (b) die Entwicklung des RMS zwischen Modell und entfalteter Karte in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationsschritten. Die optimale Iteration ist definiert über den minimalen RMS. (c) illustriert das simulierte Modell und (d) beinhaltet die optimale entfaltete Karte.

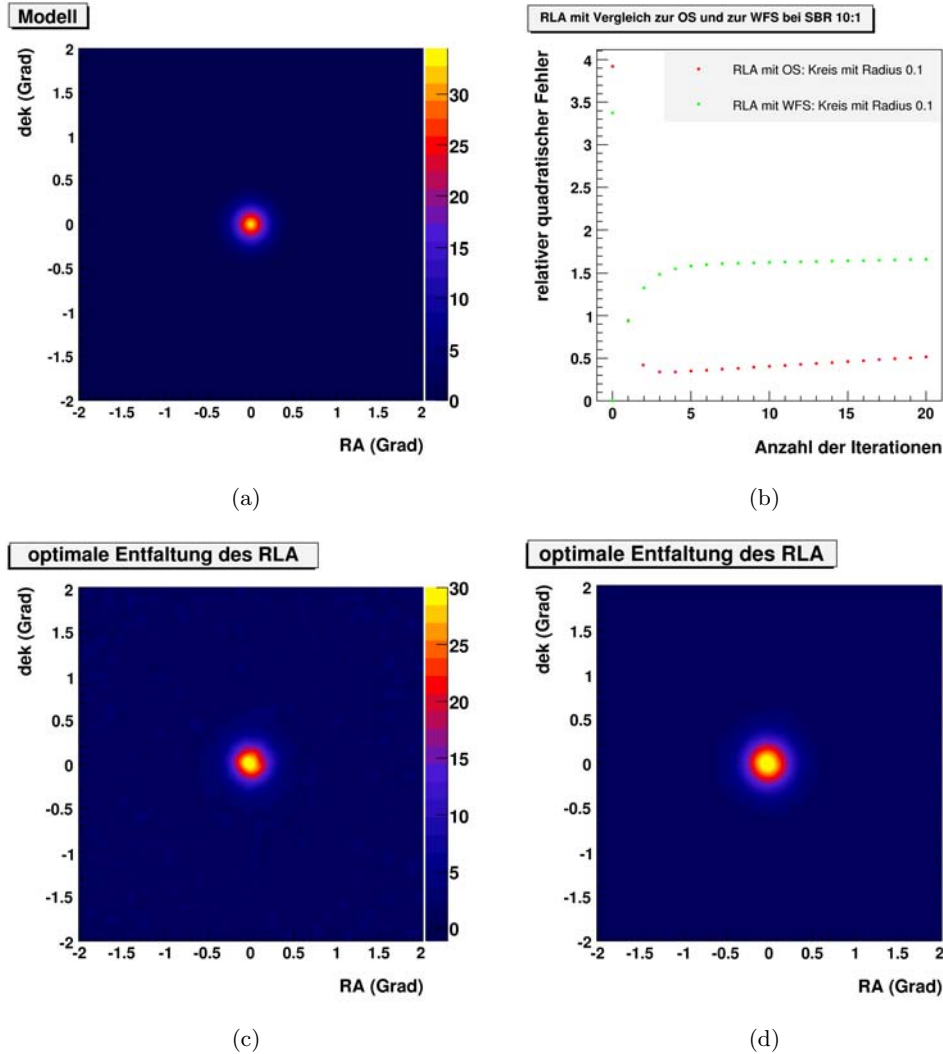


Abbildung 3.9: Abbruchkriterium für den RLA im Vergleich zur OS und zur WFS: In (a) ist das Modell einer Kreisstruktur mit Radius $0,01^\circ$ und einem SBR von 10:1 gezeigt. In (b) sieht man die unterschiedliche Entwicklung des RMS zwischen OS bzw WFS und der entfalteten Karte in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationsschritten. Die optimale Iteration ist definiert über den minimalen RMS. Der RLA mit dem Vergleich zur OS ist um einen Faktor 2 besser. In (c) und (d) sieht man die optimalen entfalteten Karten für den RLA im Vergleich zur OS und zur WFS. Auch rein visuell erkennt man, dass der RLA im Vergleich zur OS näher an der OS liegt.

3.5.4 Simulationen zu den Abbruchkriterien

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der verschiedenen Methoden an Hand von verschiedenen Modellstrukturen gezeigt. Die Methoden sind der RLA im Vergleich zur Originalstruktur und dem Vergleich zur Struktur nach dem Wiener Filter (WFS), sowie die WLC im Vergleich zur Originalstruktur. Ein Vergleich der WLC zur WFS macht keinen Sinn, da zu Beginn des Algorithmus der WF durchgeführt wird und somit stets die erste Iteration als Optimum herauskommt. In den Graphen wird der RMS in Abhängigkeit vom Iterationsschritt gezeigt.

In der ersten Versuchsreihe werden die Ergebnisse für eine Punktquelle mit verschiedenen SBR miteinander verglichen. Hierbei zeigen sich die Effekte, die bereits in diesem Kapitel angesprochen wurden, quantitativ, sowie neue Effekte. Um eine Punktquelle zu entfalten, bedarf es sehr vieler Iterationen des RLA. Die WLC entfaltet anfangs genauso gut wie der RLA, läuft dann aber in ein Gleichgewicht zwischen dem Filtern und Entfalten und verbessert sich nicht mehr. Der Vergleich des RLA zur WFS eignet sich nicht, da bereits mit Ausnahme von kleinem SBR nach wenigen Iterationen abgebrochen wird. Für die anderen Methoden spielt das SBR keine Rolle für die Anzahl der optimalen Iteration bei einer Punktquelle. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.10 dargestellt:

Die zweite Versuchsreihe vergleicht die Ergebnisse einer Kreisstruktur mit einem festen SBR von 10:1 und verschiedenen Radien. Beim RLA mit dem Vergleich zur OS erkennt man deutlich, dass mit zunehmendem Radius die optimale Iteration immer kleiner wird. Sie liegt stets im Bereich von wenigen Iterationen. Die WLC liefert auch hier wieder ähnliche Ergebnisse wie der RLA und bildet später erneut ein Gleichgewicht zwischen WF und Entfalten aus. Der minimale quadratische Fehler ist aber besser als bei Anwendung des RLA. Bei diesem Beispiel liefert der RLA im Vergleich zur WFS wieder eine zu kurze Iterationsanzahl und ist damit ungeeignet. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.11 gezeigt.

In der dritten Versuchsreihe wird die gleiche Kreisstruktur mit einem festen Radius von $0,01^\circ$ genommen, wobei diesmal das Signal-Untergrund-Verhältnis variiert wird (siehe Abb. 3.12). Im Gegensatz zu Punktquellen hat hier das SBR einen Einfluss auf die optimale Iteration des RLA. Je höher das SBR ist, desto mehr Entfaltungsschritte des RLA sind möglich. Die WLC liefert wieder ähnliche Ergebnisse, aber nie bessere. Der Vergleich zur WFS funktioniert mit steigendem SBR immer besser, übertrifft aber nie die Ergebnisse, die mit dem Vergleich zur OS erzielt werden.

