

Institut für Experimentalphysik - Universität Hamburg

---

# Entwicklung einer Energierekonstruktion für die H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskope und erste Ergebnisse für den Krebsnebel

---

Diplomarbeit vorgelegt von Martin Raue<sup>1</sup>/ 18. Dezember 2003

---

<sup>1</sup>E-Mail: martin.raue@desy.de



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Gamma-Astronomie</b>	<b>7</b>
2.1	Einführung . . . . .	7
2.2	Ziele der Gamma-Astronomie . . . . .	9
2.3	Entstehung von Gamma-Strahlung . . . . .	12
2.4	Nachweismethoden und Experimente . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Luftschauer: Eigenschaften und Nachweis</b>	<b>17</b>
3.1	Ausgedehnte Luftschauer . . . . .	17
3.1.1	Elektromagnetische Schauer . . . . .	17
3.1.2	Hadronische Schauer . . . . .	19
3.1.3	Cherenkov-Strahlung . . . . .	21
3.2	Cherenkov-Teleskope . . . . .	22
3.3	Stereoskopische Teleskop-Systeme . . . . .	24
3.4	Das H.E.S.S.-Experiment . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Energierекonstruktion für H.E.S.S.</b>	<b>27</b>
4.1	Verfahren zur Energierекonstruktion . . . . .	27
4.2	Monte-Carlo-Simulation . . . . .	32
4.3	Energierекonstruktion . . . . .	33
4.4	Effektive Flächen . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Das Krebsnebel-Spektrum</b>	<b>57</b>
5.1	Der Krebsnebel . . . . .	57
5.2	Besonderheiten der Einzelteleskop-Analyse . . . . .	58
5.3	Differentielles Energiespektrum des Krebsnebels . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Seit Anbeginn der Zivilisation faszinierte das Licht, das uns aus dem Weltraum erreicht, die Menschheit. Schon in der Frühzeit wurden astronomische Beobachtungen gemacht und die Erkenntnisse daraus Teils in beeindruckenden Monumenten, wie z.B. Stonehenge, festgehalten. Das Licht der Sterne leitete die Seefahrer auf ihren Entdeckungsreisen um den Globus. Doch dieses sichtbare Licht ist nur ein kleiner Teil des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung, die uns aus dem Kosmos erreicht. Seit dem letzten Jahrhundert ist bekannt, dass diese Strahlung vom langwelligen Radiobereich bis hin zu extrem kurzwelligem Licht mit Photonenenergien im Bereich von  $10^{12}$  eV reicht. Sehr unterschiedliche Objekte und Erzeugungsmechanismen zeigen sich dafür verantwortlich. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Bereich der höchsten Energien um  $10^{12}$  eV (= 1 TeV).

Eine direkte Beobachtung der Photonen bei so hohen Energien ist nur außerhalb der Erdatmosphäre möglich, da diese für hochenergetische Photonen undurchlässig ist. Der Fluss nimmt mit zunehmender Energie stark ab, so dass mit Satellitenexperimenten, deren Nachweisfläche (einige  $\text{m}^2$ ) aufgrund der hohen Kosten relativ klein ist, bis heute nur elektromagnetische Strahlung bis zu einer Energie von ungefähr  $10^{10}$  eV nachgewiesen werden konnte. Eine Möglichkeit des indirekten Nachweises für die Photonen der höchsten Energien besteht in der Beobachtung von ausgedehnten Luftschauern, die von hochenergetischen Teilchen (neben Photonen auch Hadronen und Leptonen) in der Atmosphäre ausgelöst werden und deren Sekundärprodukte zum Teil die Erdoberfläche erreichen. In der TeV-Gamma-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen wird das von den Schauerteilchen ausgesandte Cherenkovlicht beobachtet, um daraus Rückschlüsse auf das primäre Teilchen zu ziehen. Die Atmosphäre wird so auf mehreren  $10000 \text{ m}^2$  Fläche zum Teil des Detektorsystems und wirkt dabei wie ein Kalorimeter.

Die H.E.S.S.-Kollaboration betreibt ein System aus mehreren Cherenkov-Teleskopen in Namibia. Ab Anfang 2004 wird die erste Ausbaustufe erreicht sein und vier Teleskope Daten nehmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Energierekonstruktion für die H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskope entwickelt, implementiert und an ersten Daten eines Einzelteleskopes (seit Mitte 2002 im Betrieb)

von einer etablierten TeV-Gamma-Quelle, dem Krebsnebel, getestet. Da in der Cherenkov-Astronomie Eigenschaften des primären Teilchens aus Eigenschaften des Luftschauer bestimmt werden, müssen entsprechende Zusammenhänge für die Energie gefunden und getestet werden. Dazu wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet.

In Kapitel 2 wird zunächst die TeV-Gamma-Astronomie vorgestellt. Beobachtungsziele, Erzeugungsmechanismen für hochenergetische Photonen und Nachweismethoden werden dargelegt. Im 3. Kapitel werden ausgedehnte Luftschauer und deren Nachweis durch abbildende Cherenkov-Teleskope diskutiert und das H.E.S.S.-Projekt wird vorgestellt. In Kapitel 4 werden verschiedene Methoden zur Energierekonstruktion diskutiert und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Energierekonstruktion für ein stereoskopisches System aus Cherenkov-Teleskopen dargelegt. Ergebnisse von verschiedenen Tests mit Monte-Carlo-Daten werden präsentiert. In Kapitel 5 wird diese Energierekonstruktion auf Daten des Krebsnebels von einem Einzelteleskop angewandt, eine spektrale Energieverteilung erstellt und die Ergebnisse mit denen anderer Experimente verglichen. Im 6. Kapitel und 7. Kapitel erfolgt ein Ausblick und die Zusammenfassung.

# Kapitel 2

## Gamma-Astronomie

### 2.1 Einführung

Bis in die Mitte des letzten Jahrhunderts wurden astronomische Untersuchungen nur im schmalen Wellenlängenbereich des optischen Lichtes durchgeführt. Durch neue Techniken und Beobachtungsmethoden wie z.B. Radioteleskope oder Satelliten wurden nach und nach weitere Bereiche des elektromagnetischen Spektrums der astrophysikalischen Forschung zugänglich gemacht. Heute reicht das Spektrum von langwelligen Radiobeobachtungen mit Wellenlängen im Meter-Bereich bis hin zu Beobachtungen der höchsten Energien mit Wellenlängen im Bereich von  $10^{-20}$  m (Abb. 2.2).

Die Gamma-Astronomie ist ein junger Zweig der Astrophysik und beschäftigt sich mit dem hochenergetischen Teil des elektromagnetischen Spektrums mit Wellenlängen im Bereich von  $10^{-14}$  bis  $10^{-20}$  m (dies entspricht Energien im Bereich von  $10^6$  eV (MeV) bis  $10^{12}$  eV (TeV)). Die Form der beobachteten Spektren und die hohen Energien deuten auf eine nichtthermische Erzeugung der Photonen hin und eröffnen damit einen Blick auf Regionen unseres Universums, in denen extreme Bedingungen herrschen (wie z.B. im Jet eines aktiven Galaxienkerns).

Die hochenergetischen Photonen sind Teil der sogenannten kosmischen Strahlung, die 1912 von Victor Hess bei Ballonexperimenten zur Messung der Ionisation der Erdatmosphäre entdeckt wurde (Abb. 2.1 links). Hess stellte fest, dass die Ionisation der Atmosphäre nach einem lokalen Minimum mit der Höhe wieder zunimmt und sich also nicht ausschließlich auf die Radioaktivität der Erdkruste zurückführen lässt. Er machte dafür eine extraterrestrische Strahlung verantwortlich, die allgemein kosmische Strahlung genannt wird. (Hess 1912)

Die Untersuchung der kosmischen Strahlung ist seitdem ein wichtiges Forschungsgebiet in der Astrophysik, aber auch der Teilchenphysik (viele Teilchen, z.B. das Positron, wurden zuerst in der kosmischen Strahlung entdeckt). Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist bis zu Energien von  $\sim 10^{14}$  eV gut bekannt und ihr Energiespektrum ist über einen weiten Bereich

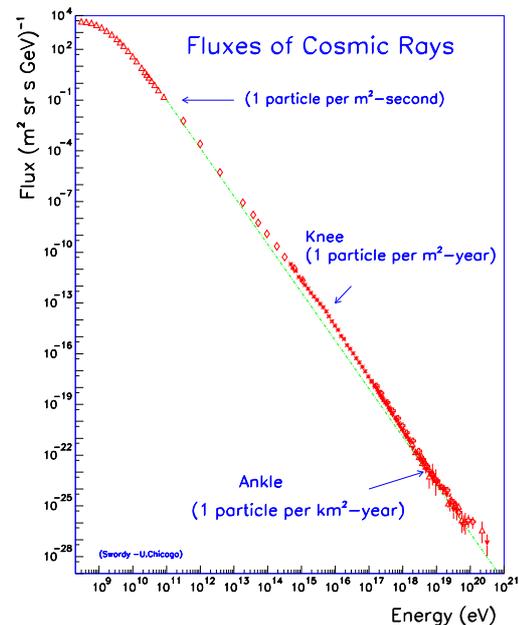
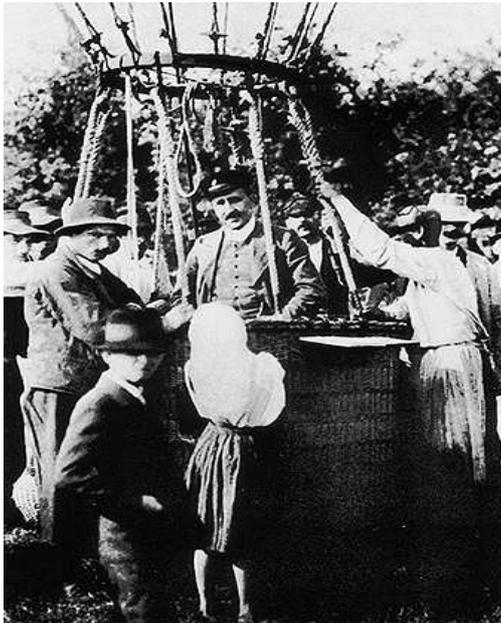


Abbildung 2.1: *Links*: Historische Aufnahme von Victor Hess nach einem Ballonflug - *Rechts*: Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung. (Cronin *et al.* 1997)

vermessen. Bemerkenswert sind die hohen Energien bis zu  $10^{20}$  eV, die dabei auftreten können.

Die kosmische Strahlung besteht aus einer geladenen (Protonen, schwere Kerne, Elektronen, Positronen etc.) und einer ungeladenen (Photonen, Neutronen, Neutrinos) Komponente. Die geladenen Teilchen treffen isotrop auf die Erdatmosphäre auf, da sie in den interstellaren Magnetfeldern abgelenkt werden.<sup>1</sup> Ohne eine Richtungsinformation sind sie für astronomische Untersuchungen ungeeignet. Umso wichtiger ist die Beobachtung der ungeladenen Komponente, da diese auf den Entstehungsort zurückweist. Die Gamma-Astronomie beschäftigt sich mit der photonischen Komponente. Die geladene Komponente stellt für die Gamma-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen den bedeutensten Teil des Untergrundes dar und wird deshalb im folgenden Abschnitt beschrieben.

Die geladene kosmische Strahlung besteht im TeV-Bereich zum großen Teil aus Hadronen (98%, hauptsächlich Protonen, aber auch  $\alpha$ -Teilchen und schwerere Kerne) und zum kleineren Teil aus Leptonen (Elektronen und Positronen). Die genaue Zusammensetzung ist energieabhängig und für sehr hohe Energien ( $> 10^{14}$  eV) nur ungenau bestimmt.

Das Energie-Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung ist in Abbildung

<sup>1</sup>Dies gilt nicht für die höchstenergetischen Teilchen um  $10^{19}$  eV, da diese von den Magnetfeldern nur schwach abgelenkt werden. Allerdings ist ihr Fluss sehr gering.

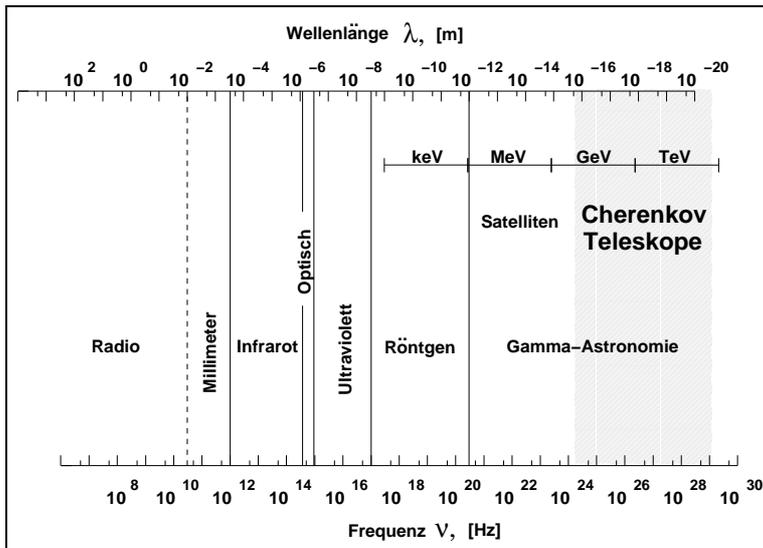


Abbildung 2.2:  
Elektromagnetisches Spektrum.  
(Nach Tluczykont (2003))

2.1 zu sehen. Ab einer Energie von  $10^9$  eV lässt es sich durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha}$$

mit  $\alpha = 2.7$  gut beschreiben. Im Bereich von etwa  $10^{15}$  eV, dem sogenannten *Knie*, wird das Spektrum steiler ( $\alpha = 3.1$ ), bis es im Bereich des *Knöchels* um  $10^{18}$  eV wieder abflacht ( $\alpha = 2.7$ ). Der Fluß reicht von 1 Teilchen/( $\text{m}^2 \text{ s}$ ) bei  $10^{11}$  eV bis zu 1 Teilchen/( $\text{km}^2 \text{ Jahr}$ ) bei  $10^{18}$  eV. Diese extremen Unterschiede im Fluß und in der Energie erfordern sehr unterschiedliche Nachweismethoden (s. Kap. 2.4). (Röhring 2000)

Der Verlauf in Form eines Potenzgesetzes deutet auf einen nichtthermischen Erzeugungsmechanismus hin und lässt sich durch Beschleunigung in Schockfronten (Fermi-Beschleunigung 1. Art) erklären. Das Abknicken zwischen Knie und Knöchel ist noch nicht vollständig verstanden. Es kann z.B. als Beitrag einer nahen und erst kürzlich stattgefundenen Supernova gedeutet werden.

Der Ursprung der geladenen kosmischen Strahlung ist noch nicht geklärt. Kandidaten sind Überreste von Supernovaexplosionen in unserer Galaxis, für hohe Energien auch nahe aktive Galaxienkerne wie z.B. M87 (Aharonian *et al.* 2003a).

## 2.2 Ziele der Gamma-Astronomie

**Ursprung der geladenen kosmischen Strahlung:** Eine der ersten Forschungsziele der Gamma-Astronomie war die Suche nach dem Ursprung der geladenen kosmischen Strahlung. Dabei wird ausgenutzt, dass in einem kosmischen Hadronenbeschleuniger durch Proton-Proton-Reaktionen auch hochenergetische

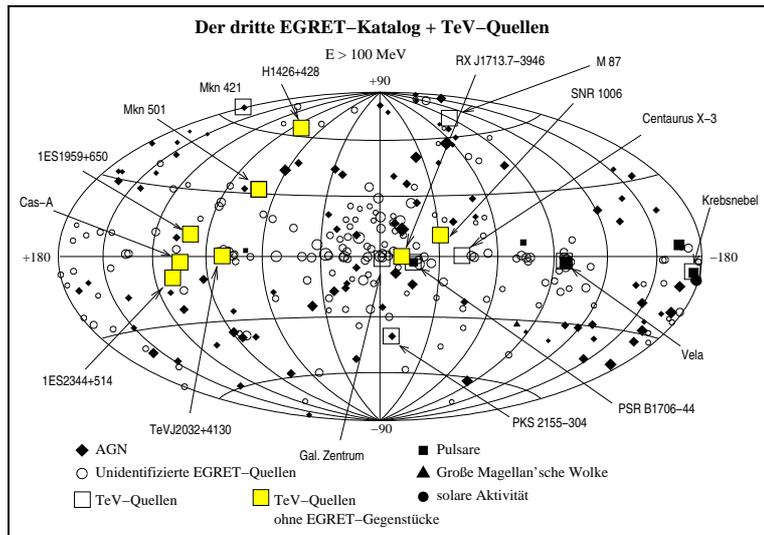


Abbildung 2.3: Der dritte EGRET Katalog der MeV/GeV-Gamma-Quellen und bekannte TeV-Gamma-Quellen. (Nach Horns (2001))

neutrale Pionen erzeugt werden, die nach einer sehr kurzen Zeit ( $8.4 \cdot 10^{-17}$  s) über die Reaktion

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

zu 99% in zwei Photonen zerfallen. Diese können ohne Ablenkung durch die interstellaren Magnetfelder bis zur Erde gelangen und liefern so einen Hinweis auf den Beschleuniger. Es sind allerdings noch andere Prozesse vorstellbar, in denen hochenergetische Gamma-Strahlung erzeugt wird, ohne dass dabei Hadronen beschleunigt werden (z.B. durch Invers-Compton-Streuung). Eine Unterscheidung ist häufig nur durch Messung der Energiespektren in verschiedenen Wellenlängenbereichen möglich.

Bis jetzt wurde noch kein eindeutiger Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung identifiziert. Ein guter Kandidat ist der Supernova-Überrest Cas-A (Aharonian *et al.* 2001), dessen spektrale Energieverteilung sich durch hadronische Beschleunigungsmodelle beschreiben lässt. Weitere Kandidaten sind die Supernova-Überreste RX 1713 (Enomoto *et al.* 2002) und SN 1006 (Tanimori *et al.* 1998), aber auch die bisher unidentifizierte HEGRA Quelle TeV J2032+4130 (Aharonian *et al.* 2002b). Als Beschleuniger der höchsten Energien kommt auch der nahe aktive Galaxienkern von M 87 in Betracht (Aharonian *et al.* 2003a).

**Astronomie von Gamma-Quellen:** Der Nachweis von hochenergetischen Photonen von einem Objekt ermöglicht es, die Umgebungsbedingungen und Erzeugungsmechanismen dieser Photonen zu untersuchen. In diesem Bereich der klassischen Astronomie spielt die Erstellung von spektralen Energieverteilungen eine wesentliche Rolle. Durch zeitgleiche Beobachtung einer Quelle durch verschiedene Experimente in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen (z.B. Gamma + Röntgen) (engl. *multi wavelength campaign*), lassen sich die Modellvorhersagen

in einem großen Energiebereich überprüfen. Weitere Methoden sind z.B. die Erstellung von Lichtkurven um Änderungen im Fluss zu erfassen. Anhand der Messungen lassen sich physikalische Modelle aufstellen und überprüfen.

In Abbildung 2.3 sind die bisher bekannten (Dezember 2003) Quellen für hochenergetische Photonen zu sehen. Die meisten Quellen wurden durch das EGRET Satellitenexperiment im MeV/GeV-Bereich nachgewiesen (Hartman *et al.* 1999).

**Suche nach dunkler Materie:** Das ungelöste Rätsel der dunklen Materie stellt eine der größten Herausforderungen in der Astrophysik dar. Zahlreiche Hinweise auf "unsichtbare" (d.h. nicht leuchtende) Materie aus Galaxien-Rotationskurven, Untersuchungen von Galaxienclustern, aber auch der Urknall-Theorie und Untersuchungen des kosmischen Mikrowellenhintergrundes, entfachten eine Suche nach einer neuen Form der Materie. Ein guter Kandidat für dunkle Materie ist das sogenannte WIMP (engl. *Weakly Interacting Massive Particle*), ein massives, schwach- und gravitativ-wechselwirkendes Teilchen, das z.B. als Neutralino in einigen supersymmetrischen Theorien vorkommt (s. z.B. Jungman *et al.* (1996)). Eine vorhergesagte Eigenschaft ist die Selbstannihilation (Majorana-Teilchen) in u.a. Photonen. Da die Masse des Teilchens im GeV-Bereich vermutet wird, würden dabei hochenergetische Photonen entstehen. Für bestimmte Modelle wird bei der Annihilationsreaktion

$$\chi \chi \rightarrow \gamma \gamma$$

die deutliche Signatur einer scharfen Linie im Energie-Spektrum bei der WIMP Masse erwartet. Leider ist der zu erwartende Fluss gering und ein direkter Nachweis mit den heutigen Experimente unwahrscheinlich. Mit der nächsten Generation von Experimenten sollte zumindest eine Einschränkung des Parameterraums möglich sein. (Bergström *et al.* 1998; Ellis *et al.* 2003; Stoehr *et al.* 2003)

**Einschränkung des extragalaktischen Hintergrundlichtes:** Unter dem extragalaktischen Hintergrundlicht versteht man die von allen Sternen in allen Epochen bisher abgestrahlte elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich von 0.1 bis 1000  $\mu\text{m}$ , die ähnlich dem kosmischen Mikrowellenhintergrund überall im Universum vorhanden ist. Sie wird zum Teil von Staub absorbiert und in der Wellenlänge verschoben reemittiert. Eine direkte Messung dieser Strahlung, die Aufschluss u.a. über die Galaxienentwicklung geben kann, ist wegen des Vordergrundlichtes unserer eigenen Galaxie, dem Zodiakallicht und der Absorption in der Erdatmosphäre in bestimmten Wellenlängenbereichen schwierig.

Hochenergetische Photonen, die sich durch dieses Strahlungsfeld bewegen, können durch Paarbildung mit Photonen des Feldes absorbiert werden. Diese Absorption macht sich in den Spektren weiter entfernter Objekte bemerkbar. Durch Annahmen über das Quellspektrum kann man Rückschlüsse auf die Absorption und dadurch auf das extragalaktische Hintergrundlicht ziehen. (Aharonian *et al.* 2003b)

Im Rahmen der Arbeit von Mazin (2003) wurden die Spektren aller im TeV-Bereich detektierten Blazare auf Absorption durch das extragalaktische Hintergrundlicht hin untersucht und daraus Einschränkungen auf den spektralen Verlauf des extragalaktischen Hintergrundlichtes ermittelt.

## 2.3 Entstehung von Gamma-Strahlung

Die hohen Energien, die in der Gamma-Astronomie auftreten, lassen sich nicht durch einen thermischen Erzeugungsmechanismus (Schwarzkörperstrahlung) erklären, da die dafür benötigten Temperaturen viel zu hoch sind. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von *nichtthermischer Strahlung*. Für ihre Erzeugung geht man von einer Population relativistischer Teilchen aus, die dann durch folgende Prozesse zur Emission von Gamma-Strahlung angeregt werden:

**Bremsstrahlung:** Bremsstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen (z.B. ein Elektron) im Coulombfeld eines Kernes abgelenkt wird. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Kernladungszahl und ungefähr umgekehrt proportional zur Energie des abgestrahlten Photons.

**Synchrotronstrahlung:** Sie entsteht, wenn sich ein relativistisches, geladenes Teilchen in einem Magnetfeld bewegt. Die Lorentzkraft zwingt das Teilchen auf eine gekrümmte Bahn und durch diese Beschleunigung werden Photonen tangential zur Bewegungsrichtung abgestrahlt. Es entsteht ein kontinuierliches Spektrum. Die Photonen sind stark polarisiert.

**Invers-Compton-Streuung:** Unter Invers-Compton-Streuung (ICS) versteht man einen Streuprozess zwischen einem relativistischen Elektron und einem Photon, bei dem Energie auf das Photon übertragen wird. Im Ruhesystem der Teilchen findet dabei eine klassische Compton-Streuung statt. Der mittlere Energieübertrag  $\bar{E}'_\gamma$  auf ein Photon mit Energie  $E_\gamma$  ist proportional zum Quadrat der Energie  $E$  des relativistischen Elektrons:

$$\bar{E}'_\gamma \cong \frac{4}{3} E_\gamma \left( \frac{E}{m_e c^2} \right)^2 .$$

Besondere Bedeutung hat dieser Prozess im Synchrotron-Self-Compton-Modell (SSC-Modell) welches zur Erklärung der TeV-Gamma-Emission von aktiven Galaxienkernen (AGN) herangezogen wird: Relativistische Elektronen erzeugen dabei in einem Magnetfeld Synchrotronstrahlung (z.B. im Jet eines aktiven Galaxienkerns). Die Synchrotron-Photonen können dann durch ICS an der selben Elektronenpopulation auf TeV-Energien beschleunigt werden, wobei der spektrale Verlauf der Synchrotronstrahlung erhalten bleibt. Die spektrale Energieverteilung

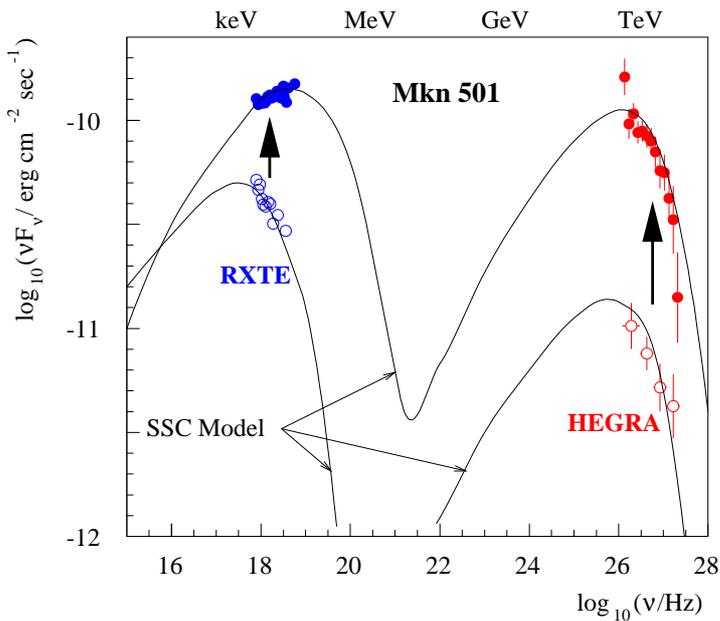


Abbildung 2.4: Spektrale Energieverteilung des Blazars Mrk-501. Zeitgleiche Beobachtungen im Röntgen (RXTE Satellit) und im TeV-Bereich (HEGRA) und in zwei Flusszuständen. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassung eines SSC-Modells. (Aus Sambruna *et al.* (2000))

zeigt dann zwei charakteristische Maxima (s. Abb. 2.4). Man spricht hier auch von einem *leptonischen Beschleuniger*. (Ginzburg & Syrovatskii 1965; Rees 1967; Jones *et al.* 1974)

**$\pi^0$ -Zerfall:** Bei inelastischen Stößen zwischen Hadronen können neutrale Pionen entstehen. Diese zerfallen nach sehr kurzer Zeit hauptsächlich in zwei Photonen:

$$p p \rightarrow \pi^0 + \dots \quad \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$$

Die Energie der Photonen setzt sich aus der halben Masse des Pions ( $m_{\pi^0} \approx 135 \text{ MeV}$ ) plus Anteile an der kinetischen Energie des Pions (also auch Anteile an der kinetischen Energie der primären Hadronen) zusammen. Für genügend große Energien der primären Hadronen lassen sich so Photonen mit Energien im TeV-Bereich erzeugen.

## 2.4 Nachweismethoden und Experimente

Beobachtungen in der Gamma-Astronomie finden in einem großen Bereich des elektromagnetischen Spektrums statt (vgl. optischer Bereich in Abb. 2.2 rechts). Entsprechend unterschiedlich müssen die Methoden zum Nachweis der Photonen sein. Da die Erdatmosphäre undurchlässig für Gamma-Strahlung ist, werden im MeV-GeV-Bereich erfolgreich Satellitenexperimente eingesetzt.

Besonders zu erwähnen ist das EGRET-Experiment (*Energetic-Gamma-Ray-Experiment-Telescope*) an Bord des Compton-Gamma-Ray-Observatory, das in

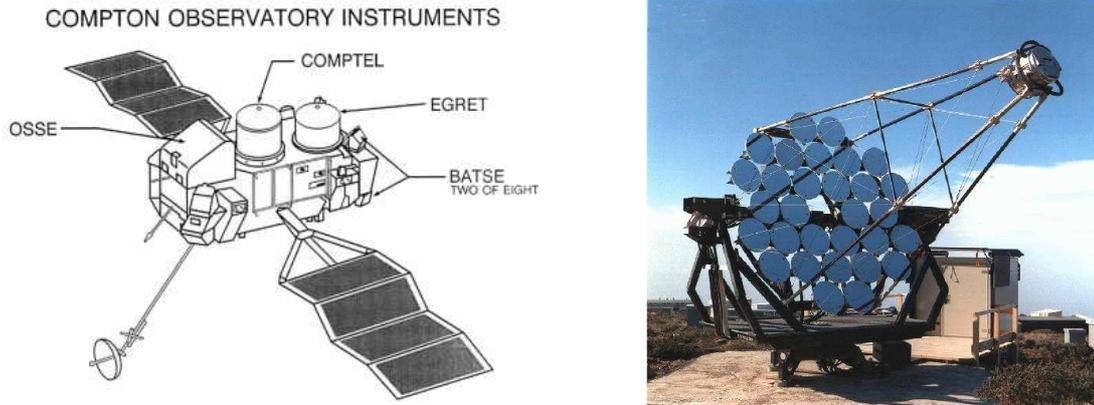


Abbildung 2.5: *Links:* Der CGRO-Satellit mit dem EGRET-Experiment an Bord.  
- *Rechts:* Eines der HEGRA-System-Teleskope.

der Zeit von 1991 bis 1999 betrieben wurde. Der Nachweis der Photonen erfolgte durch eine Funkenkammer und einen Flugzeitzähler, umgeben von einem Antikoinzidenz-Szintillator, um geladene Teilchen auszuschliessen. Gemessen wurde im Energiebereich von 0.03 bis 30.0 GeV, bei hohen Energien wegen des geringen Flusses begrenzt durch die Detektorfläche ( $1 \text{ m}^2$ ). Der dritte EGRET Katalog umfasst 271 Quellen und stellt damit im Moment die größte Sammlung von TeV-Gamma-Quellkandidaten dar (Abb. 2.3) (Hartman *et al.* 1999). Für 170 dieser Quellen wurde noch kein assoziiertes Objekt in anderen Wellenlängenbereichen gefunden. Dies ist zum Teil auch auf die im Vergleich zum optischen Bereich recht ungenaue Winkelauflösung von EGRET zurückzuführen. Für das Jahr 2007 ist der Start des GLAST-Satellitenexperiments (*Gamma-Ray-Large-Area-Telescope*) vorgesehen (Gehrels & Michelson 1999). Es soll Messungen im Energiebereich von 0.02-300 GeV durchführen. Die effektive Fläche ist bis zu 5-mal größer als die des EGRET-Experiments. Die Winkelauflösung soll um einen Faktor von ca. 3-40 verbessert werden.

Für höhere Energien im TeV-Bereich ist der Fluss so gering, dass sehr viel größere effektive Nachweisflächen benötigt werden. Diese lassen sich nicht mehr mit Satelliten realisieren. Einen indirekten Nachweis über ausgedehnte Luftschauer in der Atmosphäre ermöglichen z.B. abbildende atmosphärische Cherenkov-Teleskope (engl. *imaging atmospheric cherenkov telescopes*, *IACT*) (Abb. 2.5 rechts). Dabei wird ausgenutzt, dass ein hochenergetisches Teilchen, wenn es auf die Atmosphäre auftrifft, mit den Molekülen der Luft wechselwirkt, und sich daraus eine Teilchenkaskade entwickelt. Dieser Teilchenschauer erzeugt u.a. auch Cherenkov-Licht, das durch Teleskope am Boden nachgewiesen werden kann. Für eine ausführliche Darstellung der Luftschauer und ihres Nachweises sei auf Kapitel 3 verwiesen.

Pionierarbeit auf dem Gebiet der Cherenkov-Teleskope leistete die Whipple-

Kollaboration in den 80er Jahren in den USA. Ihr gelangen der erste erfolgreiche Nachweis einer TeV-Gamma-Quelle (Krebsnebel) mit Hilfe der abbildenden Cherenkov-Technik (Weekes 1989). Die HEGRA-Kollaboration baute auf La Palma das erste stereoskopische System aus mehreren Teleskopen und betrieb es erfolgreich in den Jahren von 1996 bis 2002 (Daum *et al.* (1997), Pühlhofer *et al.* (2003)).

Zur Zeit befinden sich mehrere Projekte der dritten Generation im Aufbau: Auf der Südhalbkugel in Namibia befindet sich das H.E.S.S.-Experiment mit mittlerweile 3 (4) Teleskopen für die Datennahme (s. auch Absch. 3.4). In Australien betreibt die CANGAROO Kollaboration ein Teleskop-System, das in der Endausbaustufe (2004) vier Teleskope umfassen soll. Auf der Nordhalbkugel entsteht mit dem MAGIC-Projekt ein großes Teleskop mit mehr als 200 m<sup>2</sup> Spiegelfläche (vielleicht demnächst erweitert um ein zweites) (Lorenz & The MAGIC Collaboration 2002), und die VERITAS-Kollaboration (Nachfolger der WHIPPLE-Kollaboration) plant ein Teleskop-System aus bis zu sieben Einzelteleskopen mit Teleskop-Spiegelflächen um 100 m<sup>2</sup>.



# Kapitel 3

## Luftschauer: Eigenschaften und Nachweis

In der TeV-Gamma-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen erfolgt der Nachweis der Photonen indirekt über ausgedehnte Luftschauer in der Atmosphäre. Die Entstehung solcher Schauer und die Technik der abbildenden Cherenkov-Teleskope soll im Folgenden diskutiert werden.

### 3.1 Ausgedehnte Luftschauer

Hochenergetische Teilchen, die auf die Atmosphäre auftreffen, lösen eine Teilchenkaskade aus. Diese ist auch auf der Erdoberfläche (z.B. als Fluoreszenzlicht, Cherenkov-Licht, aber auch als Teilchenschauer) nachweisbar. Grundsätzlich unterscheidet man zwei Arten von Schauern: *Elektromagnetische Schauer*, bei denen nur die elektromagnetische Wechselwirkung (EM-Wechselwirkung) eine Rolle spielt, und *hadronische Schauer*, bei denen zusätzlich noch die starke Wechselwirkung auftritt.

#### 3.1.1 Elektromagnetische Schauer

Photonen und Elektronen (Positronen) lösen in der Atmosphäre elektromagnetische Schauer aus. Die folgenden elektromagnetischen Prozesse sind für die Ausbildung des Schauers entscheidend:

**Bremsstrahlung:** Geladene Teilchen, die sich in einem elektromagnetischen Feld bewegen, werden durch die Lorentz-Kraft abgelenkt. Durch die beschleunigte Bewegung strahlen sie Photonen ab. Handelt es sich bei dem Feld um einen Atomkern spricht man von Bremsstrahlung. Für Elektronen mit einer Energie oberhalb einer bestimmten Energie, genannt kritische Energie, ist Bremsstrahlung der dominierende Effekt (Abb. 3.1.1).

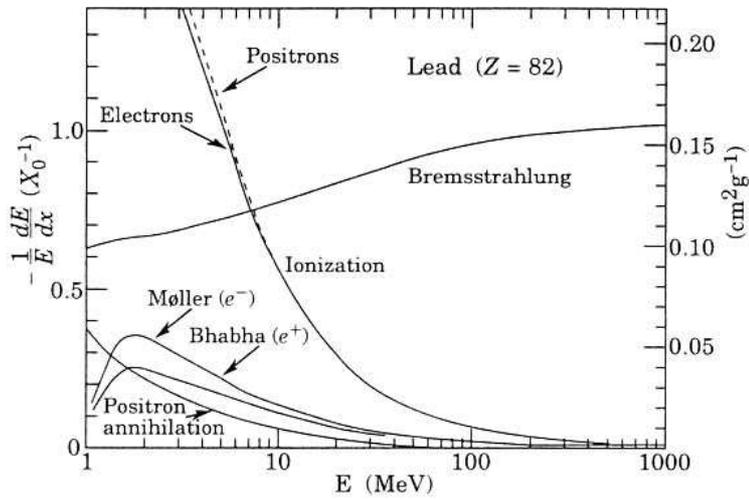


Abbildung 3.1: Energieverlust für Elektronen in Blei für verschiedene elektromagnetische Prozesse.