In der vierten Versuchsreihe wird eine Ringstruktur mit einem inneren Radius von $0,5^\circ$ und einem äußeren Radius von $0,75^\circ$ untersucht, bei dem das SBR variiert wird (siehe Abb. 3.13). Auch hier zeigt sich wie bei der Kreisstruktur, dass mit einem höheren SBR mehr Iterationen durchgeführt werden können. Der Vergleich zur WF liefert erneut schlechtere Ergebnisse und die WLC wieder ähnliche Ergebnisse wie der RLA mit dem Vergleich zur OS.

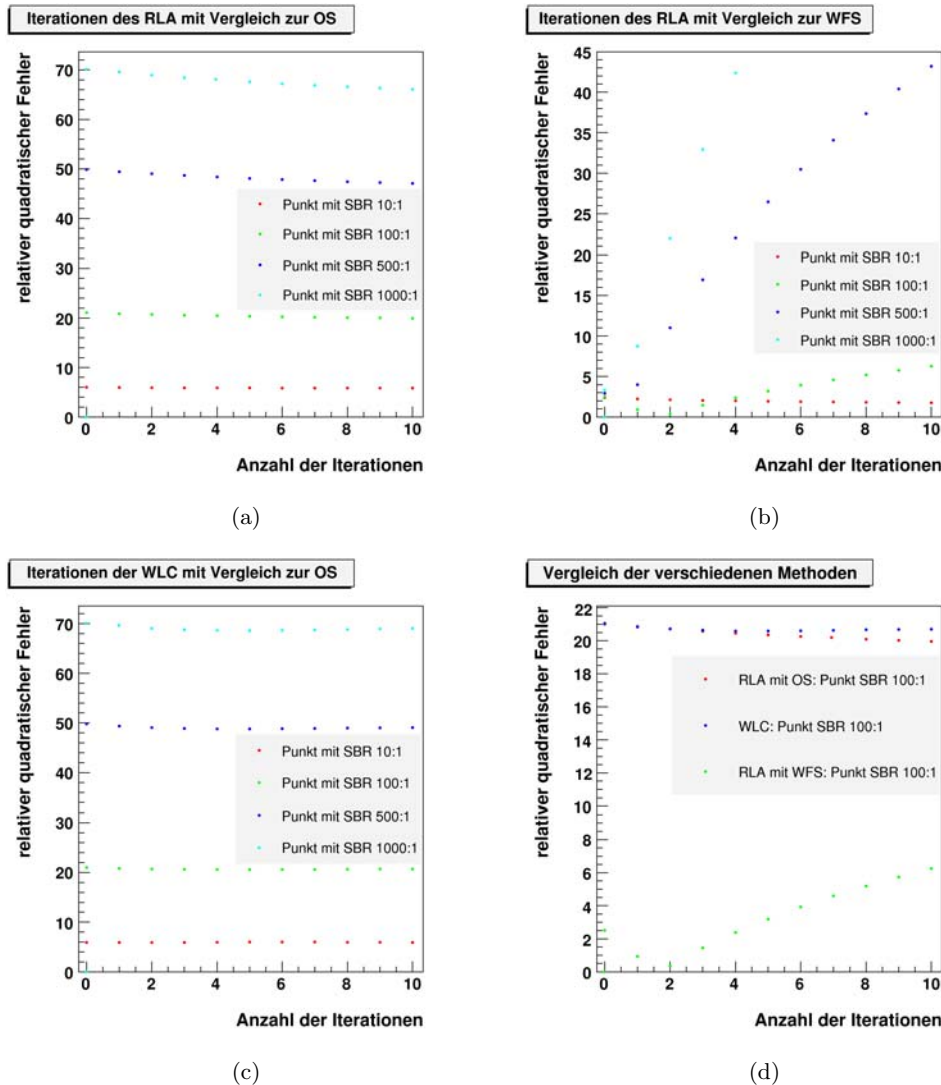


Abbildung 3.10: Abbruchkriterium für eine Punktquelle: In (a) und (c) erkennt man, dass man sehr lange für eine Punktquelle mit dem RLA bzw. der WLC entfalten kann. Aus (b) wird klar, dass der Vergleich des RLA zur WFS für Punktquellen nicht geeignet ist, da außer für ein kleines SBR nach wenigen Iterationen abgebrochen wird. In (d) werden die Methoden untereinander verglichen. Der RLA im Vergleich zur OS und die WLC liefern ähnliche Ergebnisse, wobei die WLC sich später nicht mehr verbessert. Der RLA im Vergleich zur WFS hat zwar den geringeren Fehler zwischen den Vergleichspartnern, bricht aber viel zu früh ab. Da nicht mit der OS verglichen wird, kann man auch quantitativ nicht von einer Verbesserung sprechen, da dies nur mit dem Vergleich zur OS gilt.