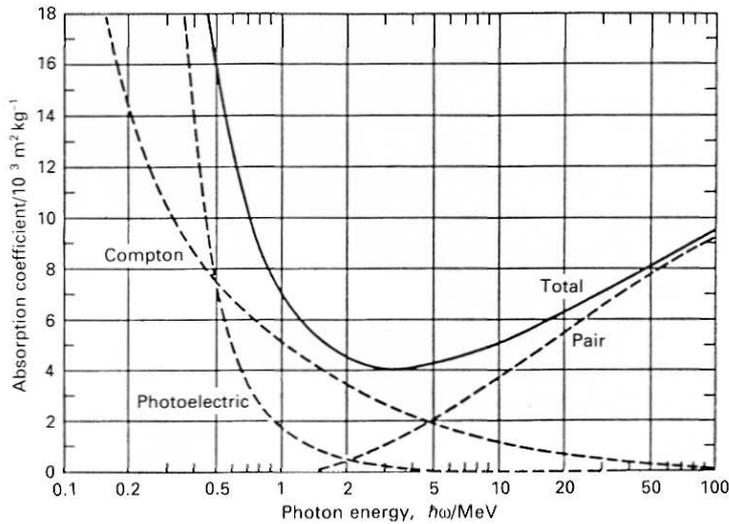


Abbildung 3.2: Absorptionskoeffizient für Photonen in Blei für verschiedene elektromagnetische Prozesse. (Aus Enge (1966))

**Paarbildung:** Hochenergetische Photonen mit Energien oberhalb der zweifachen Elektronenmasse können im Feld eines Atomkerns (wegen Impulserhaltung) Paare von Teilchen und Antiteilchen erzeugen:

$$\gamma \text{ Kern} \longrightarrow e^+ e^- \text{ Kern}$$

Für hochenergetische Photonen ist Paarbildung der dominierende Prozess (s. Abb. 3.1.1).

In einem einfachen Modell von Heitler lässt sich ein elektromagnetischer Schauer als eine Folge von Bremsstrahlungs- und Paarbildungs-Prozessen verstehen, die jeweils abwechselnd nach einer Wechselwirkungslänge auftreten (siehe z.B. Longair (1992)). Schauer, die von einem Elektron/Positron ausgelöst werden, sind nach wenigen Wechselwirkungslängen von solchen, die von einem Photon ausgelöst werden, ununterscheidbar (s. Abb. 3.3 oben rechts). Für die TeV-Gamma Astronomie stellen durch Elektronen als Primärteilchen ausgelöste Schauer nur einen geringen Teil des Untergrundes, da sie 1. wie alle geladenen Teilchen in den interstellaren Magnetfeldern abgelenkt werden und damit isotrop auftreffen und 2. das Spektrum der kosmischen Elektronen/Positronen zu hohen Energien stark abfällt, da sie durch elektromagnetische Prozesse wie Synchrotronstrahlung schnell ihre Energie verlieren.

Für die Abbremsung der Teilchen, und damit das Aussterben des Schauers, sind folgende Prozesse von Bedeutung:

**Ionisation:** Geladene Teilchen können durch EM-Wechselwirkung Energie auf die Elektronenhülle eines Atoms übertragen. Wenn die Energie größer als die Bindungsenergie der Elektronen ist, werden diese aus der Atomhülle gelöst (Ionisation). Durch Rekombination von Elektronen mit Atomen wird wiederum EM-Strahlung frei (Fluoreszenz). Ionisation ist für Elektronen unterhalb der kritischen Energie der dominierende Prozess.

**Compton-Effekt:** Unter dem Compton-Effekt versteht man die elastische Streuung von Photonen an den Hüllenelektronen eines Atoms.

**Photo-Effekt:** Als Photo-Effekt bezeichnet man die Absorption von Photonen durch die Elektronenhülle eines Atoms. Je nach Energie des einfallenden Photons können die Elektronen auf höhere Energieniveaus gehoben oder ganz vom Kern gelöst werden. Der Photo-Effekt dominiert für niederenergetische Photonen.

### 3.1.2 Hadronische Schauer

Bei hadronischen Schauern ist das primäre Teilchen ein Hadron, das der starken Wechselwirkung unterliegt. Das primäre Hadron kann Kerne der Atome in der

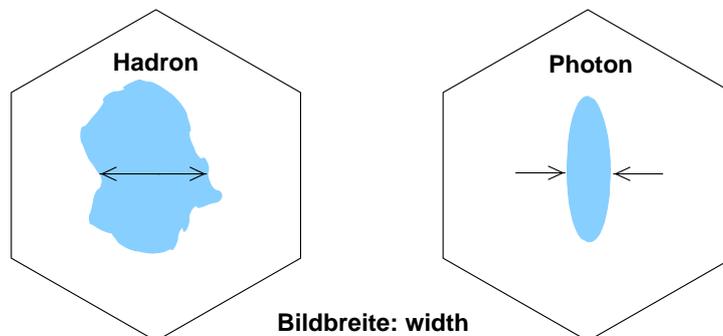
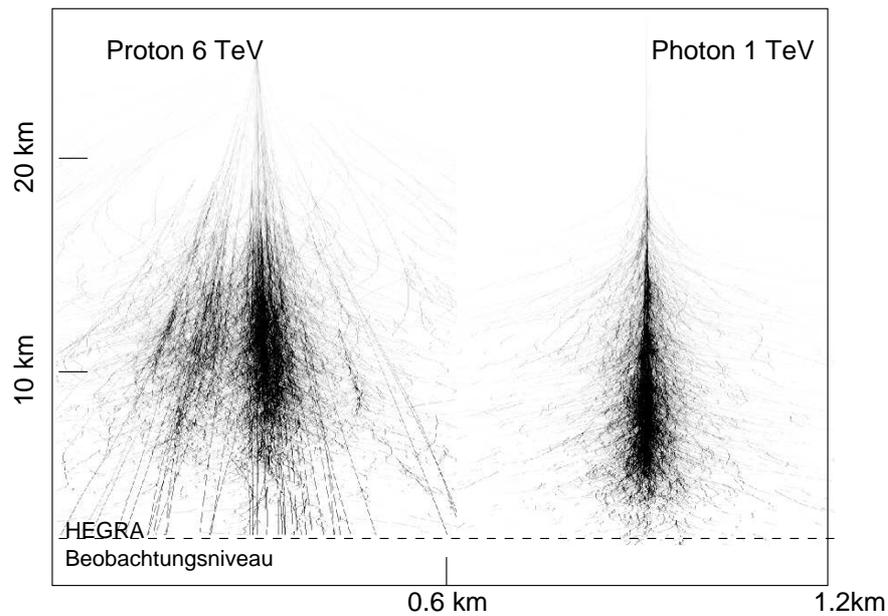
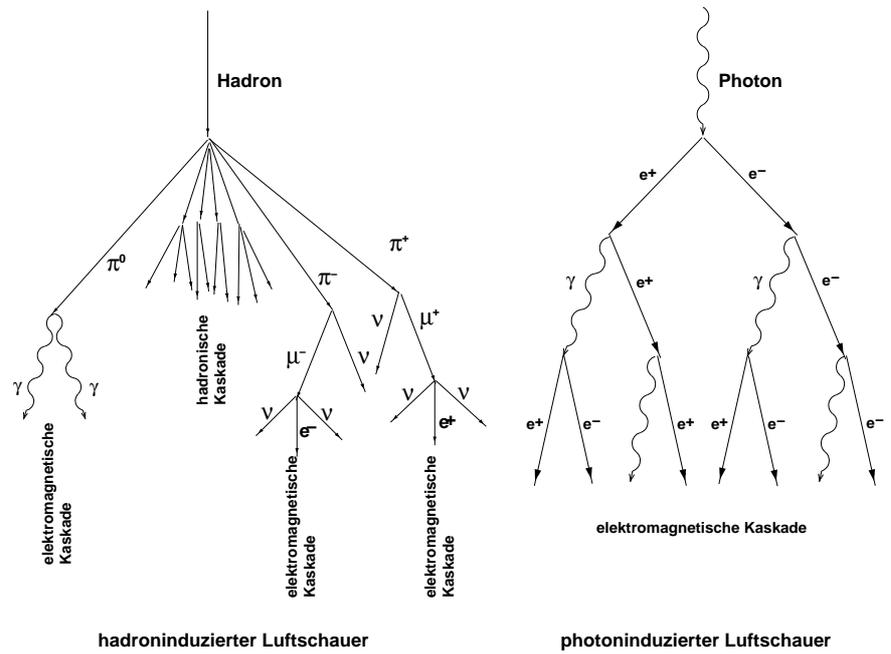
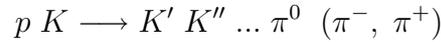
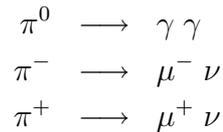


Abbildung 3.3: Hadronischer und photonischer Luftschauger im Vergleich. Von oben nach unten: Wechselwirkungen, Cherenkovlichtdichte aus Monte-Carlo-Simulation (Aus Horns (2001)) und Bild in der Kamera eines Cherenkov-Teleskopes (Nach Tluczykont (2003)).

Atmosphäre anregen (und diese können dann wiederum EM-Strahlung abgeben), oder Teile aus den Kernen herausschlagen, die dann wiederum eine hadronische Kaskade auslösen können. Häufig treten bei solchen Kaskaden Pionen im Endzustand auf:



Diese zerfallen in Photonen oder Leptonen und können, vorausgesetzt sie haben noch genug Energie, einen elektromagnetischen Schauer auslösen.



Für die Beobachtung mit Cherenkov-Teleskopen bilden hadronische Schauer den Untergrund, aus dem das Gamma-Signal herausgefiltert werden muss. Die Unterscheidung der beiden Schauertypen anhand ihrer beobachtbaren Eigenschaften ist deshalb eine Grundvoraussetzung für die Gamma-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen. Im oberen Teil von Abbildung 3.3 sind schematisch die beiden verschiedenen Typen (hadronisch/elektromagnetisch) dargestellt, in der Mitte sieht man die Lateralverteilung der Cherenkovlichtdichte für zwei beispielhafte Schauer aus Monte Carlo Simulationen. Man erkennt die unterschiedlichen Ausprägungen in der Schauerentwicklung: Hadronische Schauer haben wegen des höheren Transversalimpulses bei der starken Wechselwirkung eine breitere Verteilung und "fransen aus". Elektromagnetische Schauer sind kompakter.<sup>1</sup> Entsprechend ergeben sich unterschiedliche Bilder in der Kamera der Cherenkov-Teleskope (Abb. 3.3 unten).

### 3.1.3 Cherenkov-Strahlung

Cherenkov-Strahlung tritt auf, wenn sich ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium mit Brechungsindex  $n$  und mit einer Geschwindigkeit  $v = \beta c$  größer der Lichtgeschwindigkeit in dem Medium  $c/n$  bewegt. Die Wellenfront wird kohärent in einem Winkel  $\theta$  entlang der Bewegungsrichtung ausgestrahlt (s. auch Abb. 3.4):

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$$

Die Cherenkov-Strahlung wird als kontinuierliches Spektrum abgestrahlt. Die Energie, die pro Wegstrecke  $dx$  abgegeben wird, ist gegeben durch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\nu)^2}\right) \nu d\nu.$$

<sup>1</sup>Für sehr hohe Energien ist durch den grossen Impuls die Schauerentwicklung stark entlang der Hauptachse des Schauers konzentriert und hadronische Schauer geben ein ähnliches Bild wie elektromagnetische Schauer.

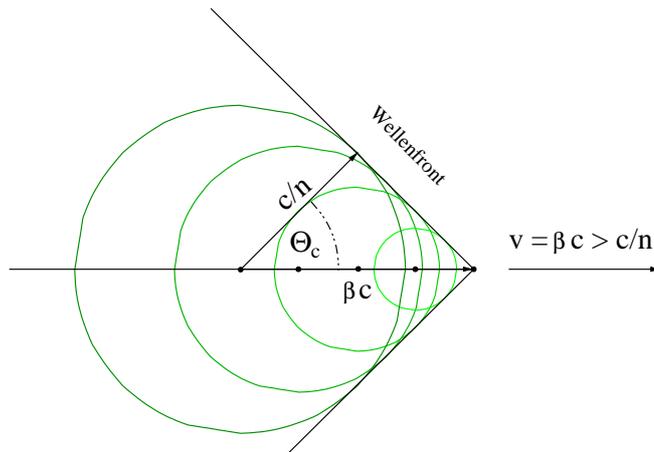


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Cherenkov-Effektes: Teilchen, die sich mit Geschwindigkeit  $v > c/n$  durch ein Medium mit Brechungsindex  $n$  bewegen, strahlen EM-Strahlung unter dem Winkel  $\cos \theta = 1/(\beta n)$  zur Bewegungsrichtung ab.

Dabei ist  $\nu$  die Frequenz der ausgesandten Strahlung. Der Brechungsindex  $n(\nu)$  ist von der Frequenz abhängig. Wegen der  $d\nu$  bzw.  $d\lambda/\lambda^2$  ( $\lambda$ : Wellenlänge) Abhängigkeit überwiegt blaues Licht.

Mit Cherenkov-Teleskopen detektiert man nicht das Cherenkov-Licht eines einzelnen Teilchens, sondern das integrierte Cherenkov-Licht aller Teilchen eines Schauers, nach Absorption und Streuung in der Atmosphäre. Die Bewegungsrichtung der meisten Teilchen zeigt wegen der Impulserhaltung nur eine geringe Abweichung von der Bewegungsrichtung des primären Teilchens. Da das Cherenkov-Licht nur in einem geringen Winkel zur Bewegungsrichtung abgestrahlt wird, leuchten Schauer nur eine kleine Fläche am Boden aus (typischerweise ein Kreis mit 120 m Durchmesser) (s. Abb. 3.5 links).

## 3.2 Cherenkov-Teleskope

Cherenkov-Teleskope bestehen aus Lichtsammelflächen (Spiegeln) und einer Kamera zur Abbildung der Luftschauber. Ein häufig verwendetes Design ist das eines klassischen Spiegel-Teleskops mit der Kamera im Primärfokus (HEGRA, WHIPPLE, H.E.S.S., CANGAROO). Andere Cherenkov Teleskope (z.B. CELESTE) verwenden die Spiegelfelder ehemaliger Sonnenkraftwerke. Die Größe der Spiegelfläche ist entscheidend für die Energieschwelle der nachgewiesenen Schauer. Bei heutigen Spiegelflächen um  $100 \text{ m}^2$  liegt die Energieschwelle zwischen 50 und 100 GeV (Aharonian *et al.* 1997).

Die Dauer eines Cherenkov-Lichtblitzes liegt im Bereich von Nanosekunden. Zum Nachweis werden deshalb Photomultiplier (PMT) eingesetzt, da diese im Gegensatz zu CCD-Kameras ein sehr gutes zeitliches Auflösungsvermögen und eine höhere Sensitivität besitzen. Eine Kamera besteht aus mehreren hundert, dicht angeordneten PMTs, meist ergänzt durch eine Einrichtung zur Lichtbündelung (Winston-Cones). Die Abbildung eines Luftschauers durch ein Cherenkov-

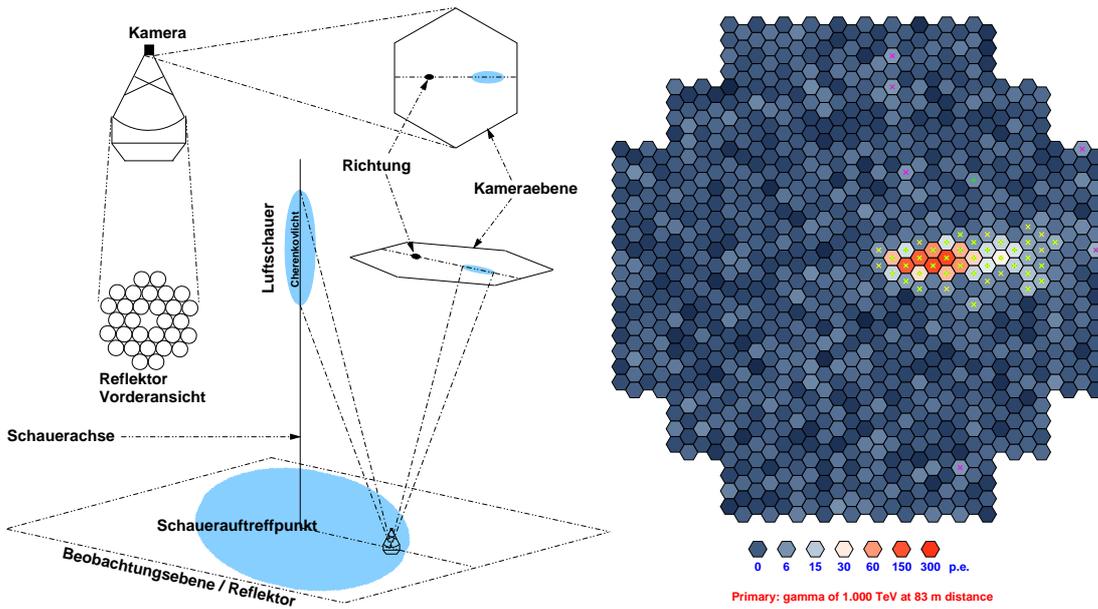


Abbildung 3.5: *Links*: Prinzip der Luftschauer-Abbildung durch ein Cherenkov-Teleskop (Aus Tluczykont (2003)) - *Rechts*: Luftschauer-Bild eines photonischen Schauers in der Kamera eines H.E.S.S.-Teleskopes.

Teleskop ist schematisch in Abbildung 3.5 links dargestellt. Rechts sieht man das Bild eines Monte Carlo Schauers in der Kamera eines H.E.S.S.-Teleskops.

Zur Beschreibung des Schauerbildes in der Kamera verwendet man einen einfachen Satz von Bildparametern, die sogenannten Hillas Parameter (Hillas 1985). Dazu wird eine Ellipse an das Kamerabild angepasst (s. Abb. 3.6), die durch folgende Parameter beschrieben wird:

**Size/Bildamplitude:** Anzahl der in der Kamera nachgewiesenen Photoelektronen (nach ersten Schnitten zur Bildsäuberung).

**Width:** Breite der Ellipse.

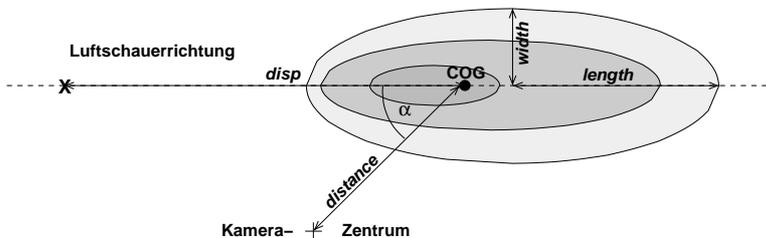


Abbildung 3.6: Hillas-Parameter zur Beschreibung eines Luftschauerbildes in der Kamera-Ebene. (Aus Tluczykont (2003))

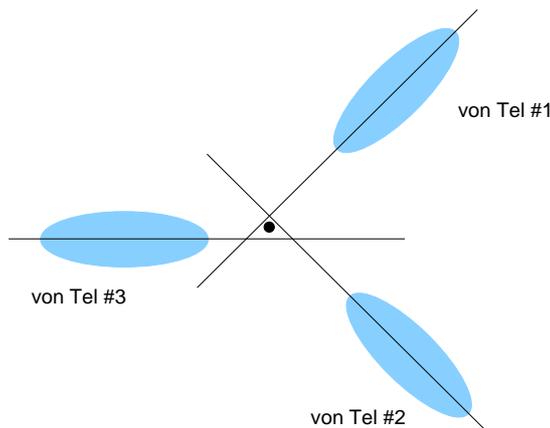


Abbildung 3.7: Überlagerung der Kamerabilder verschiedener Teleskope in einer Ebene zur stereoskopischen Rekonstruktion. Die Schauerrichtung ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Ellipsenhauptachsen.