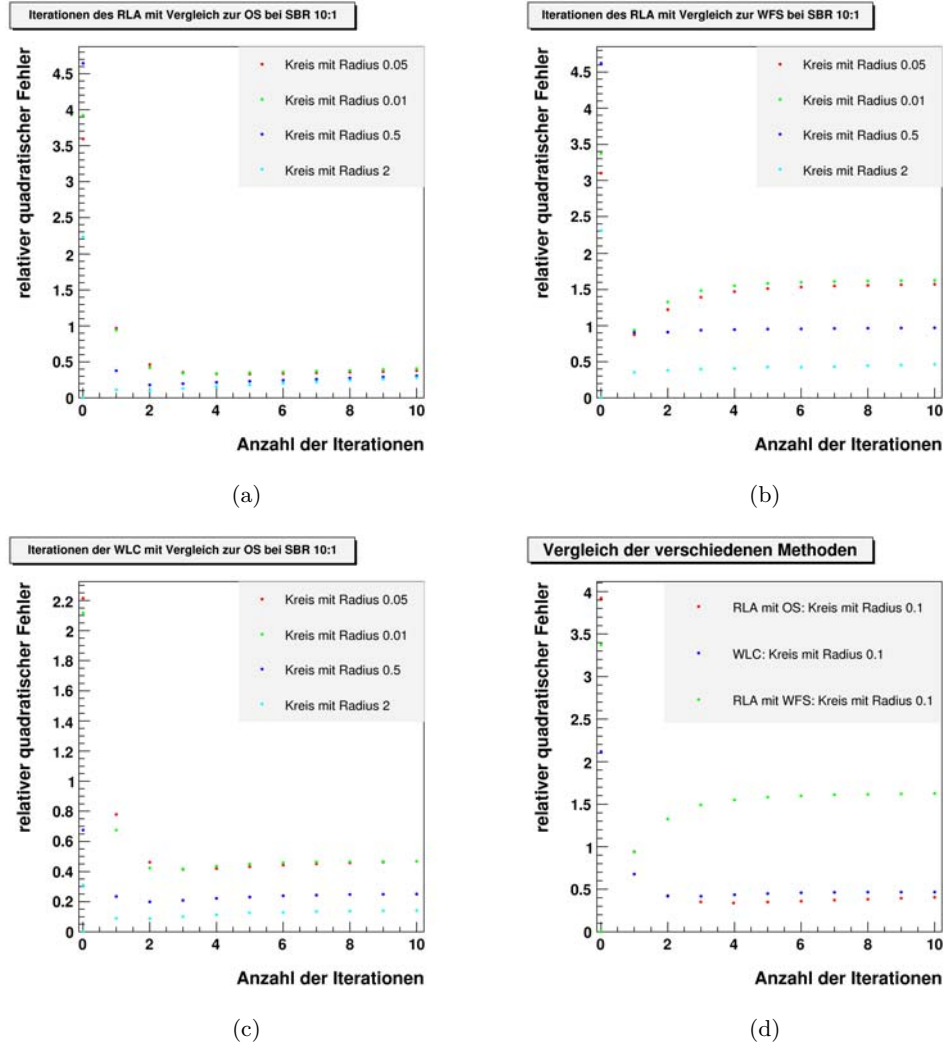


Abbildung 3.11: Abbruchkriterium für eine Kreisquelle mit SBR 10:1 und verschiedenen Radien: In (a) und (c) erkennt man, dass mit zunehmendem Radius die optimale Iteration des RLA im Vergleich zur OS bzw. der WLC mit immer weniger Iterationen erreicht wird. In (b) wird belegt, dass der Vergleich des RLA zur WFS auch für ausgedehnte Quellen zu früh abbricht und damit ungeeignet ist. In (d) werden die Methoden untereinander verglichen. Der RLA im Vergleich zur OS und die WLC liefern ähnliche Ergebnisse, wobei die WLC einen minimal schlechteren RMS hat. Der RLA mit dem Vergleich zur WFS liefert auch hier wieder eine zu kurze Iterationsanzahl und ist daher ungeeignet.

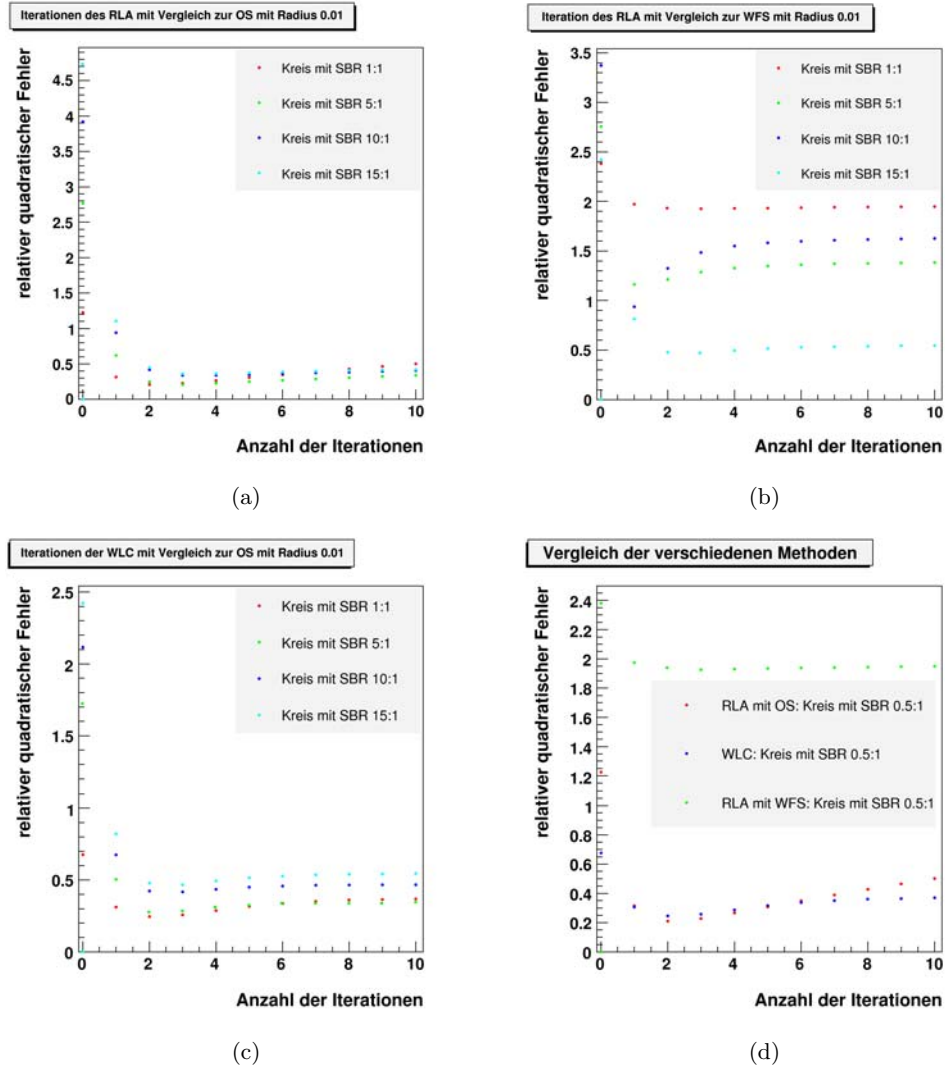


Abbildung 3.12: Abbruchkriterium für eine Kreisquelle mit einem festen Radius $0,01^\circ$: In (a) und (c) erkennt man, dass mit einem höheren SBR immer mehr Entfaltungsschritte des RLA im Vergleich zur OS bzw. der WLC durchgeführt werden können. In (b) sieht man, dass der Vergleich des RLA zur WFS mit der Erhöhung des SBR verbessert wird, ohne die Ergebnisse, die mit dem Vergleich zur OS erzielt werden, zu übertreffen. In (d) werden die Methoden untereinander verglichen. Der RLA im Vergleich zur OS und die WLC liefern ähnliche Ergebnisse, wobei die WLC wieder einen minimal schlechteren RMS hat. Der RLA im Vergleich zur WFS liefert hier ähnliche Ergebnisse wie für den RLA im Vergleich zur OS.