**Length:** Länge der Ellipse.

**Schwerpunktposition:** Position des Schwerpunktes (engl. *center of gravity*, *COG*) des Bildes in der Kamera.

**Distance:** Abstand des Schwerpunktes zum Kamerazentrum.

**Alpha Winkel:** Winkel zwischen Hauptachse der Ellipse und dem Kamerazentrum.

**Theta Winkel:** Abstand zwischen Schauerrichtung und der Objektposition (s. auch Kap. 3.3).

Die Schauerrichtung liegt in Kamerakoordinaten auf der Hauptachse der Ellipse. Weitere Schauerparameter erhält man durch die Skalierung verschiedener Bildparameter mit entsprechenden, aus Monte Carlo Simulationen gewonnen Parametern und durch stereoskopische Rekonstruktion.

Eine wichtige skalierte Größe ist die mittlere skalierte Bildbreite (*mean scaled width - mscw*). Man erhält sie, indem man die Breite der Ellipse eines Schauerbildes durch die entsprechende Breite eines Gamma-Schauers aus Monte Carlo Simulationen (bei gleichem Zenitwinkel, gleicher Bildamplitude und Abstand des Schauer Auftreffpunktes vom Teleskop) teilt und für Systeme mit mehreren Teleskopen über alle Teleskope mittelt. Diese Größe eignet sich hervorragend zur Gamma-Hadron-Separation.

### 3.3 Stereoskopische Teleskop-Systeme

Bei stereoskopischen Teleskop-Systemen werden mehrere Cherenkov-Teleskope in einer geometrischen Anordnung (z.B. an den Ecken eines Quadrats) zusammengeschaltet und nur Schauerereignisse aufgezeichnet, die von mindestens zwei Tele-



Abbildung 3.8: Drei der vier H.E.S.S.-Teleskope in Namibia im September 2003.

skopen registriert werden. Dadurch erhält man mehrere Bilder desselben Schauers aus unterschiedlichen Perspektiven.

Die Richtung des Schauers ergibt sich als Schnittpunkt der Ellipsenhauptachsen in einem kombinierten Kamerasystem (s. Abb. 3.7). Man erreicht damit derzeit eine Richtungsauflösung von  $0.1^\circ$  pro Ereignis (HEGRA, H.E.S.S.). Ähnlich kann auch der Schauerauftreffpunkt auf dem Boden bestimmt werden. Dies ist besonders wichtig für die Energierekonstruktion, da mit zunehmender Entfernung des Schauers vom Teleskop, weniger Cherenkov-Photonen des Schauers am Teleskop ankommen. Auch die Skalierung der Parameter hängt vom Auftreffpunkt des Schauers ab. Zur Rekonstruktion von Schauerrichtung und Auftreffpunkt stehen auch verbesserte Algorithmen zur Verfügung. (Hofmann *et al.* 1999)

### 3.4 Das H.E.S.S.-Experiment

Die H.E.S.S.-Kollaboration betreibt in Namibia in einer Höhe von 1800 m ein Cherenkov-Teleskop-System. Seit Juni 2002 nimmt das erste Teleskop Daten und Ende 2003 wird die 1. Ausbaustufe mit 4 Teleskopen fertiggestellt sein.

Die einzelnen Teleskope haben jeweils eine Spiegelfläche von ca.  $110 \text{ m}^2$  zusammengesetzt aus 380 runden Einzelspiegeln mit 60 cm Durchmesser. Die Fokallänge beträgt 15 m. Die Kamera besteht aus 960 PMT mit einer Pixelgröße von  $0.16^\circ$  und überdeckt ein Gesichtsfeld von  $5^\circ$  (Abb. 3.5 rechts). Die vier Teleskope sind in einem Quadrat mit Seitenlänge 120 m angeordnet und können über einen zentralen Trigger im stereoskopischen Modus betrieben werden. (Hofmann 2003)

In der Hamburger-H.E.S.S.-Gruppe wurde die Justierung für die Teleskopspiegel entwickelt, erfolgreich getestet und eingesetzt. (Cornils *et al.* 2003)

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Energierekonstruktion für das H.E.S.S.-Teleskopsystem entwickelt und diese in der H.E.S.S.-Standardsoftware implementiert.



# Kapitel 4

## Entwicklung einer Energierückrekonstruktion für die H.E.S.S.-Teleskope

Spektrale Energieverteilungen sind ein zentrales Werkzeug, um aus astronomischen Beobachtungen physikalische Rückschlüsse zu ziehen. Spektren können Hinweise auf die Erzeugungsmechanismen der Strahlung, auf die chemische Zusammensetzung des Objektes, auf Umgebungsbedingungen, auf Objekte oder Strahlungsfelder in der Sichtlinie, auf die Entfernung von beobachteten Objekten und anderes geben. Mit Hilfe von spektralen Energieverteilungen lassen sich so physikalische Modelle aufstellen und testen.

In vielen Wellenlängenbereichen ist die Erzeugung von Spektren technisch einfach umsetzbar: Im optischen Bereich z.B. werden die Photonen an einem Gitter gebeugt und aus der räumlichen Intensitätsverteilung erhält man direkt die spektrale Energieverteilung. Ähnliche Verfahren gibt es auch im Röntgen- und im Infrarot-Bereich. Auch in der TeV-Gamma-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen spielen Spektren eine entscheidende Rolle für das Verständnis der Quellen und der Ausbreitung der Strahlung. Da hier aber der Nachweis indirekt über Luftschauer erfolgt, müssen andere Verfahren zur Energierückrekonstruktion gefunden werden. Diese werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

### 4.1 Verfahren zur Energierückrekonstruktion

In der TeV-Gamma-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen erfolgt der Nachweis der Photonen indirekt über ausgedehnte Luftschauer. Zur Bestimmung der Energie müssen also gemessene Eigenschaften eines Luftschauers mit der Energie des primären Photons in Verbindung gebracht werden.

Die Energie des primären Teilchens ist mit der Anzahl der im Luftschauer ausgesandten Cherenkov-Photonen korreliert, die wiederum die Anzahl der

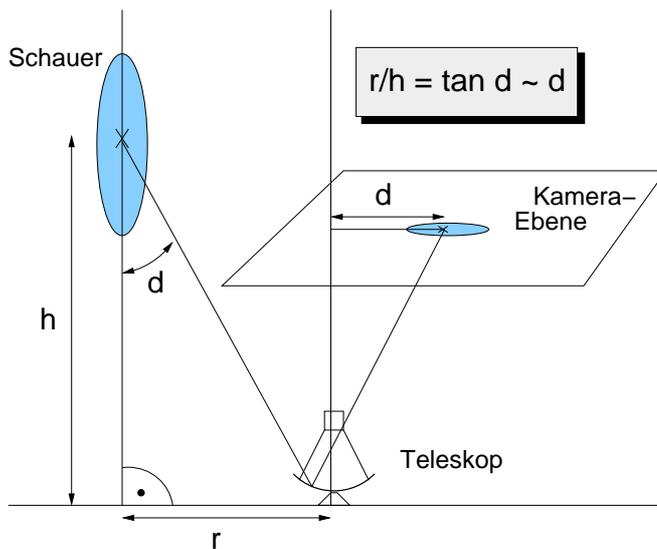


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Rekonstruktion des Schauermaximums mit Hilfe eines einfachen Modells ( $d$ : *distance*,  $r$ : Schauerabstand,  $h$ : Höhe des Schauermaximums).

in der Kamera nachgewiesenen Photoelektronen bestimmt. Der Schauerparameter Bildamplitude kann also als Messgröße für die Energie verwendet werden. Die Anzahl der in der Kamera nachgewiesenen Photoelektronen ist allerdings nicht identisch mit der Anzahl der ausgesandten Cherenkov-Photonen. Nur ein sehr kleiner Teil der Cherenkov-Photonen wird in Richtung des Teleskopes ausgesandt. Absorption und Streuung in der Atmosphäre sowie Detektoreigenschaften verringern die Zahl weiter. Absorption und Streuung sind von Eigenschaften der Atmosphäre und von der Position des Schauers relativ zum Teleskop abhängig. Diese lässt sich durch die folgenden Parameter beschreiben:

**Schauerrichtung:** Herkunftsrichtung des Schauers am Himmel.

**Schauerauftreffpunkt:** Schnittpunkt der Schauerachse mit dem Erdboden (auch Detektorebene genannt).

Als zusätzlicher Parameter kann die **Höhe des Schauermaximums** als die Höhe eingeführt werden, bei der der Schauer die maximale Anzahl an Cherenkov-Photonen abstrahlt. Für ein einfaches Modell, bei dem der Schwerpunkt der an das Schauerbild angepassten Ellipse in der Kamera dem Schauermaximum entspricht (Abb. 4.1), ergibt sich die Höhe des Schauermaximums  $h_{max}$  aus der Entfernung des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop  $r$  und dem Abstand zwischen Kamerazentrum und dem Schwerpunkt der Ellipse  $d$  (*distance*) (in Grad) zu

$$\frac{1}{h_{max}} = \frac{\pi}{180^\circ} \frac{d}{r}.$$

Dabei wird ein parallel zur Beobachtungsrichtung einfallender Schauer angenommen. Diese vereinfachende Annahme ist auf Grund des beschränkten Gesichtsfeldes der Teleskope ( $5^\circ$ ) und der kleinen Flächen, die vom Cherenkov-Licht eines Schauers ausgeleuchtet wird, möglich.

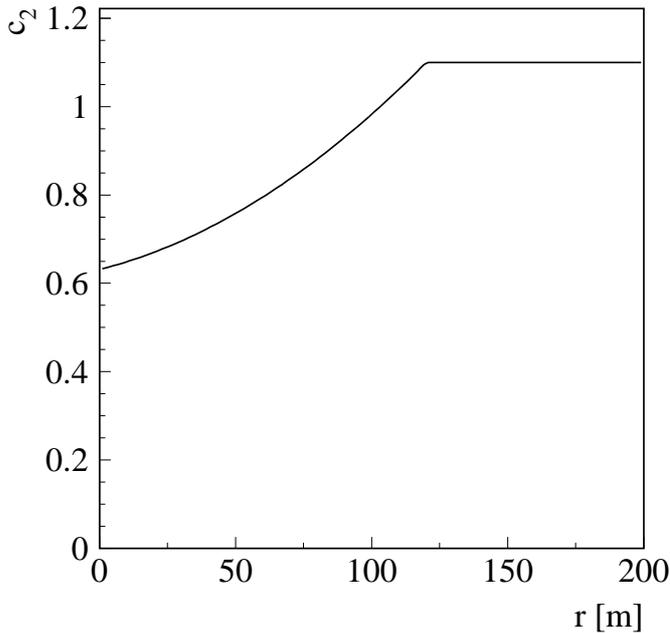


Abbildung 4.2: Parameter  $c_2(r)$  zur Berechnung der Höhe des Schauermaximums. Für Schauer nahe am Teleskop wird das nachgewiesene Cherenkovlicht hauptsächlich tiefer in der Atmosphäre unterhalb des Schauermaximums abgestrahlt. (Aus Hofmann *et al.* (2000))

Im Folgenden wird für die Berechnung des Schauermaximums die um einen Korrekturfaktor auf die Entfernung des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop erweiterte Berechnung aus Hofmann *et al.* (2000) verwendet:

$$\frac{1}{h_{max}} = c_2(r) \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \frac{d}{r}$$

Der Verlauf des Faktors  $c_2(r)$  ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Mit diesem Faktor wird berücksichtigt, dass das nachgewiesene Cherenkovlicht von Schauern die nahe am Teleskop auftreten meist tiefer in der Atmosphäre unterhalb des Schauermaximums abgestrahlt wird. Der Faktor ist anhand von Monte-Carlo-Daten optimiert. Mit Schauerrichtung, Schauerauftreffpunkt und Höhe des Schauermaximums ist die Position des Schauers relativ zum Teleskop bestimmt.

Um die Detektoreigenschaften und die Atmosphäre richtig zu berücksichtigen, ist theoretisch ein geeichter Teststrahl aus TeV-Photonen erforderlich, der leider nicht zur Verfügung steht.<sup>1</sup> Die Untersuchung der Schauereigenschaften wird deshalb anhand von Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt (die natürlich auf Messungen, wie z.B. der Atmosphären-Dichteverteilung oder allgemeine Detektoreigenschaften, basieren). Diese werden im Kapitel 4.2 ausführlicher vorgestellt.

Für eine einfache Energierekonstruktion werden Gamma-Schauer für verschiedene Zenitwinkel und unterschiedliche Energien simuliert und jeweils für einen bestimmten Abstand vom Teleskop die Anzahl der Photoelektronen in der Kamera (Bildamplitude) gegen die Energie des primären Teilchens in Tabellen ge-

<sup>1</sup>Die atmosphärischen Myonen und die geladene kosmische Strahlung können für bestimmte Anwendung (wie z.B. Kalibration) als Teststrahl angesehen werden.

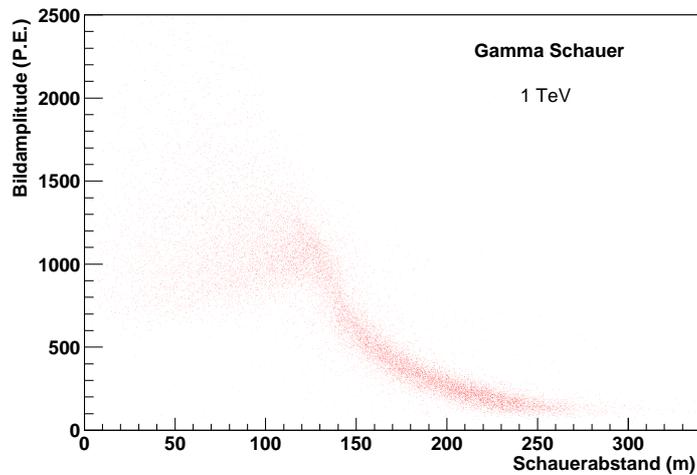


Abbildung 4.3: Bildamplitude gegen Schauerabstand Verteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen für 1 TeV Gamma Schauer,  $0^\circ$  Zenitwinkel und für alle Höhen des Schauermaximums.

speichert. Die Energie eines Schauers wird für einen bestimmten Parametersatz (Zenitwinkel, Bildamplitude, Schauerort) durch „Nachschlagen“ und Interpolation aus der Tabelle bestimmt. (Aharonian *et al.* 1999a)

In Abbildung 4.3 ist die Verteilung der Bildamplitude gegen den rekonstruierten Abstand des Schauerortpunktes in der Ebene senkrecht zur Teleskopachse, im Folgenden Schauerabstand genannt, für monoenergetische Gamma-Schauer bei Energien von 1 TeV und einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  dargestellt. Die Verteilung ist bis ca. 120 m Abstand zum Teleskop sehr breit und zeigt einen relativ flachen Verlauf. Das Cherenkovlicht wird hier von einigen wenigen, hochenergetischen Elektronen dominiert, die tief in die Atmosphäre eindringen, und unterliegt deshalb stärkeren statistischen Schwankungen. Für Entfernungen größer 120 m wird die Verteilung kompakter und zeigt einen charakteristischen Abfall, der mit dem Cherenkov-Lichtkegel der Schauerteilchen korreliert ist. Cherenkovlicht in diesem Bereich wird von vielen verschiedenen Teilchen entlang des Schauers erzeugt. Die statistischen Schwankungen sind geringer. (Rao & Sinha 1988; Hillas & Patterson 1990; Sinha 1995; Chitnis & Bhat 1998)

In Abbildung 4.4 oben sind die Verteilungen von Bildamplitude gegen Schauerabstand für Gamma-Schauer mit zwei unterschiedlichen Energien (0.5 und 1 TeV) dargestellt. Sie überschneiden sich stark. Eine präzise Unterscheidung ist in dieser Darstellung also selbst bei einem relativ großen Abstand in der Energie (0.5 TeV) nicht möglich. Für die oben eingeführte Energierekonstruktion ist aber eine Unterscheidung der beiden Verteilungen notwendig. Je schlechter sich die Verteilungen für verschiedene Energien trennen lassen, desto schlechter ist auch die Energieauflösung.

In Abbildung 4.4 Mitte/Unten ist die gleiche Verteilung von Bildamplitude gegen Schauerabstand für Gamma-Schauer mit Energie 0.5 und 1 TeV aufgetragen, hier aber jeweils nur für Schauer bei denen die Höhe des Schauermaximums

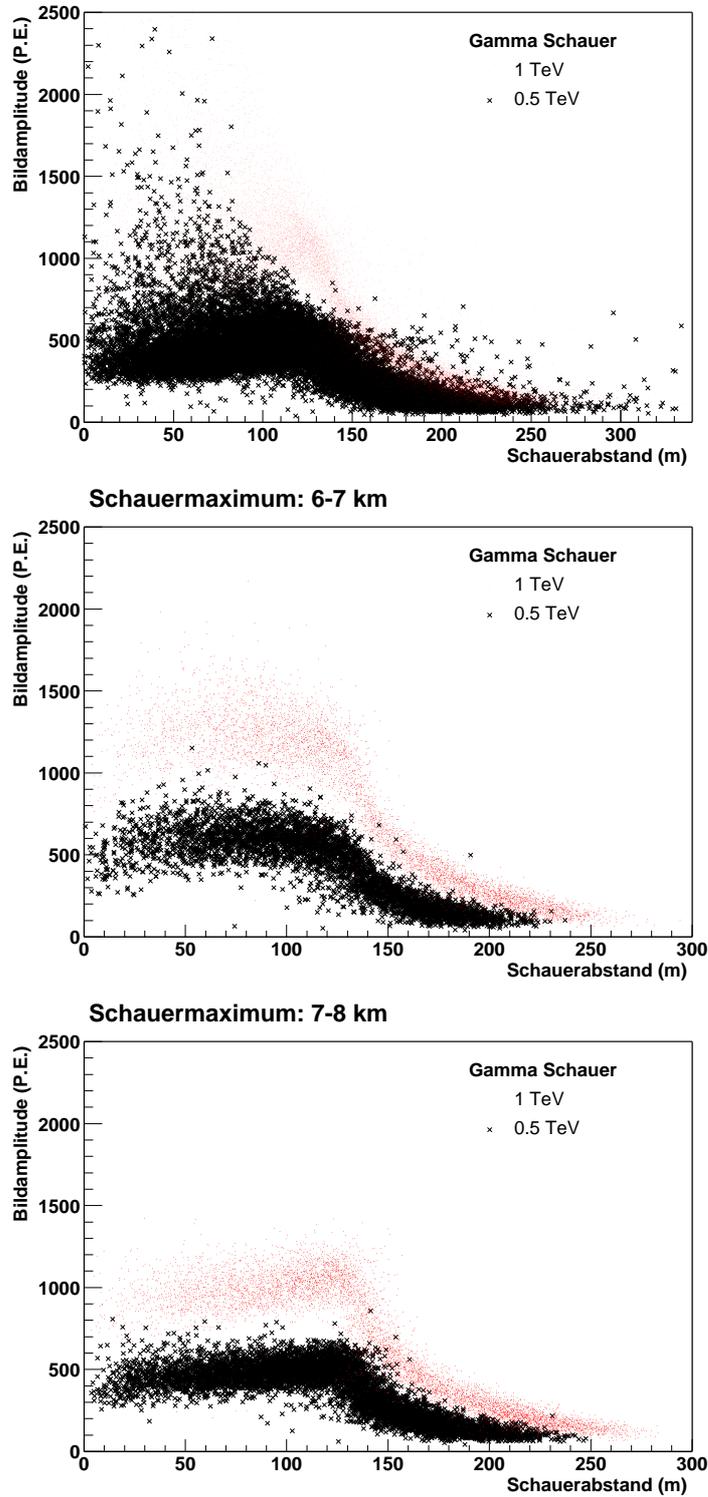


Abbildung 4.4: Bildamplitude gegen Schauerabstand Verteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (0.5 und 1 TeV,  $0^\circ$  Zenitwinkel), *Oben*: Alle Schauermaximumhöhen - *Mitte/Unten*: Intervalle von 1 km Breite in der Schauermaximumhöhe.

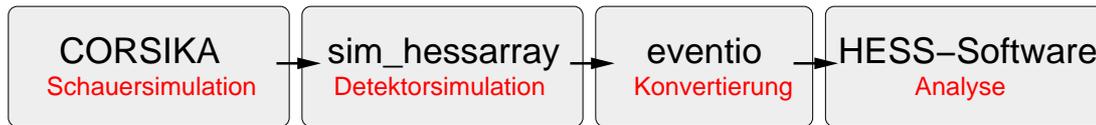


Abbildung 4.5: Datenfluss für Monte-Carlo-Daten von der Schauersimulation bis zur Analyse.

in einem bestimmten Intervall liegt (Mitte: 6-7 km, Unten: 7-8 km). Die Verteilungen sind deutlich schmäler und die beiden Energien lassen sich gut unterscheiden. Durch Hinzunahme der Höhe des Schauermaximums lässt sich also die Energierekonstruktion deutlich verbessern.

Bei korrekter Berücksichtigung der dreidimensionalen Position des Schauers relativ zum Teleskop (z.B. durch Schauerabstand, Schauerrichtung und Höhe des Schauermaximums), sollte sich für eine bestimmte Position des Schauers relativ zum Teleskop eine lineare Beziehung zwischen der Energie des primären Teilchens und den nachgewiesenen Photoelektronen ergeben (Hofmann *et al.* 2000).<sup>2</sup>

Die oben beschriebenen Eigenschaften sollen im Folgenden untersucht werden und als Grundlage für die hier entwickelte Energierekonstruktion dienen. Da die Studien zunächst anhand von Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt wurden, sollen diese im nächsten Abschnitt erläutert werden.

## 4.2 Monte-Carlo-Simulation mit CORSIKA und sim\_hessarray

Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden die beiden Monte-Carlo-Programmpakete CORSIKA (Heck *et al.* 1998) und sim\_hessarray (Bernlöhr 2001) verwendet. CORSIKA wurde ursprünglich zur Simulation von ausgedehnten Luftschauern in der Atmosphäre entwickelt, später kam eine Funktion zur Berechnung der abgestrahlten Cherenkov-Photonen hinzu. sim\_hessarray ist eine Detektorsimulation, die für das HEGRA-Experiment entwickelt und an die H.E.S.S.-Teleskope angepasst wurde. In sim\_hessarray werden alle Komponenten des Teleskops, von den Spiegeln, über die Kamera bis zur Ausleseelektronik simuliert.

CORSIKA erlaubt eine Fülle von Einstellungen und Eingangsparametern, von denen im Folgenden die für diese Arbeit grundlegenden vorgestellt werden:

**Schauer:** Es kann die Teilchensorte des primären Teilchens (z.B. Photon, Proton, Elektron aber auch schwere Kerne), die Energieverteilung (z.B. Spektrum, das einem Potenzgesetz folgt, in einem bestimmten Energiebereich,

---

<sup>2</sup>Durch Schnitte in der Analyse und Detektoreigenschaften können zusätzliche Korrekturfaktoren auftreten (Hofmann *et al.* 2000).

monoenergetisch), der Zenitwinkel, die Höhe der ersten Wechselwirkung (fester Wert, nach Atmosphärendichte), Anzahl der Schauer und der Schauerauftreffpunkt (fester Wert, zufällig in einem bestimmten Radius) gewählt werden. Weiterhin können einmal simulierte Schauer mehrfach zufallsverteilt eingestreut werden, um Rechenzeit zu sparen.

**Standort:** Parameter sind das Atmosphären-Dichteprofil und das Magnetfeld. Hier werden Standardwerte aus Messungen in Namibia verwendet.

**Detektor:** Es können verschiedene Detektorkonfigurationen angegeben werden. Die einzelnen Teleskope werden als Kugel dargestellt und aus Speichergründen nur Cherenkov Photonen gespeichert, die eine der Kugeln durchqueren. Auch hier gibt es einen Standardsatz für das H.E.S.S.-Teleskop-System.

Die mit CORSIKA simulierten Schauer werden in einer Datei gespeichert und anschließend mit `sim_hessarray` verarbeitet. Für die Detektor-Eigenschaften in `sim_hessarray` steht ein Satz von Standard-Eingangsparametern aus verschiedenen Messungen an den H.E.S.S.-Teleskopen zur Verfügung, der auch in dieser Arbeit verwendet wurde. Nur die Ausrichtung der Teleskope muss noch gewählt werden. `sim_hessarray` erzeugt eine Datei mit Rohdaten, die (nach Konvertierung mit dem Programm `eventio`) mit dem H.E.S.S.-Software-Paket analysiert werden kann, mit dem auch die normalen Daten analysiert werden.

Für diese Arbeit wurden zahlreiche Gamma-Schauer ( $\sim 400\,000$ ) im Energiebereich von 50 GeV bis 20 TeV, monoenergetisch und als Spektren (Potenzgesetz) für verschiedene Zenitwinkel simuliert. Für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Energierekonstruktion ist wegen des doppelten Binnings in der Höhe des Schauermaximums und in der Entfernung zum Schauerauftreffpunkt eine große Zahl an Schauern (ca. 20 000, je 20 mal eingestreut) pro Zenitwinkel erforderlich, um eine genügend hohe Statistik pro Bin zu gewährleisten. Um die Qualität der Rekonstruktion zu überprüfen wurden jeweils Daten aus unabhängigen Monte-Carlo-Simulationen verwendet.

### 4.3 Energierekonstruktion für das H.E.S.S.-Teleskop-System

Zunächst musste die oben eingeführte Rekonstruktion für die Höhe des Schauermaximums in die H.E.S.S.-Software implementiert werden. Des weiteren wurden zahlreiche Module und Programme zur Energierekonstruktion und zur Analyse der Ergebnisse entwickelt und implementiert. Als Programmiersprache kam dabei C++ zum Einsatz.

Die in dieser Arbeit entwickelte Energierekonstruktion funktioniert nach dem folgenden Prinzip:

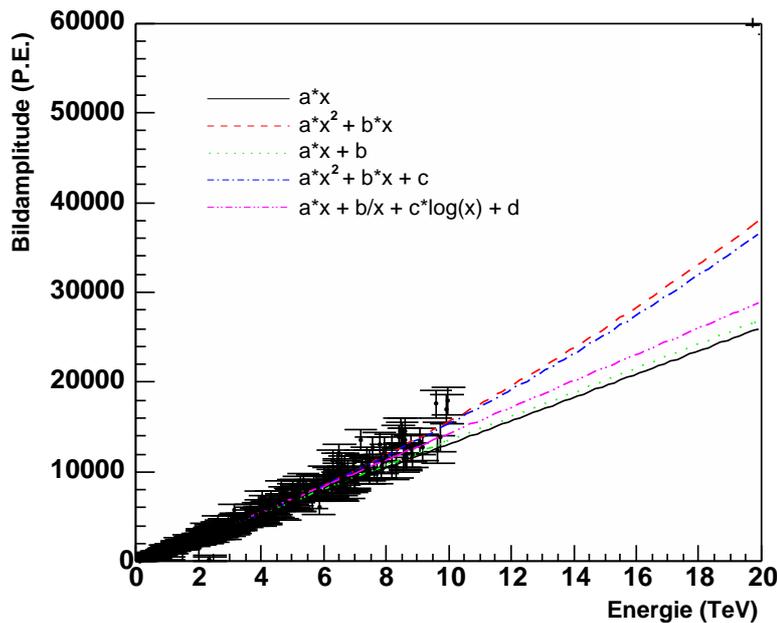


Abbildung 4.6: Bildamplitude gegen Energie Verteilung für ein Bin in der Höhe des Schauermaximums (6-7 km) und des Schauerabstandes (80-90 m) mit verschiedenen Anpassungsfunktionen (s. Tab. 4.1).

1. Aus einem Monte-Carlo-Datensatz für einen Zenitwinkel (typischerweise ein Spektrum, das einem Potenzgesetz mit Spektralindex 1.0 folgt, im Energiebereich von 0.1 bis 10.0 TeV) werden die Bildamplitude, der Schauerabstand, die Höhe des Schauermaximums und die Energie für jedes Ereignis gespeichert.
2. Aus diesen Datensätzen wird für jeweils ein Bin in Schauerabstand und Höhe des Schauermaximums eine Verteilung von Bildamplitude gegen Energie erzeugt. Typische Bingrößen sind 10 m im Schauerabstand und 1 km in der Höhe des Schauermaximums.
3. An die Verteilungen wird eine Funktion angepasst und die jeweiligen Funktionsparameter in einer Tabelle gespeichert. Für die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie wird ein linearer Zusammenhang erwartet (Hofmann *et al.* 2000).
4. Zur Rekonstruktion der Energie eines Ereignisses werden die Funktionsparameter für den jeweiligen Satz von Schauerparametern aus der Tabelle gelesen (bzw. linear zwischen den Einträgen interpoliert). Durch Umkehrung der Funktion und Interpolation erhält man für einen Parametersatz aus der Bildamplitude die Energie.

In Abbildung 4.6 ist eine Verteilung von Bildamplitude gegen Energie für ein Intervall in Schauerabstand und Höhe des Schauermaximums dargestellt. Die Fehler in Y-Richtung an den Einträgen ergeben sich aus einer Abschätzung der Breite der Verteilung von Bildamplitude gegen Energie für verschiedene Intervalle in der

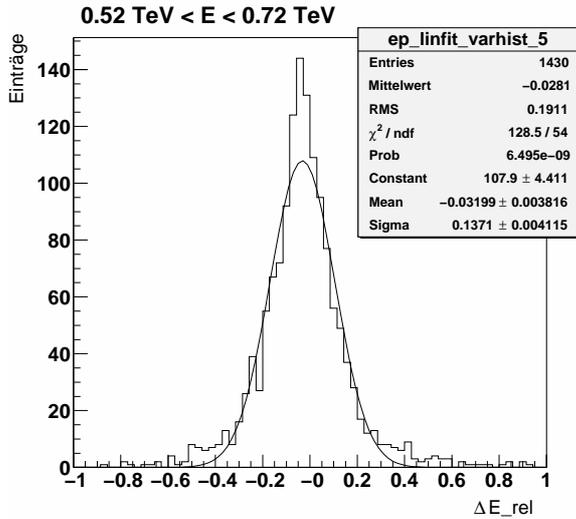


Abbildung 4.7: Verteilung der relativen Energieauflösung  $\Delta E_{rel}$  für einen bestimmten Bereich in der Energie bei Verwendung einer linearen Anpassungsfunktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie. Eingezeichnet ist auch die Anpassung einer Gauss-Funktion an die Verteilung.

Energie. Neben einer linearen Anpassungsfunktion sind weitere Anpassungsfunktionen an die Verteilung eingezeichnet, die im Verlauf des Abschnitts diskutiert werden.

Als Messgröße für die Qualität der Energierekonstruktion wird die relative Energieauflösung  $\Delta E_{rel}$  eingeführt. Sie ergibt sich aus der rekonstruierten Energie  $E_{reko}$  und der wahren Energie des Schauers  $E_{wahr}$  zu

$$\Delta E_{rel} = \frac{E_{reko} - E_{wahr}}{E_{wahr}}.$$

In Abbildung 4.7 ist die Verteilung der relativen Energieauflösung für ein Intervall in der Energie für eine lineare Anpassungsfunktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie dargestellt. Um die Qualität der Energierekonstruktion zu beurteilen, werden die folgenden Größen dieser Verteilung betrachtet:

**Mittelwert der Verteilung** Der Mittelwert der Verteilung von  $\Delta E_{rel}$  sollte bei Null liegen.

**Breite der Verteilung** Die Breite der Verteilung von  $\Delta E_{rel}$  wird im Folgenden durch die Quadratwurzel der Varianz (engl. *root mean square*, *RMS*) der Verteilung bestimmt.

Mit diesen beiden Größen wird die gesamte Verteilung beschrieben. Besonders der RMS-Wert steigt stark an, wenn die Verteilung Ausläufer zu hohen Werten hat. Wenn man an dem Verhalten der Verteilung im zentralen Bereich in der Nähe von Null interessiert ist, empfiehlt sich die Verwendung einer angepassten Gauss-Funktion:

**Position des Maximums einer angepassten Gauss-Funktion** Die Position des Maximums (im Folgenden als engl. *mean* bezeichnet) dieser Gauss-Funktion sollte bei Null liegen.

#	Anpassungsfunktion
1	$a \cdot E_{wahr}$
2	$a \cdot E_{wahr}^2 + b \cdot E_{wahr}$
3	$a \cdot E_{wahr} + b$
4	$a \cdot E_{wahr}^2 + b \cdot E_{wahr} + c$
5	$a \cdot \log(E_{wahr}) + b \cdot E_{wahr} + c/E_{wahr} + d$

Tabelle 4.1: Verschiedene Anpassungsfunktionen an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie.

**Sigma einer angepassten Gauss-Funktion** Als alternatives Maß für die Breite der Verteilung wird das Sigma der Gauss-Funktion verwendet.

Zunächst soll untersucht werden, ob sich die Verteilung von Bildamplitude  $I$  gegen Energie  $E_{wahr}$  durch einen linearen Zusammenhang beschreiben lässt. Dazu wurde folgende Anpassungsfunktion verwendet:

$$I(E_{wahr}) = a \cdot E_{wahr} .$$

Die mit dieser Funktion erzeugten Tabellen zur Energierekonstruktion wurden mit unabhängigen Monte-Carlo-Datensätzen getestet.

In Abbildung 4.8 und 4.9 sind die Ergebnisse für die relative Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel dargestellt. Der RMS-Wert und das Sigma zeigen einen ähnlichen Verlauf: Sie liegen bei 0.1 TeV im Bereich von 20 % und sinken für Energien im TeV-Bereich unter 15 % (RMS) bzw. 10 % (Sigma) (Abb. 4.8). Der Mittelwert und der *mean* schwanken um die Nullposition mit Abweichungen von bis zu 8 % (Abb. 4.9). Dies ist für eine präzise Energieauflösung nicht akzeptabel. Im Folgenden sollen zwei Methoden zur Verringerung der Schwankungen untersucht werden:

1. Die Anpassungsfunktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie wird um zusätzliche Terme erweitert, um die Verteilung besser zu beschreiben.
2. Die Energierekonstruktion wird zunächst mit der linearen Anpassungsfunktion durchgeführt. Anschliessend wird eine Korrekturfunktion auf die rekonstruierte Energie angewandt. Diese wird durch die Anpassung von verschiedenen Korrekturfunktionen an die Verteilungen von Mittelwert/*mean* gegen Energie aus unabhängigen Monte-Carlo-Datensätzen gewonnen.

**Zu Methode 1:** Die getesteten Erweiterungen der Anpassungsfunktion sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Für die Funktionen zwei bis vier wurde die lineare Funktion um einen konstanten Wert, um einen quadratischen Term bzw. um beide Terme erweitert. Die fünfte Funktion wurde aus einer Analyse der Schwankungen des Mittelwertes in Abhängigkeit von der Energie abgeleitet.