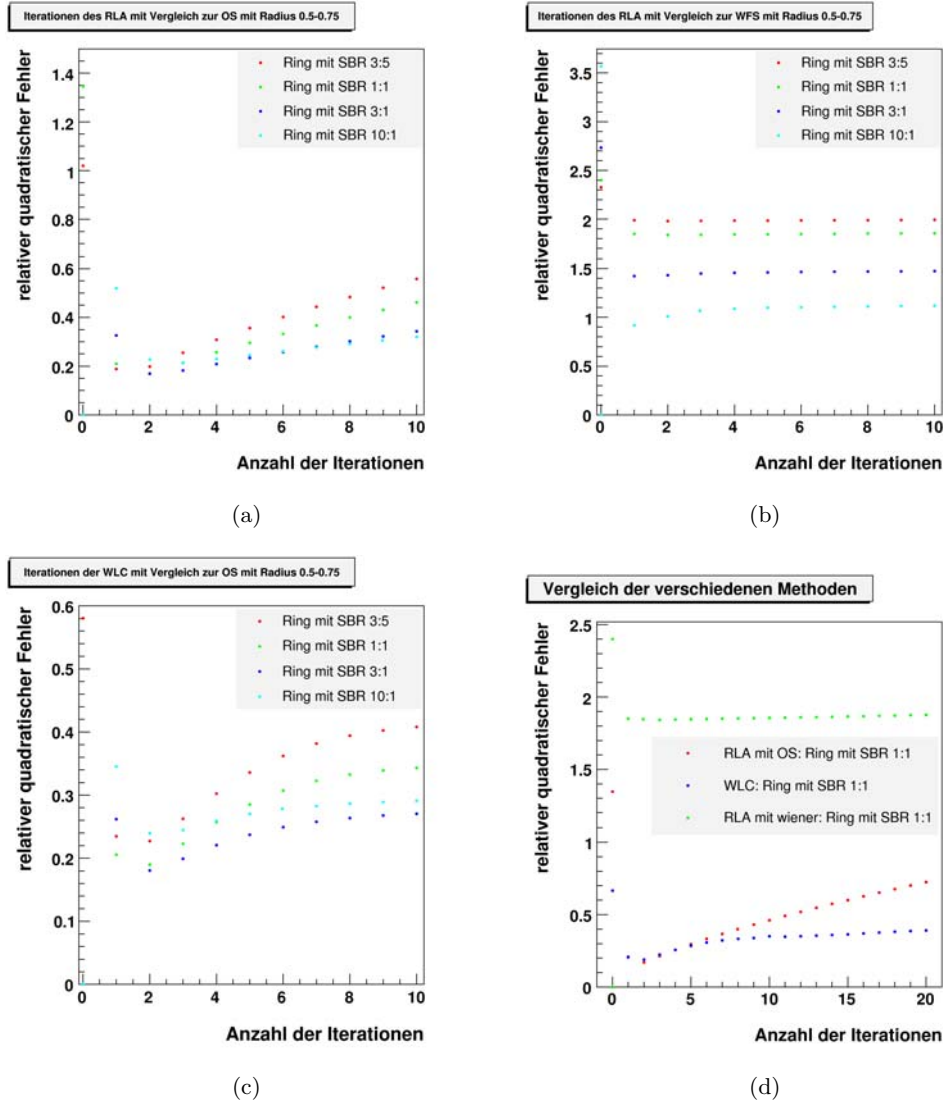


Abbildung 3.13: Abbruchkriterium für eine Ringquelle mit einem inneren Radius von $0,5^\circ$ und einem äußeren Radius von $0,75^\circ$: In (a) und (c) erkennt man, dass wie bei der Kreisstruktur mit höherem SBR immer mehr Entfaltungsschritte des RLA im Vergleich zur OS bzw. der WLC durchgeführt werden können. In (b) zeigt sich, dass der Vergleich des RLA zur WFS mit der Erhöhung des SBR wieder keine Verbesserung bringt. In (d) werden die Methoden untereinander verglichen. Der RLA im Vergleich zur OS und die WLC liefern ähnliche Ergebnisse, wobei die WLC wieder einen minimal schlechteren RMS hat. Der RLA im Vergleich zur WFS liefert hier erneut nur unzureichende Ergebnisse.

4 Vergleich mit realen Daten

Auf der Basis der im vorherigen Kapitel 3 erzielten Ergebnisse wird im Folgenden die Entfaltung auf zwei reale Datensätze angewandt. Es sind die Daten von den Supernova-Überresten RX J1713.7 – 3946 und RX J0852.0 – 4622, die sich durch ihre starke Helligkeit auszeichnen. Bei der Analyse der beiden Quellen wurden „hard-cuts“ verwendet, die von allen bei H.E.S.S. verwendeten Schnitten die beste Punktauflösung besitzen. Zur Quantifizierung der Verbesserung der morphologischen Auflösung wird die Korrelation der Daten zu Röntgen-Daten bestimmt. Dies ist darauf begründet, dass die Röntgenstrahlung und die Gammastrahlung am gleichen Ort in der Quelle erzeugt werden. Bei RX J1713.7 – 3946 wird die Korrelation zu ASCA Röntgendaten bestimmt. ASCA besitzt eine Punktauflösung von $\approx 0.1^\circ$, was im Bereich der Genauigkeit von H.E.S.S. liegt. Bei RX J0852.0 – 4622 wird die Korrelation zu ROSAT Röntgendaten bestimmt. Im Gegensatz zu ASCA besitzt Rosat eine bessere Punktauflösung von $\approx 5''$. Da der Vergleich des RLA zur WFS und die Standardabweichung des Untergrunds nicht als Abbruchkriterium benutzt werden können, wird die optimale Iteration des RLA und der WLC allein aus Simulationen bestimmt.

4.1 Supernova-Überrest RX J1713.7–3946

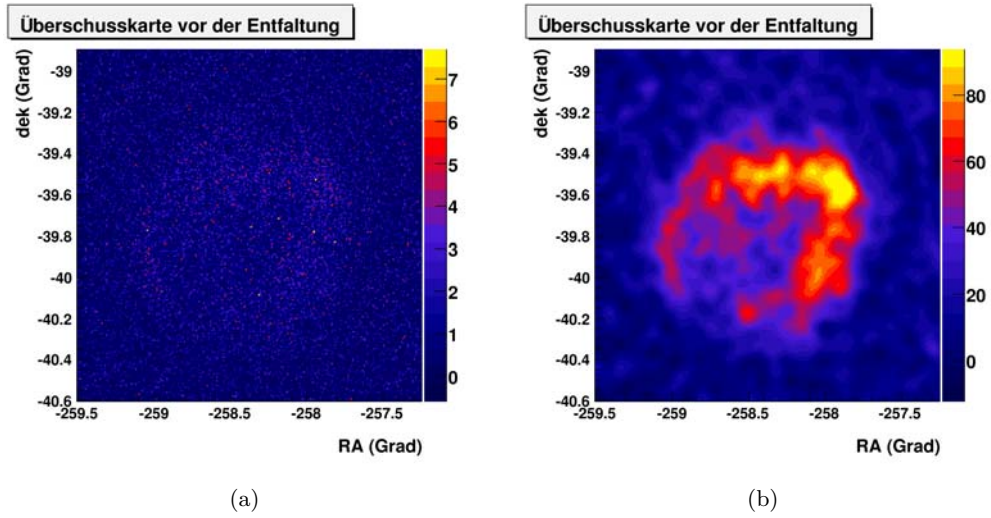
Der Nord-Westliche Teil des Supernova-Überrest (SNR) RX J1713.7 – 3946 wurde im Energiebereich der Gammastrahlung von der CANGAROO Kollaboration im Jahre 1998 entdeckt (siehe [20]). Die Entdeckung wurde dann von H.E.S.S. im Jahre 2004 bestätigt, womit erstmals die Existenz einer Gammastrahlungsquelle in diesem Energiebereich von zwei unabhängigen Experimenten gezeigt wurde (siehe [21]). Die H.E.S.S. Daten wurden zwischen Mai 2004 bis August 2007 mit vier Teleskopen in insgesamt 52,78 Stunden aufgenommen und man hat dabei eine Signifikanz von $\approx 39\sigma$ erzielt. Die Beobachtungen wurden bei Zenitwinkeln von $16\text{--}67^\circ$ und Offset von $0,4\text{--}0,8^\circ$ vom Kamerazentrum durchgeführt. Für die Entfaltung muss die PSF bekannt sein. Da unter verschiedenen Zenitwinkeln und unterschiedlichen Offsets beobachtet wurde, wird die PSF für den mittleren Zenitwinkel und Offset verwendet. Diese mittleren Werte werden aus der Mittelung über die einzelnen „runs“ bestimmt, wobei die einzelnen Werte mit der Observationszeit gewichtet sind. Als Untergrund-Modell wird das Region-Untergrund Modell benutzt. Alle Parameter der Beobachtung sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

In Abb. 4.1 wird die ACEM des Supernova-Überrests und die mit einem Gaus von $\sigma = 0,03^\circ$ geglättete ACEM gezeigt.