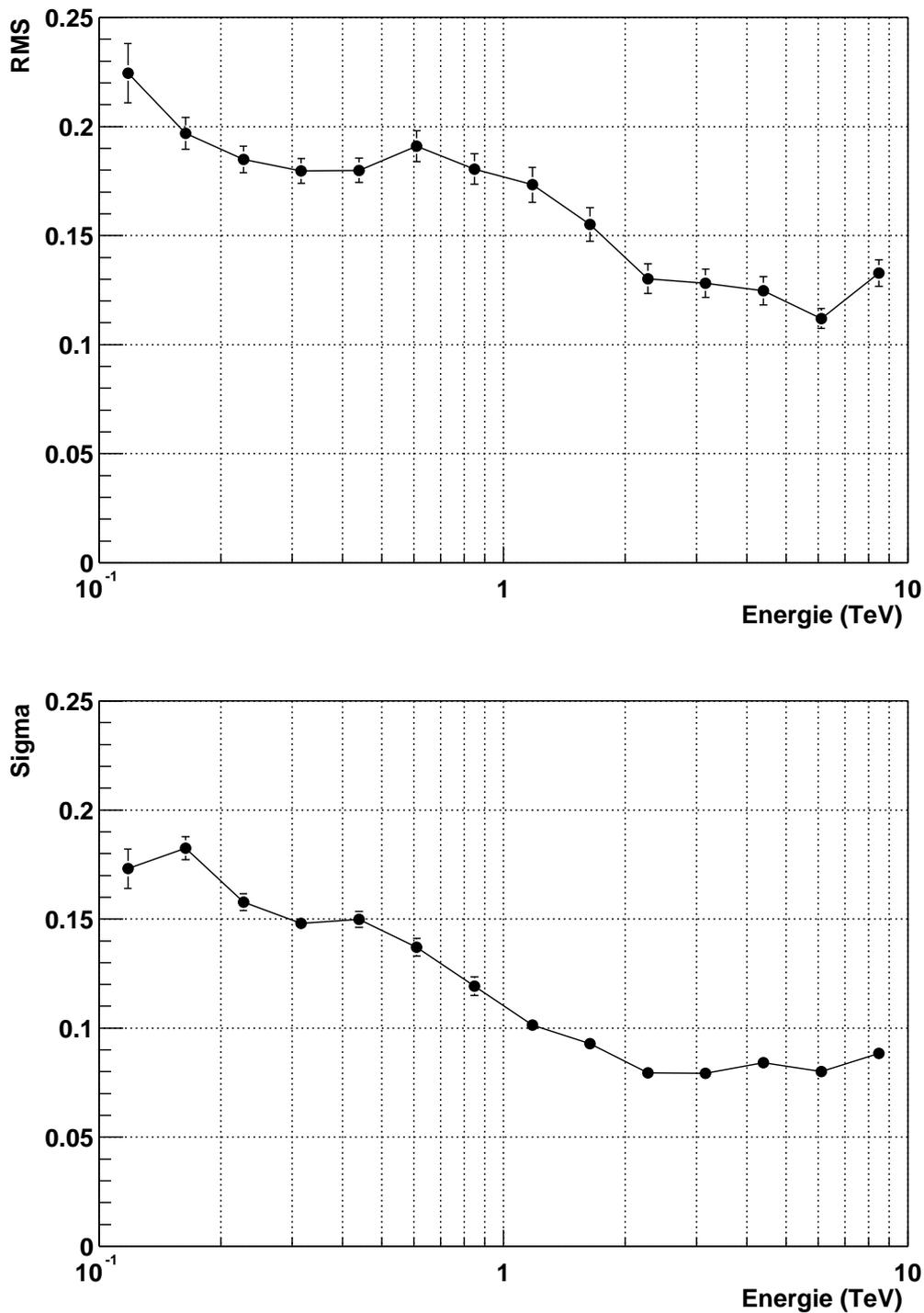


Abbildung 4.8: Der RMS-Wert (*oben*) und das Sigma einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel für eine lineare Anpassungsfunktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie (wie in Abb. 4.7).

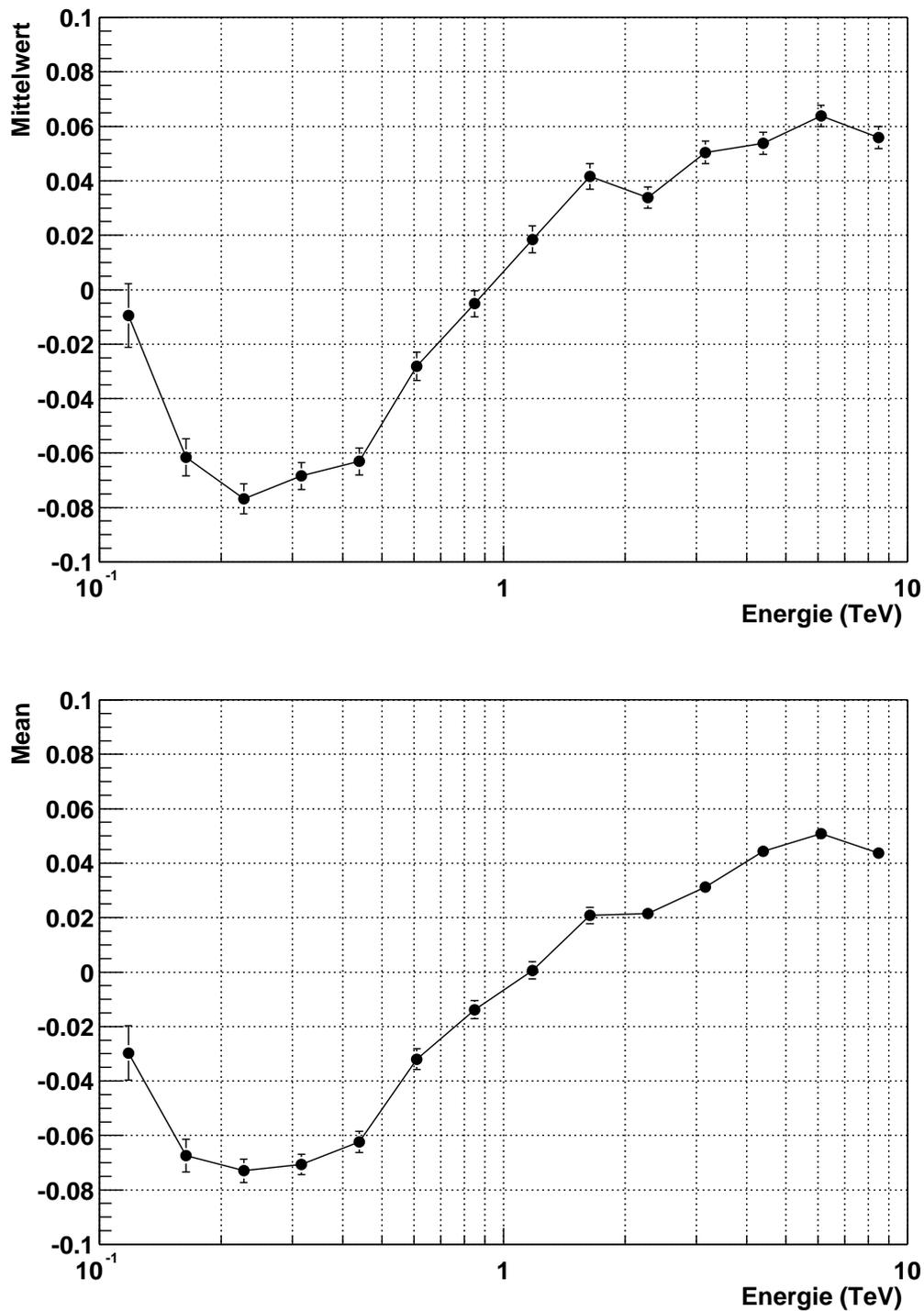


Abbildung 4.9: Mittelwert der Verteilung (*oben*) und *mean* einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel für eine lineare Anpassungsfunktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie (wie in Abb. 4.7).

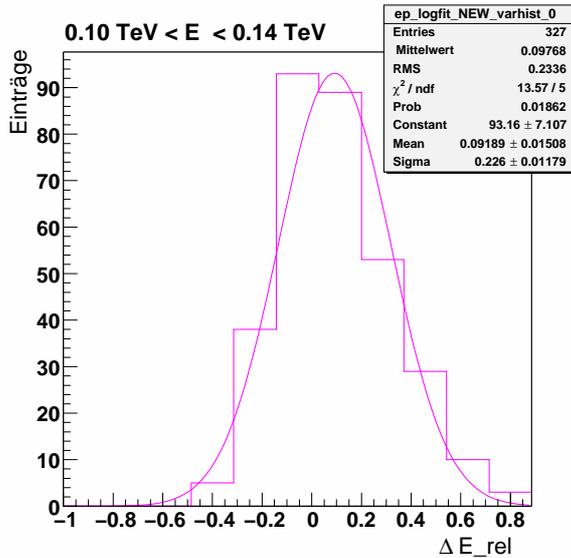


Abbildung 4.10: Verteilung der relativen Energieauflösung  $\Delta E_{rel}$  für kleine Energien bei einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  unter Verwendung von Anpassungsfunktion #5. Man erkennt die Verschiebung zu positiven Werten.

Für jede der Anpassungsfunktionen wurde eine Tabelle zur Energierekonstruktion erstellt und diese an Monte-Carlo-Daten getestet. Die Ergebnisse für die relative Energieauflösung bei einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  sind in den Abbildungen 4.11 und 4.12 zusammengefasst. RMS und Sigma sind für alle Anpassungsfunktionen sehr ähnlich. Für Mittelwert und *mean* wird die Schwankung mit der Hinzunahme zusätzlicher Funktionsparameter jedoch systematisch kleiner. Dabei zeigen Funktion vier und fünf die besten Ergebnisse. Die Schwankungen von Mittelwert und *mean* bei Verwendung dieser beider Funktionen liegen im Bereich von  $\pm 2\%$ .

Für sehr kleine Energien wird die Energie systematisch überschätzt. Dies lässt sich durch Effekte an der Energieschwelle erklären: Schauer mit zu kleinen Energien werden vom Teleskop nicht registriert und können somit auch nicht rekonstruiert werden. Es überwiegen also Schauer mit großen Energien. Die Verteilung der relativen Energieauflösung wird zu positiven Werten hin verschoben (Abb. 4.10).

Die Ergebnisse für die relative Energieauflösung bei einem Zenitwinkel von  $45^\circ$  sind in Abbildung 4.13 und 4.14 dargestellt. Breite und Mittelwert zeigen ein ähnliches Verhalten wie bei  $0^\circ$  Zenitwinkel, allerdings, wegen der höheren Energieschwelle, zu höheren Energien hin verschoben. Die Schwankungen im Mittelwert für Funktion eins bis drei sind deutlicher ausgeprägt als bei  $0^\circ$ . Auch Funktion vier zeigt deutliche Schwankungen. Nur bei Funktion fünf liegen die Schwankungen über einen weiten Bereich unter  $2\%$ . Auch hier zeigt sich wieder die Überschätzung der Energie für Energien in der Nähe der Energieschwelle. Für die Energierekonstruktion mit Methode eins liefert Anpassungsfunktion fünf die besten Ergebnisse (besonders bei  $45^\circ$ ).

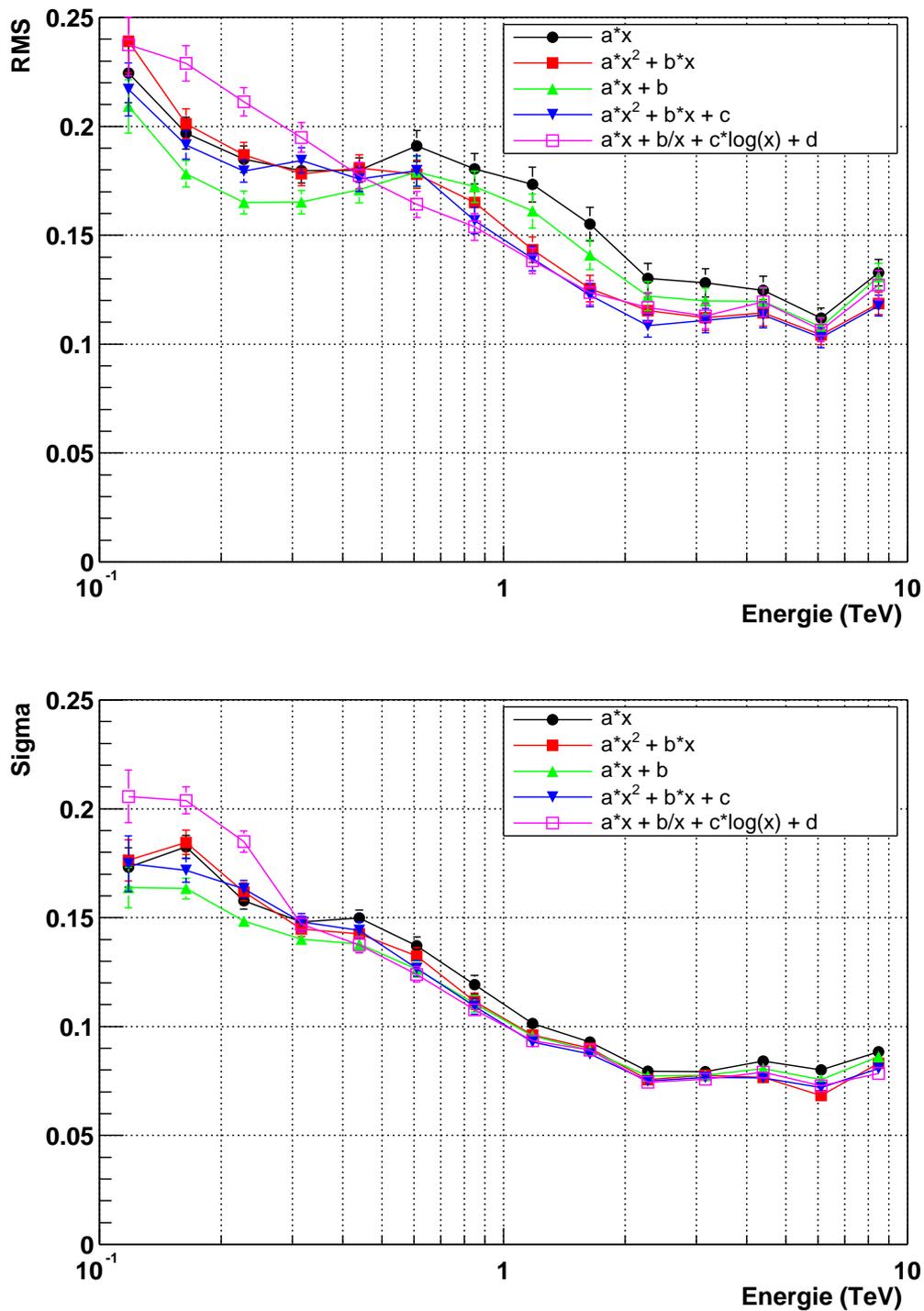


Abbildung 4.11: Der RMS-Wert (*oben*) und das Sigma einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel für verschiedene Anpassungsfunktionen an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie.

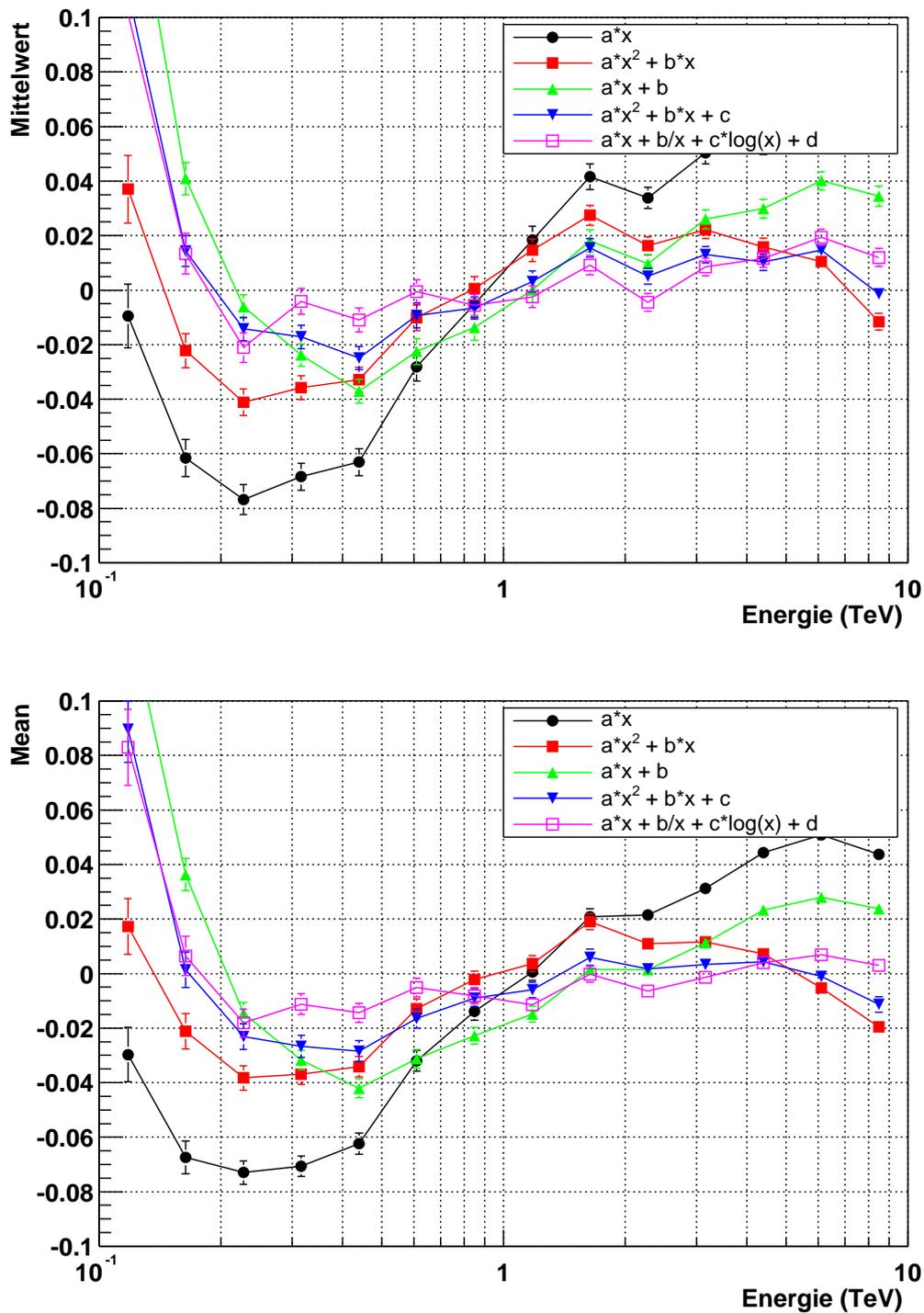


Abbildung 4.12: Mittelwert der Verteilung (*oben*) und *mean* einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel für verschiedene Anpassungsfunktionen an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie.

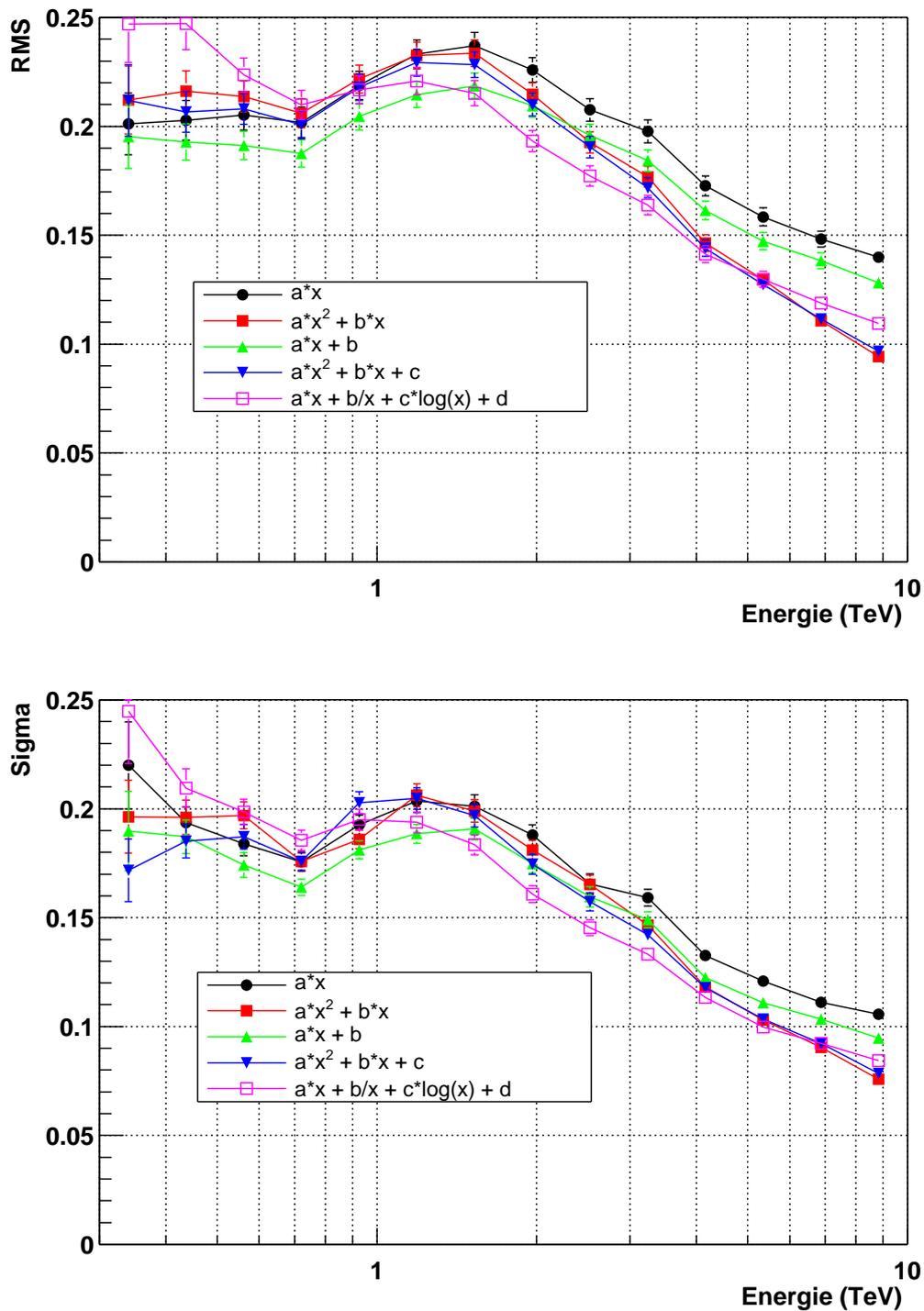


Abbildung 4.13: Der RMS-Wert (*oben*) und das Sigma einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei 45° Zenitwinkel für verschiedene Anpassungsfunktionen an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie.

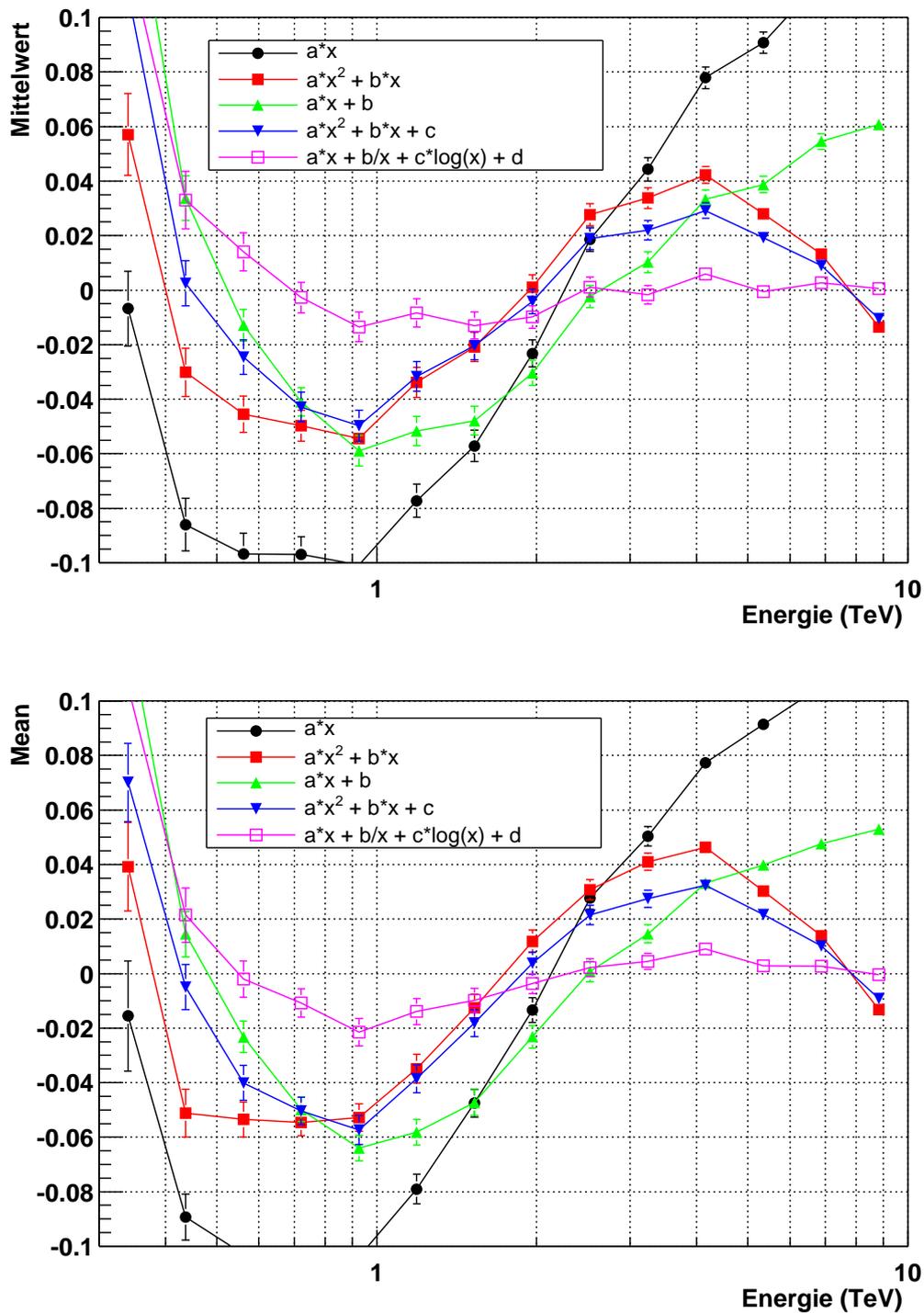


Abbildung 4.14: Mittelwert der Verteilung (*oben*) und *mean* einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $45^\circ$  Zenitwinkel für verschiedene Anpassungsfunktionen an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie.

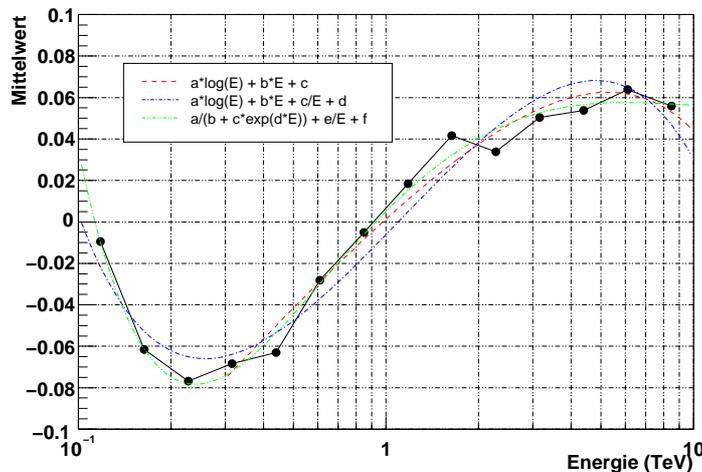


Abbildung 4.15: Mittelwert der relativen Energieauflösung für eine lineare Anpassungsfunktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie bei einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  mit verschiedenen angepassten Korrekturfunktionen.

**Zu Methode 2:** Für die zweite Methode zur Ausgleichung der systematischen Schwankungen des Mittelwertes wird die Energie zunächst unter Verwendung der linearen Anpassungsfunktion rekonstruiert und anschliessend mit einer Funktion korrigiert. Zur Bestimmung dieser Funktion werden die Verteilungen von Mittelwert gegen Energie und *mean* gegen Energie für die lineare Anpassungsfunktion durch folgende Korrekturfunktionen angepasst:<sup>3</sup>

$$\begin{aligned} \text{mean}/\text{Mittelwert} &= a \cdot \log(E_{\text{wahr}}) + b \cdot E_{\text{wahr}} + c \\ \text{mean}/\text{Mittelwert} &= a \cdot \log(E_{\text{wahr}}) + b \cdot E_{\text{wahr}} + c/E_{\text{wahr}} + d \\ \text{mean}/\text{Mittelwert} &= \frac{a}{b + c \cdot \exp^{d \cdot E_{\text{wahr}}}} + e/E_{\text{wahr}} + f \end{aligned}$$

Durch Einsetzen der rekonstruierten Energie in die Funktionen, erhält man einen Korrekturfaktor für die Energie, der deren mittlere Abweichung von der Nullposition beschreibt. Die rekonstruierte Energie wird dann um diesen Faktor korrigiert.

In Abbildung 4.15 ist beispielhaft der Mittelwert der relativen Energieauflösung (wie in Abb. 4.9) zusammen mit den obigen Korrekturfunktionen dargestellt. Die Korrekturfunktionen beschreiben die Schwankungen des Mittelwertes gut. Allerdings muss bei Verlängerung der Funktionen über den angepassten Energiebereich hinaus mit größeren Abweichungen gerechnet werden. Es muss also immer der gesamte Bereich angepasst werden, der rekonstruiert werden soll (hier 0.1 bis 10.0 TeV).

Die Energierekonstruktion mit Korrekturfunktion wurde wiederum mit Monte-Carlo-Datensätzen getestet. Die Ergebnisse für die relative Energieauflösung sind

<sup>3</sup>Hier wird zunächst die tatsächliche Energie verwendet. Die gleiche Prozedur wurde auch auf die Verteilung von Mittelwert/*mean* gegen rekonstruierte Energie angewendet, mit einem sehr ähnlichem Ergebnis. Aus Übersichtsgründen sind nur die Ergebnisse für die tatsächliche Energie aufgeführt.

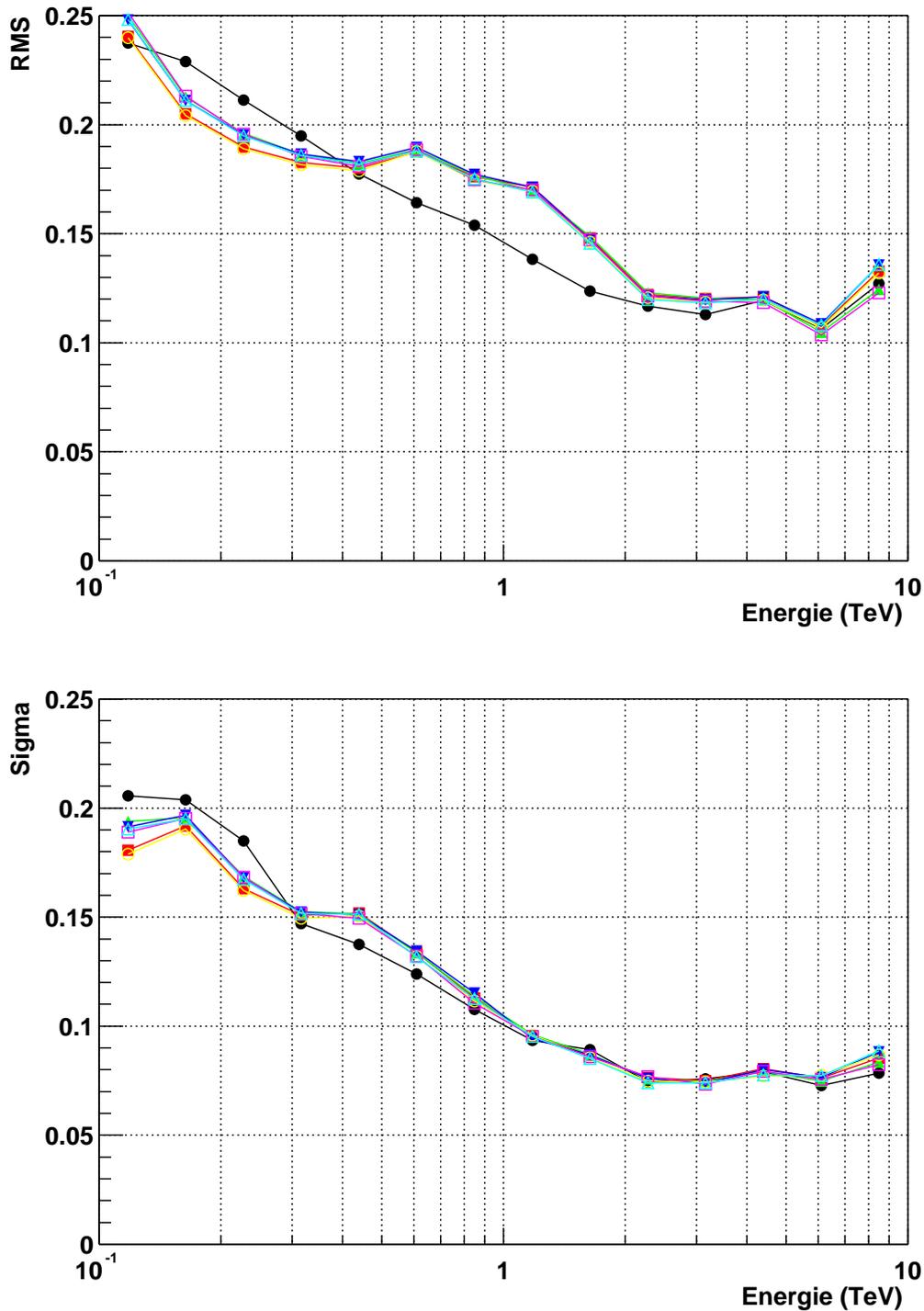


Abbildung 4.16: Der RMS-Wert (*oben*) und das Sigma einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel für verschiedene Korrekturfunktionen bei linearer Anpassungsfunktion. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse für die Energierekonstruktion mit Anpassungsfunktion #5 eingezeichnet (gefüllte Kreise). Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf Angabe der Fehler verzichtet.

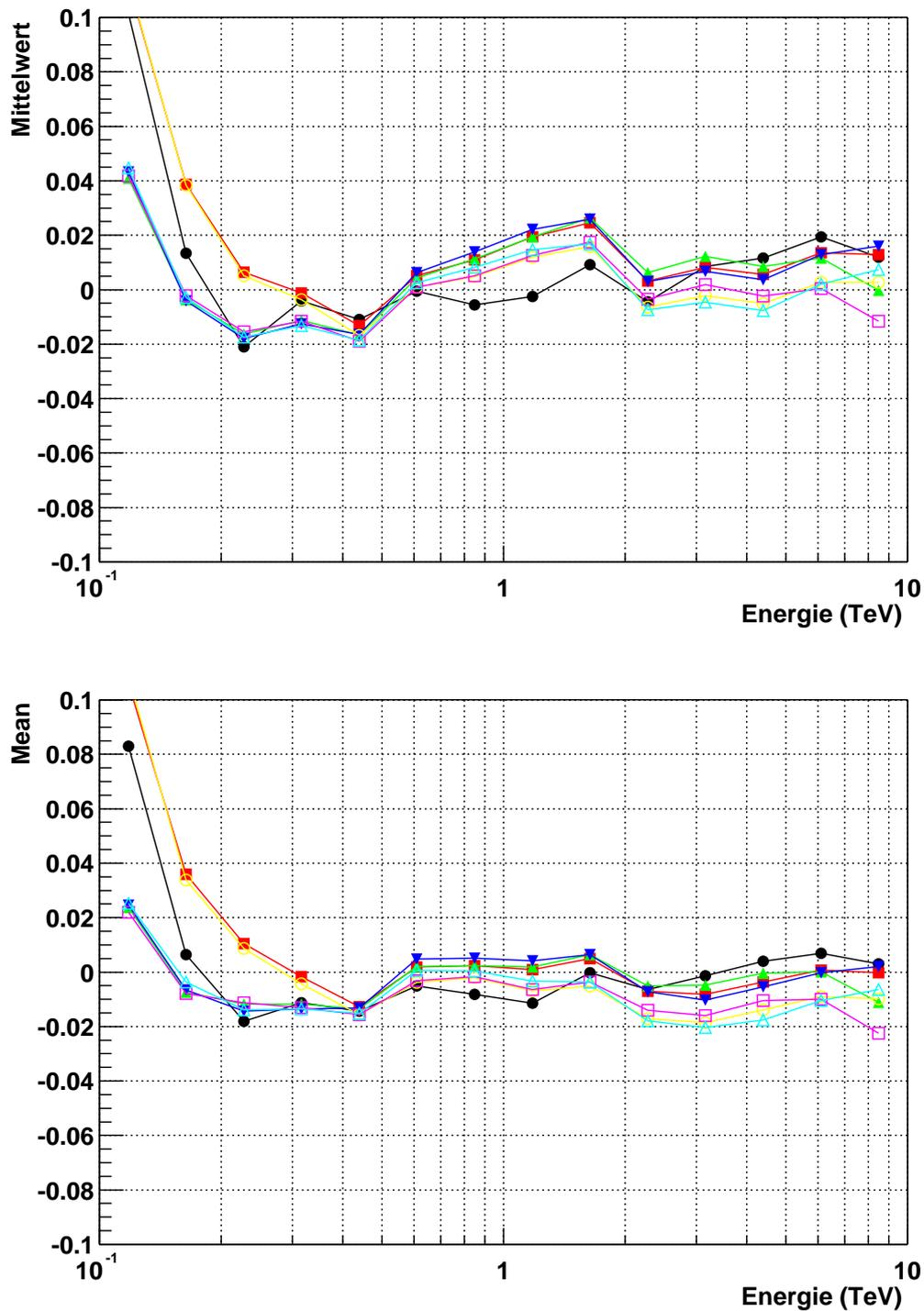


Abbildung 4.17: Mittelwert der Verteilung (*oben*) und *mean* einer angepassten Gauss-Funktion (*unten*) der relativen Energieauflösung bei  $0^\circ$  Zenitwinkel für verschiedene Korrekturfunktionen bei linearer Anpassungsfunktion. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse für die Energierekonstruktion mit Anpassungsfunktion #5 eingezeichnet (gefüllte Kreise). Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf Angabe der Fehler verzichtet.

in Abbildung 4.16 und 4.17 zusammengefasst. Dargestellt sind RMS, Sigma, Mittelwert und *mean* der relativen Energieauflösung für Energierekonstruktion mit linearer Anpassungsfunktion und einer der drei Korrekturfunktionen. Jede der drei Korrekturfunktionen wurde jeweils an die Verteilung von Mittelwert gegen Energie und die Verteilung von RMS gegen Energie angepasst (Also insgesamt sechs verschiedene Korrekturfunktionen). Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse für die Energierekonstruktion mit Anpassungsfunktion fünf eingezeichnet (gefüllte Kreise). Die verschiedenen Korrekturfunktionen liefern sehr ähnliche Ergebnisse. Die erreichte Verbesserung für den Mittelwert durch Korrekturfunktionen ist vergleichbar mit der durch Verwendung von Anpassungsfunktion fünf. Auch RMS-Wert und Sigma sind sehr ähnlich. Diese Methode stellt also eine qualitativ gleichwertige Alternative zur Verwendung der Anpassungsfunktion fünf dar.