In der geglätteten ACEM erkennt man deutlich die Schalenstruktur mit einem Durchmesser von $\approx 1^\circ$ und einer Breite von $0,03^\circ$, die im Nord-Westen heller ausgeprägt ist.

Daten von	2004-2007
Beobachtungszeit	52,78 Std.
Schnittkonfiguration	„hard-cuts“
Signifikanz	39σ
mittlerer Zenitwinkel	50°
mittlerer Offset	1°
Untergrundabschätzung	Region-Untergrund Modell

Tabelle 4.1: Die Beobachtungsparameter für RX J1713.7–3946

Abbildung 4.1: (a) die ACEM von RX J1713.7 – 3946 und (b) die ACEM, dieses Mal aber mit einem Gaus von $\sigma = 0,03^\circ$ geglättet.

Aus simulierten Ringquellen mit diesen Parametern erhält man eine optimale Iteration von vier Entfaltungsschritten für beide Algorithmen. Wenn man die Entfaltung mit dieser Anzahl durchführt, kommt man zu den folgenden in Abb. 4.2 gezeigten Ergebnissen für den RLA bzw. der WLC.

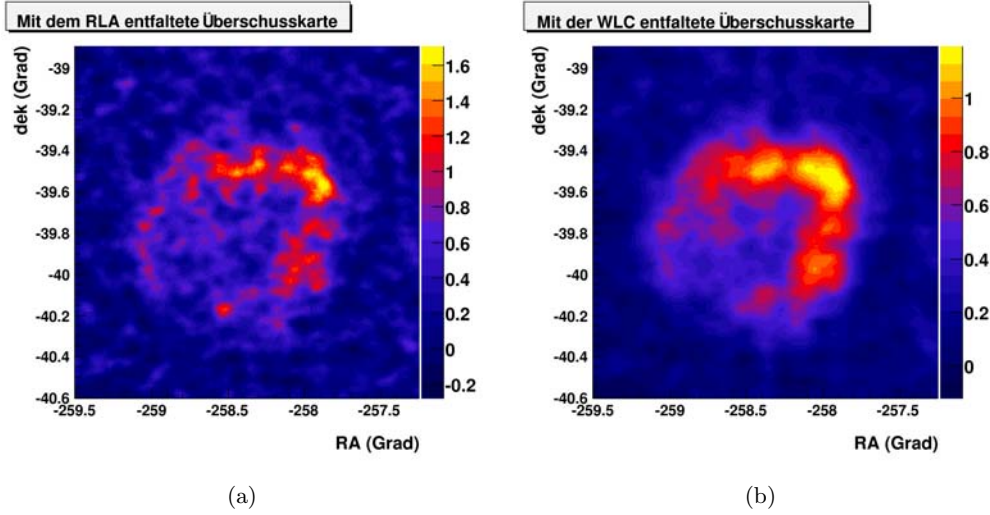


Abbildung 4.2: Entfaltung von RX J1713.7 – 3946: (a) das Ergebnis der Entfaltung mit vier Iterationen des RLA. (b) das Ergebnis der WLC bei vier Iterationsschritten.

Nun wird die Korrelation zwischen den Röntgen-Daten und den H.E.S.S.-Daten berechnet. In Abb. 4.3 werden die hierzu verwendeten ASCA-Daten und die Überlagerungen der ASCA-Daten zur ACEM und den Entfaltungen der RLA bzw. WLC gezeigt.

Da die Korrelation abhängig ist von der gewählten Rasterung der Himmelskarten, wird sie für verschiedene Größen bestimmt. Die Korrelation ist für kleine Rastergrößen deutlich besser mit der Entfaltung im Vergleich zur ursprünglichen ACEM. Sie bleibt nahezu konstant für die verschiedenen Rastergrößen. Die Verkleinerung des Unterschieds der Korrelation zur ACEM in Abhängigkeit der Rasterung erklärt sich dadurch, dass die Auflösung durch die Vergrößerung immer weiter abnimmt und die Unterschiede dadurch minimiert werden. Die besseren Werte der WLC müssen differenziert betrachtet werden. Zum einen ist durch den Einsatz des WF in der WLC die Gesamtintensität nicht erhalten und es kann allein dadurch zu der Verschiebung kommen. Zum anderen wird gerade durch den WF der Untergrund besser unterdrückt, was auch zu dem besseren Ergebnis führt. Die Entwicklung der Korrelation mit der Rastergröße ist in Abb. 4.4 gezeigt.

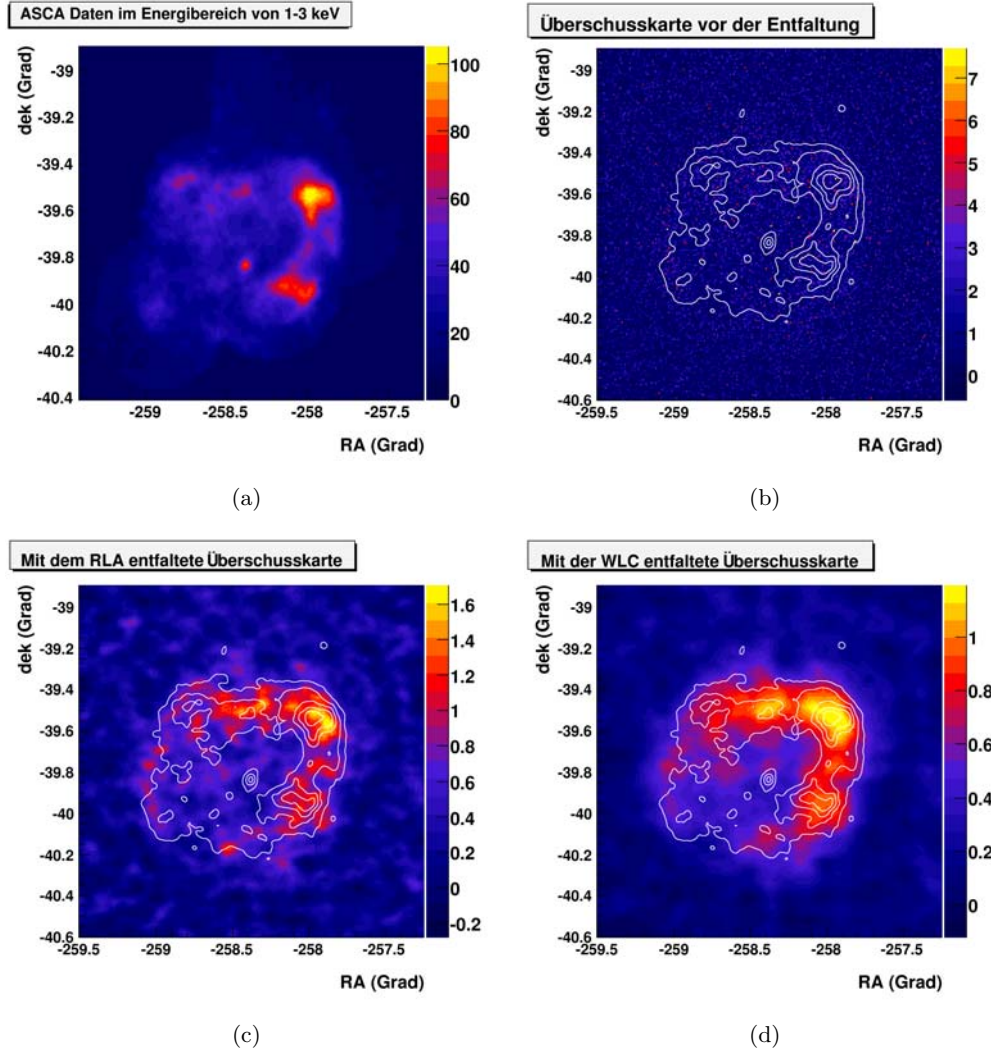


Abbildung 4.3: Daten von RX J1713.7 – 3946: (a) die Daten von ASCA, (b) die Überlagerung der ACEM und der ASCA-Karte (weiße Konturen) und in (c) und (d) die ASCA-Daten und die Entfaltung mit dem RLA bzw. der WLC.

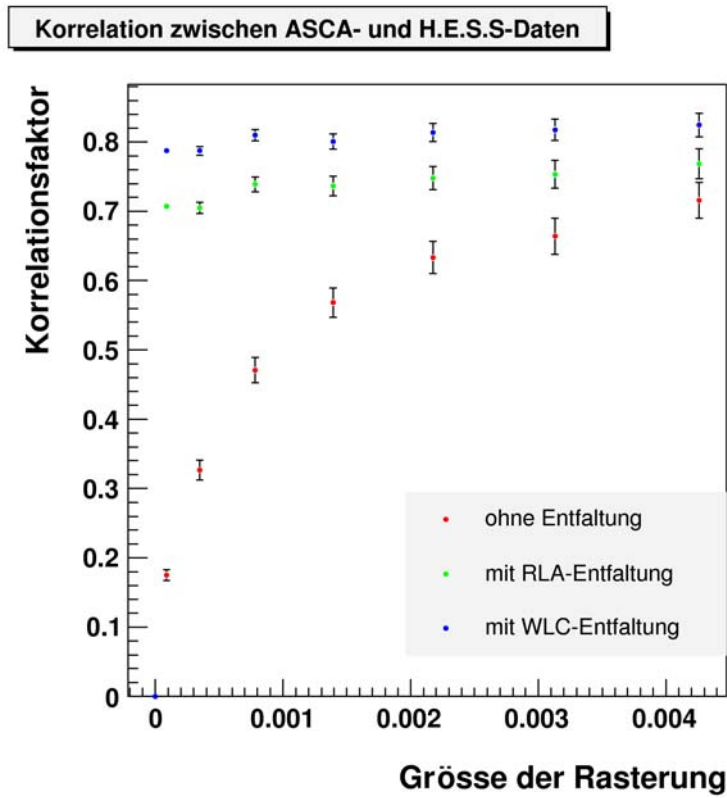


Abbildung 4.4: Korrelationsfaktoren von ASCA- zu H.E.S.S.-Daten von RX J1713.7 – 3946. Die roten Werte sind ohne Entfaltung entstanden. Daneben beschreiben die grünen Werte die Entfaltung mit dem RLA und die blauen Werte die Entfaltung mit der WLC.

4.2 Supernova-Überrest RX J0852.0–4622

Der Nord-Westliche Teil des Supernova-Überrests RX J0852.0 – 4622 wurde erstmals im Energiebereich der Gammastrahlung von der CANGAROO Kollaboration im Februar 2005 entdeckt (siehe [22]). Bereits im Juli 2005 veröffentlichte H.E.S.S. eine Himmelskarte der kompletten Schalenstruktur (siehe [23]). Während einer Zeit von März 2004 bis April 2007 wurden dann auch nach der Veröffentlichung von 2004 H.E.S.S. Daten mit allen vier Teleskopen in insgesamt 26,26 Stunden aufgenommen und dabei wurde eine Signifikanz von $\approx 20\sigma$ erzielt. Die Beobachtungen beinhalten Zenitwinkel von $22\text{--}46^\circ$ und Offset von $0\text{--}1,6^\circ$. Da unter verschiedenen Zenitwinkeln und unterschiedlichen Offsets beobachtet wurde, wird die PSF für den mittleren Zenitwinkel und Offset verwendet. Diese mittleren Werte werden aus der Mittelung der einzelnen „runs“ bestimmt, wobei die einzelnen Werte mit der Observationszeit gewichtet sind. Als Untergrund-Modell wird das Region-Untergrund Modell benutzt. Alle Parameter der Beobachtung sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Daten von	2004-2007
Beobachtungszeit	26,26 Std.
Schnittkonfiguration	„hard-cuts“
Signifikanz	20σ
mittlerer Zenitwinkel	30°
mittlerer Offset	1°
Untergrundabschätzung	Region-Untergrund Modell

Tabelle 4.2: Die Beobachtungsparameter für RX J0852.0–4622

In Abb. 4.5 wird die ACEM des Supernova-Überrests und die mit einem Gaus von $\sigma = 0,03^\circ$ geglättete ACEM gezeigt.

Im Vergleich zu RX J1713.7–4622 fällt sofort das geringe SBR auf. Die nur schwach ausgebildete Schalenstruktur hat einen Durchmesser von $\approx 2^\circ$ und einer Breite von $0,02^\circ$, wobei der Süd-Östliche Teil diffuser erscheint. Aus diesen für das Entfalten schwierigeren Bedingungen ergibt sich eine optimale Iteration von einem Entfaltungsschritt für beide Algorithmen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.6 gezeigt.

Auch hier kommt es zur Verbesserung der Korrelation zwischen den Röntgen-Daten und den H.E.S.S.-Daten. Hierzu werden ROSAT-Daten verwendet (siehe 4.7).

Die Korrelation zwischen den Röntgen und den H.E.S.S.-Daten wird wieder in Abhängigkeit von der gewählten Rasterung gezeigt (siehe Abb. 4.8).

Auch hier ist die Korrelation mit der Entfaltung besser im Vergleich zur ursprünglichen ACEM. Da nur eine Iteration durchgeführt werden kann, sind die Ergebnisse des RLA und der WLC fast identisch, bleiben aber von der Rastergröße abhängig. In Abb. 4.8 ist der zweite Wert des RLA nicht eingezeichnet, um wenigstens einen Wert der WLC sichtbar zu machen.

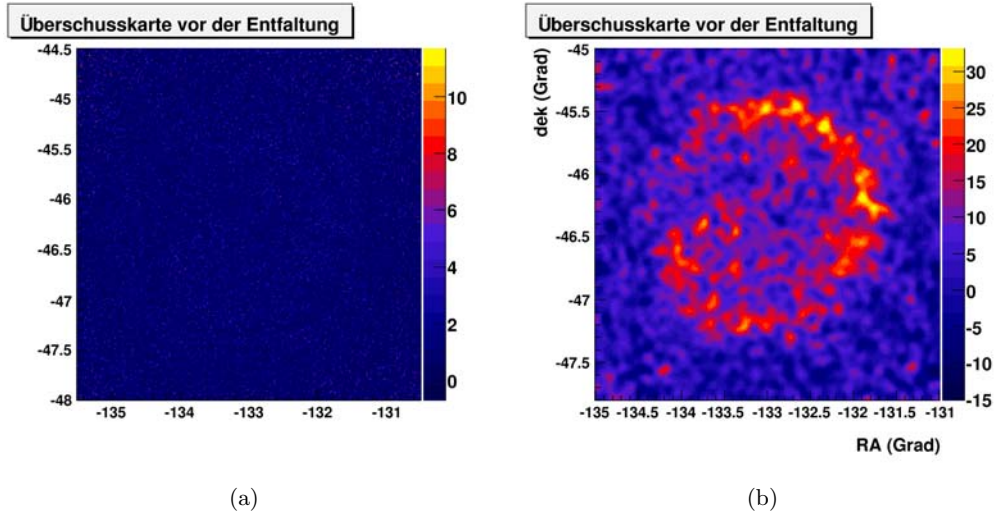


Abbildung 4.5: (a) die ACEM von RX J0852.0 – 4622. (b) gleiche ACEM, dieses Mal aber mit einem Gaus von $\sigma = 0,03''$ geglättet.

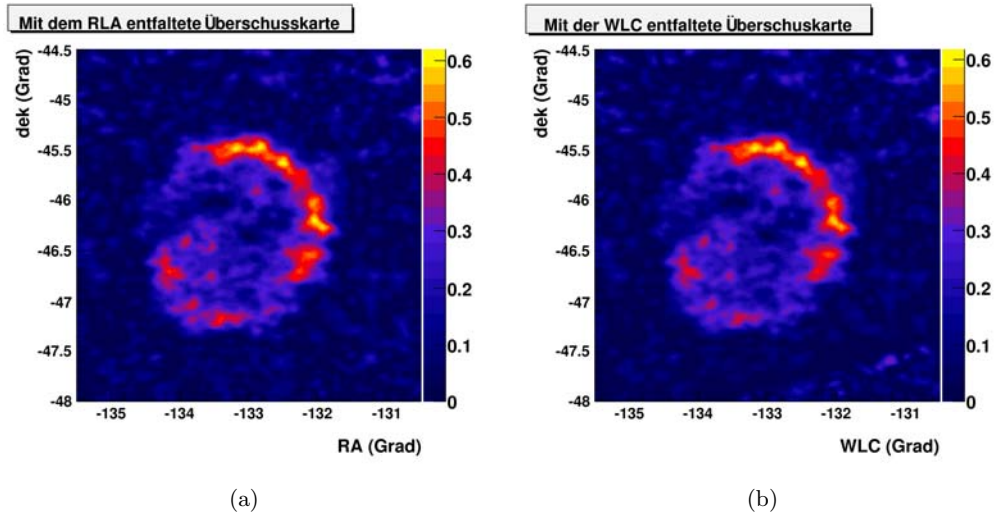


Abbildung 4.6: Entfaltung von RX J0852.0 – 4622: (a) das Ergebnis der Entfaltung mit einer Iteration. (b) das Ergebnis der WLC bei einem Iterationsschritt.

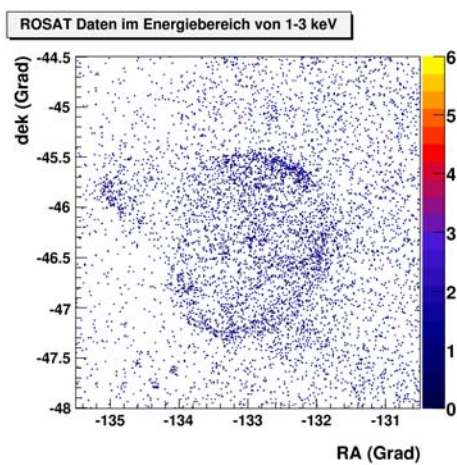


Abbildung 4.7: Die Rosat-Daten von RX J0852.0 – 4622.

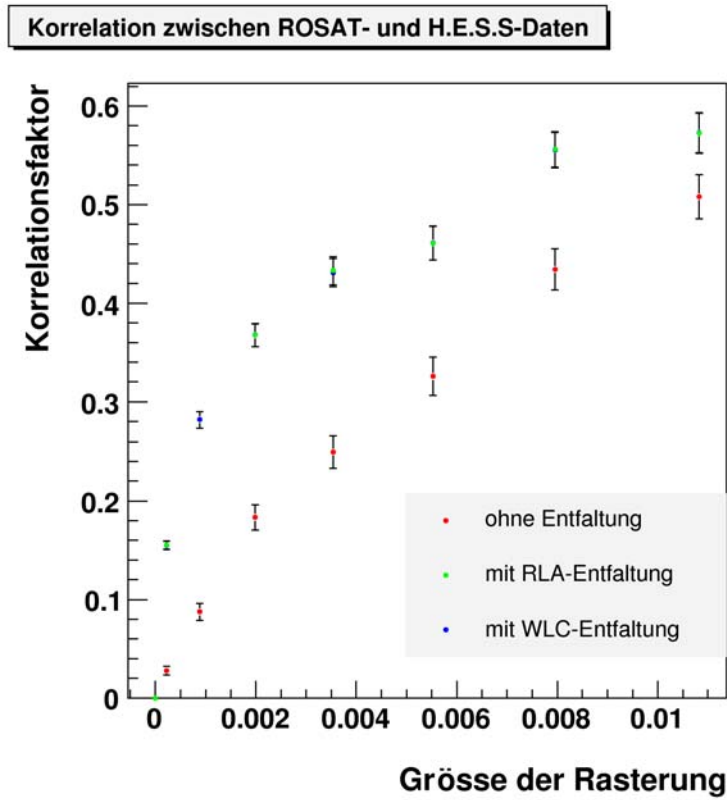


Abbildung 4.8: Korrelationsfaktoren von ROSAT- zu H.E.S.S.-Daten von RX J0852.0 – 4622. Die rot gekennzeichneten Werte sind ohne Entfaltung entstanden. Daneben beschreiben die grün gekennzeichneten Werte die Entfaltung mit dem RLA und die blau gekennzeichneten Werte die Entfaltung mit der WLC.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden systematische Studien zu Entfaltungsmethoden durchgeführt. Das Ziel dabei war die morphologische Auflösung der H.E.S.S.-Quellen zu verbessern.

Zunächst wurden verschiedene bekannte Methoden auf ihren möglichen Einsatz in der Gammastrahlungsastronomie getestet. Als erstes wurde der RLA untersucht, der schon häufig in der optischen und Röntgen-Astronomie angewendet wird. Momentan wird der Wiener Filter allein durch eine visuelle Betrachtung angepasst, was in weiterführenden Arbeiten automatisiert werden soll. Dies kann dann auch die Wiener-Lucy-Chain verbessern, worin der Einfachheit halber momentan der Wiener Filter mit einem zuvor bestimmten festen Werten für alle Iterationen angewendet wird. Auch die Problematik des Abbruchkriteriums bedarf weiterer Untersuchungen, ob es nicht doch möglich ist die optimale Iteration direkt beim Entfalten zu bestimmen und nicht nur durch die zuvor durchzuführenden Simulationen. Der Untergrund ist in den beiden Algorithmen noch nicht explizit berücksichtigt. Daher wird in weiterführenden Arbeiten ebenfalls untersucht, wie der Untergrund besser behandelt werden kann, um die Ergebnisse der Entfaltung noch zu verbessern.

Danach wurde der Vergleich von realen Daten von H.E.S.S. und Röntgen-Daten durchgeführt. Das Ergebnis hiervon ist, dass Entfalten wirklich die morphologische Auflösung verbessert und es damit ermöglicht, besser zwischen den verschiedenen möglichen Produktionsprozessen der Gammastrahlung zu unterscheiden. Momentan kann man das Entfalten aber noch nicht zur Quellensuche heranziehen, da man aus den Überschusskarten nicht auf Signifikanzen schließen kann. In weiterführenden Arbeiten sollen diese Probleme angegangen werden, um die physikalische Interpretation noch zu verbessern.

Die erzielten Ergebnisse scheinen aber der Weg in die richtige Richtung zu sein, den es fortzuschreiten lohnt.

Literaturverzeichnis

- [1] WEEKES, T. C. et al.: Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. In: *The Astrophysical Journal* 342 (1989), Juli, S. 379–395
- [2] HEITLER, W.: *Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press
- [3] LONGAIR, M. S.: *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press
- [4] JUNG, Ira: *Entwicklung der Spiegelmechanik, Eichung der Kamera und erste Ergebnisse zum Nachweis hochenergetischer γ -Strahlung aus Richtung des Krebsnebels und PKS 2155–304 mit dem ersten H.E.S.S.-Teleskop*, Diss.
- [5] KONOPELKO, A. K. ; PLYASHESHNIKOV, A. V.: ALTAI: computational code for the simulations of TeV air showers as observed with the ground-based imaging atmospheric Cherenkov telescopes. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*: 450 (2000), S. 419–429
- [6] BERNLÖHR, K. et al.: The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I: layout and components of the system. In: *Astroparticle Physics* 20 (2003), November, S. 111–128
- [7] AHARONIAN, F. et al.: Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector. In: *Astroparticle Physics* 22 (2004), November, S. 109–125
- [8] FUNK, S. et al.: The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. In: *Astroparticle Physics* 22 (2004), November, S. 285–296
- [9] DE NAUROS, M. FOR THE H.E.S.S. COLLABORATION: Analysis methods for Atmospheric Cherenkov Telescopes. In: *Proc. Conf. Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII, Palaiseau*, 2005, S. 149–162
- [10] LEMOINE-GOUMARD, M. FOR THE H.E.S.S. COLLABORATION: 3D-reconstruction of gamma-ray showers with a stereoscopic system. In: *Proc. Conf. Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII, Palaiseau*, 2005, S. 173–181
- [11] BENBOW, W. FOR THE H.E.S.S. COLLABORATION: The H.E.S.S. Standard Analysis Technique. In: *Proc. Conf. Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII, Palaiseau*, 2005, S. 163–171
- [12] HILLAS, A. M.: Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. In: JONES, F. C. (Hrsg.): *International Cosmic Ray Conference* Bd. 3, 1985 (International Cosmic Ray Conference), S. 445–448
- [13] AHARONIAN, F. A. ; HOFMANN, W. ; KONOPELKO, A. K. ; VÖLK, H. J.: The potential of the ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes.

- II. Gamma ray flux sensitivities. In: *Astroparticle Physics* 6 (1997), März, S. 369–377
- [14] HOFMANN, W. ; JUNG, I. ; KONOPELKO, A. ; KRAWCZYNSKI, H. ; LAMPEITL, H. ; PÜHLHOFER, G.: Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. In: *Astroparticle Physics* 12 (1999), November, S. 135–143
- [15] LI, T.-P. ; MA, Y.-Q.: Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. In: *The Astrophysical Journal* 272 (1983), September, S. 317–324
- [16] BERGE, D. ; FUNK, S. ; HINTON, J.: Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy. In: *Astronomy and Astrophysics* 466 (2007), Mai, S. 1219–1229
- [17] RICHARDSON, W. H.: Bayesian-based iterative method of image restoration. In: *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* 62 (1972), S. 55–59
- [18] LUCY, L. B.: An iterative technique for the rectification of observed distributions. In: *Astronomical Journal* 79 (1974), Juni, S. 745–754
- [19] TSUMURAYA, F.: Deconvolution based on the Wiener-Lucy chain algorithm: an approach to recover local information losses in the deconvolution procedure. In: *Journal of the Optical Society of America A* 13 (1996), Juli, S. 1532–1536
- [20] MURAISHI, H. et al.: Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7-3946. In: *Astronomy and Astrophysics* 354 (2000), Februar, S. 57–61
- [21] AHARONIAN, F. A. et al.: High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. In: *Nature* 432 (2004), November, S. 75–77
- [22] KATAGIRI, H. et al.: Detection of Gamma Rays around 1 TeV from RX J0852.0-4622 by CANGAROO-II. In: *The Astrophysical Journal* 619 (2005), Februar, S. 163–166
- [23] AHARONIAN, F. et al.: Detection of TeV γ -ray emission from the shell-type supernova remnant RX J0852.0-4622 with HESS. 437 (2005), Juli, S. 7–10

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir die Erstellung dieser Arbeit ermöglicht haben.

Meinen Betreuer Prof. Christian Stegmann möchte ich für seine Unterstützung, seine Motivation und immer neuen Ideen danken.

Außerdem bedanke ich mich bei Fabian Schöck, mit dem ich zusammen den Richardson-Lucy-Algorithmus implementiert habe.

Besonders möchte ich mich bei Ira Jung bedanken, für ihre schnellen Lösungen bei Programmierproblemen, der ständigen Bereitschaft, all meine Fragen zu beantworten und für das Korrektur lesen dieser Arbeit.

Erklärung

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

Erlangen,

Sebastian Heinz