Allerdings wird für Methode zwei ungefähr die doppelte Anzahl an Monte-Carlo-Datensätzen benötigt, da neben der ersten Anpassung der linearen Funktion an die Verteilung von Bildamplitude gegen Energie auch noch weitere Verteilungen von Mittelwert/*mean* gegen Energie aus unabhängigen Monte-Carlo-Daten erzeugt und angepasst werden müssen. **Im Folgenden wird deshalb die Energierekonstruktion mit Anpassungsfunktion fünf verwendet.**

## 4.4 Effektive Flächen

Um aus den rekonstruierten Energien einzelner Schauer eine spektrale Energieverteilung zu bestimmen, müssen diese in Flüsse umgerechnet werden. Zunächst wird ein einzelnes Teleskop betrachtet. Dabei sind für die Flussberechnung folgende Größen von Bedeutung:

**Rate** Die Rate  $\Gamma(E, \theta, \text{Schnitte})$  für eine rekonstruierte Energie  $E$ , einen Zenitwinkel  $\theta$  und einen bestimmten Satz von Selektionskriterien für die Schauer in der Analyse (im Folgenden Schnitte genannt) ist gegeben durch:

$$\Gamma(E, \theta, \text{Schnitte}) = \frac{N_{reko}(E, \theta, \text{Schnitte})}{\Delta t}$$

Dabei ist  $N_{reco}$  die Anzahl der detektierten Schauer und  $\Delta t$  die Länge des Beobachtungszeitraumes korrigiert um die Totzeit des Detektorsystems.

**Effektive Flächen** Die effektive Nachweisfläche des Teleskopes  $S_{eff}(E, \theta, \text{Schnitte})$  ist gegeben durch

$$S_{eff}(E, \theta, \text{Schnitte}) = 2\pi \frac{N_{post}(E, \theta, \text{Schnitte})}{N_{pre}(E, \theta)} \int_0^\infty R p(E, R, \theta) dR.$$

Dabei ist  $p(E, R, \theta)$  die Wahrscheinlichkeit, dass ein Schauer mit der rekonstruierten Energie  $E$ , im Abstand  $R$  vom Teleskop und bei einem Zenitwinkel von  $\theta$  detektiert wird.  $N_{pre}(E, \theta)$  ist die Anzahl der Schauer vor und  $N_{post}(E, \theta, \text{Schnitte})$  die Anzahl der Schauer nach Anwendung der Schnitte.

Der Fluss  $\Phi(E)$  für Photonen einer bestimmten Energie  $E$  und bei einem Zenitwinkel  $\theta$  ergibt sich aus der Rate  $\Gamma(E, \theta, \text{Schnitte})$  geteilt durch die effektive Fläche  $S_{eff}(E, \theta, \text{Schnitte})$ :

$$\Phi(E) = \frac{\Gamma(E, \theta, \text{Schnitte})}{S_{eff}(E, \theta, \text{Schnitte})}$$

Die effektiven Flächen für ein Einzelteleskop lassen sich aus Monte-Carlo-Daten gewinnen. Dabei werden für ein Intervall in Zenitwinkel und Energie jeweils viele Schauer zufällig in einen Kreis mit großem Radius ( $>5$  km) um das Teleskop eingestreut. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Schauer für ein bestimmtes Intervall in der Entfernung vom Teleskop detektiert wird, ergibt sich dann als Quotient aus den in diesem Intervall eingestreuten und den detektierten Schauern. Dabei müssen die gleichen Schnitte wie später bei der Analyse der Daten verwendet werden. Für ein Teleskop-System müssen die Einzeleffizienzen mehrerer Teleskope analytisch kombiniert werden. Dies ist aber schwierig.

Eine andere Möglichkeit, die effektiven Flächen für ein Teleskop-System zu bestimmen, besteht darin, den Akzeptanzbereich für Schauer auf einen gewissen Radius um das Zentrum des Teleskopsystems zu begrenzen. Dazu werden nur Schauer für die Analyse verwendet, die bis zu einem gewissen Abstand  $r_{max}$  vom Zentrum des Teleskopsystems auftreten. Die effektiven Flächen lassen sich dann aus dem gewählten Abstand  $r_{max}$ , der Anzahl der innerhalb dieses Radius eingestreuten Monte-Carlo-Schauer  $N_{MC}(E, r_{max})$  und der Anzahl der innerhalb des Radius nachgewiesenen Schauern  $N_{post}(E, \text{Schnitte}, \theta, r_{max})$  folgendermaßen bestimmen (Köhler 1998):

$$S_{eff}(E, \theta, \text{Schnitte}, r_{max}) = \pi \cdot r_{max}^2 \cdot \frac{N_{post}(E, \text{Schnitte}, \theta, r_{max})}{N_{MC}(E, \theta, r_{max})}$$

Auch hier müssen wieder die gleichen Schnitte wie bei der Analyse von Daten verwendet werden. Die effektiven Flächen müssen für alle verwendeten Teleskopkonfigurationen und Zenitwinkel berechnet werden. Da  $S_{eff}(E, \theta, \text{Schnitte}, r_{max})$  auch von Detektoreigenschaften abhängt, die sich mit der Zeit verändern (wie z.B. die Reflektivität der Spiegel), müssen für jeden Datensatz entsprechend an den Zeitraum angepasste Detektorsimulationen verwendet werden. Typische Zeitskala für solche Anpassungen sind ein halbes Jahr, die Effekte für diesen Zeitraum bewegen sich im Prozentbereich.

Für die Erstellung von Spektren werden nicht die Energie  $E$  sondern Intervalle in der Energie  $[E_1; E_2]$  betrachtet. Der Fluss für ein bestimmtes Energieintervall ergibt sich dann zu:

$$\begin{aligned} \Phi([E_1; E_2]) &= \frac{\Gamma([E_1; E_2], \theta, \text{Schnitte}, r_{max})}{S_{eff}([E_1; E_2], \theta, \text{Schnitte}, r_{max}) \cdot \Delta E} \\ &= \frac{\Gamma([E_1; E_2], \theta, \text{Schnitte}, r_{max}) \cdot N_{MC}([E_1; E_2], \theta, r_{max})}{\pi \cdot r_{max}^2 \cdot N_{post}([E_1; E_2], \text{Schnitte}, \theta, r_{max}) \cdot \Delta E} \end{aligned}$$

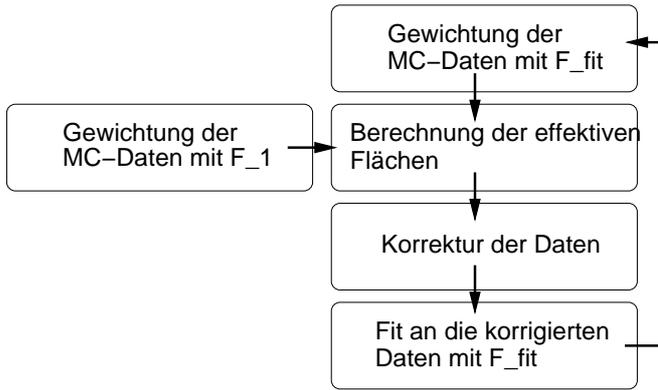


Abbildung 4.18: Iteratives Verfahren zur Bestimmung der effektiven Flächen durch Gewichtung eines Monte-Carlo-Datensatzes.

$\Delta E$  ist die Länge des Intervalls  $[E_1; E_2]$ . Im Folgenden wird für die effektiven Flächen für ein Intervall in der Energie die abkürzende Schreibweise

$$S_{eff} = S_{eff}([E_1; E_2], \theta, \text{Schnitte}, r_{max})$$

verwendet.

Durch die Verwendung von Intervallen in der Energie wird eine Abhängigkeit der effektiven Flächen vom Verlauf des Spektrums eingeführt. Dies soll im Folgenden kurz erläutert werden: Die rekonstruierten Energien sind, wegen der begrenzten Energieauflösung, fehlerbehaftet, und daraus folgt, dass bestimmte Ereignisse in falsche Intervalle eingeordnet werden. Dies hat keinen Einfluss wenn die spektrale Energieverteilung konstant ist. Besitzt sie hingegen eine Steigung, kommt es an den Rändern der Intervalle zu systematischen Verschiebungen von Ereignissen von einem Intervall in ein benachbartes, deren Stärke vom Verlauf des Spektrums abhängt. Dieses Verhalten wird durch die Energieabhängigkeit der Fehler auf die rekonstruierte Energie noch verstärkt.

Um diesen Effekt auszugleichen müsste für die Berechnung von  $S_{eff}$  also theoretisch ein Spektrum mit dem selben Verlauf wie der des zu rekonstruierende Spektrums verwendet werden. Dieser Verlauf ist aber a priori nicht bekannt. Er kann aber durch einen iterativen Prozess bestimmt werden. Dazu wird zunächst ein Verlauf  $F_1$  angenommen und das Spektrum entsprechend korrigiert. An das korrigierte Spektrum wird eine Funktion  $F_{fit}$  angepasst. Theoretisch müßten nun entsprechende Monte-Carlo-Daten mit dem spektralen Verlauf, gegeben durch die angepasste Funktion, erzeugt werden und aus ihnen wieder neue effektive Flächen  $S_{eff}$  bestimmt werden. Die Iteration besteht aber aus mehreren solchen Schritten und das Spektrum kann viele unterschiedliche Verläufe haben. Es ist also schwer möglich, für alle Fälle entsprechende Monte-Carlo-Daten zu erzeugen. Stattdessen wird der spektrale Verlauf eines Monte-Carlo-Datensatzes  $S_{MC}(E_{wahr})$  entsprechend der angepassten Funktion  $F_{fit}(E_{wahr})$  unter Verwendung der wahren Energie  $E_{wahr}$  gewichtet:

$$W(E_{wahr}) = \frac{F_{fit}(E_{wahr})}{S_{MC}(E_{wahr})}$$

Dabei ist  $W(E_{wahr})$  der Gewichtungsfaktor. Aus den gewichteten Daten wird dann  $S_{eff}$  bestimmt (Abb. 4.18). Das Eingangsspektrum des Datensatzes, der zur Bestimmung von  $S_{eff}$  verwendet wird, sollte einen möglichst universellen Verlauf aufweisen, damit die Gewichtungen für unterschiedliche Spektren nicht zu stark ausfallen müssen. Eine spektrale Energieverteilung, die einem Potenzgesetz mit Spektralindex  $\alpha = 1.0$  folgt, bietet sich an, da dies für die logarithmische Darstellung in der Energie einer Gleichverteilung entspricht.

Die Anzahl der eingestreuten Schauer für ein Spektrum mit gewichteten Monte-Carlo-Daten  $\tilde{N}_{MC}([E_1; E_2])$  in ein bestimmtes Intervall in der Energie  $[E_1; E_2]$  lässt sich analytisch aus den Eingangsparametern des ungewichteten Monte-Carlo-Datensatzes bestimmen:

$$\tilde{N}_{MC}([E_1; E_2]) = \int_{E_1}^{E_2} F_{fit}(E) dE \cdot \frac{\sum_{n=1}^{max} N_{MC}([E_n; E_{n+1}])}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} S_{MC}(E) dE}$$

$E_{min}$  bis  $E_{max}$  ist der Energiebereich, für den Monte-Carlo-Schauer erzeugt wurden. Die Summe geht über alle Intervalle im Energiebereich von  $E_{min}$  bis  $E_{max}$ .

Für die Berechnung von  $S_{eff}$  in dieser Arbeit wurde angenommen, dass die zu rekonstruierenden Spektren einem Potenzgesetz der Form

$$R(E) \sim E^{-\alpha}$$

folgen. Diese Wahl hält die erforderlichen Integrationen sehr einfach. Für den Krebsnebel (dessen Spektrum im nächsten Kapitel erstellt werden soll) ist die spektrale Energieverteilung aus früheren Messungen bekannt (Hillas *et al.* 1998; Tavernet & The CAT Collaboration 1998; Aharonian *et al.* 2000). Sie lässt sich gut mit einem Potenzgesetz beschreiben. Es können aber auch andere Verläufe auftreten, wie z.B. ein exponentieller Abfall bei hohen Energien (wie z.B. bei den aktiven Galaxienkern Mkn 421 und Mkn 501) oder ein Abfall bei kleinen Energien ("SSC-Bump"). Für Spektren extragalaktischer Objekte erwartet man wegen der Absorption am extragalaktischen Hintergrundlicht komplexere Verläufe (Aharonian *et al.* 2002a). Aber auch für solche Verläufe ist ein spektraler Verlauf in Form eines Potenzgesetzes eine gute erste Näherung.

Die Methode zur Korrektur für die effektiven Flächen wurde zunächst an zwei unterschiedlichen Monte-Carlo-Datensätzen getestet. Dazu wurden folgende Datensätze verwendet:

**D<sub>eff</sub>**: Monte-Carlo-Datensatz zur Bestimmung der effektiven Flächen. Dieser Datensatz wird gewichtet und zur Iteration verwendet. Seine spektrale Energieverteilung folgt einem Potenzgesetz mit  $\alpha = 1.0$ .

**D<sub>1</sub>**: 1. Monte-Carlo-Datensatz dessen Spektrum rekonstruiert werden soll. Die spektrale Energieverteilung folgt einem Potenzgesetz mit  $\alpha_{instr} = 2.2$ .

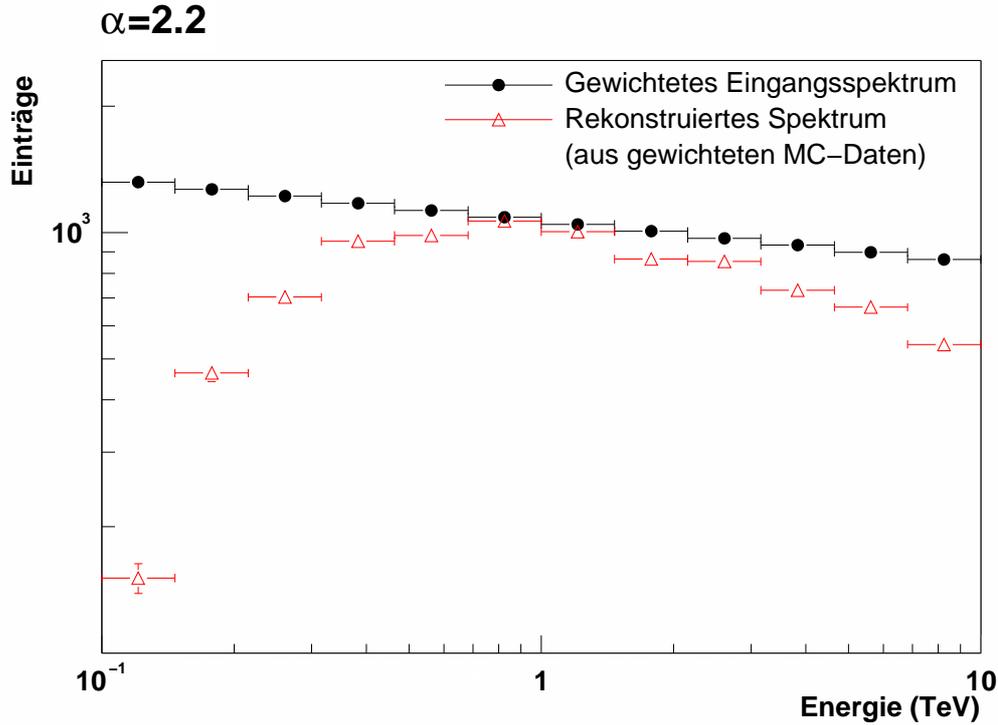


Abbildung 4.19: Gewichtetes Eingangsspektrum und rekonstruiertes Spektrum aus dem gewichteteten Monte-Carlo-Datensatz  $D_{eff}$  nach Iteration für den Datensatz  $D_1$  (Gewichtung: Potenzgesetzfunktion mit  $\alpha = 2.2$ ). Der Spektralindex  $\alpha$  der Gewichtung folgt aus einem Fit an das korrigierte Spektrum des Datensatzes  $D_1$ .

**D<sub>2</sub>:** 2. Monte-Carlo-Datensatz dessen Spektrum rekonstruiert werden soll. Die spektrale Energieverteilung folgt einem Potenzgesetz mit  $\alpha_{einstr} = 4.5$ .

In Abbildung 4.19 ist das gewichtete Eingangsspektrum und das rekonstruierte Spektrum des gewichteten Datensatzes  $D_{eff}$  für ein Gewichtung, deren spektrale Energieverteilung einem Potenzgesetz mit  $\alpha = 2.2$  folgt, nach der Iteration für den Datensatz  $D_1$  dargestellt. Das Eingangsspektrum folgt, wie zu erwarten, einem Potenzgesetz. Das rekonstruierte Spektrum zeigt bei kleinen Energien zunächst einen steilen Anstieg, der mit der Energieschwelle des Systems zusammenhängt. Je größer die Energie des Schauers, desto weiter entfernt vom Teleskop kann er nachgewiesen werden. Ab einer bestimmten Energie werden alle Schauer im Begrenzungsradius nachgewiesen. Für höhere Energien sinkt die Anzahl der nachgewiesenen Schauer wieder unter 100%. Hier spielen Schnitte in der Analyse eine Rolle. Auch können sehr hochenergetische Schauer, deren Cherenkovlicht die komplette Kamera ausleuchtet, nicht ordentlich rekonstruiert werden. Zusammen mit  $r_{max}$  lässt sich aus den beiden obigen Spektren durch Division direkt

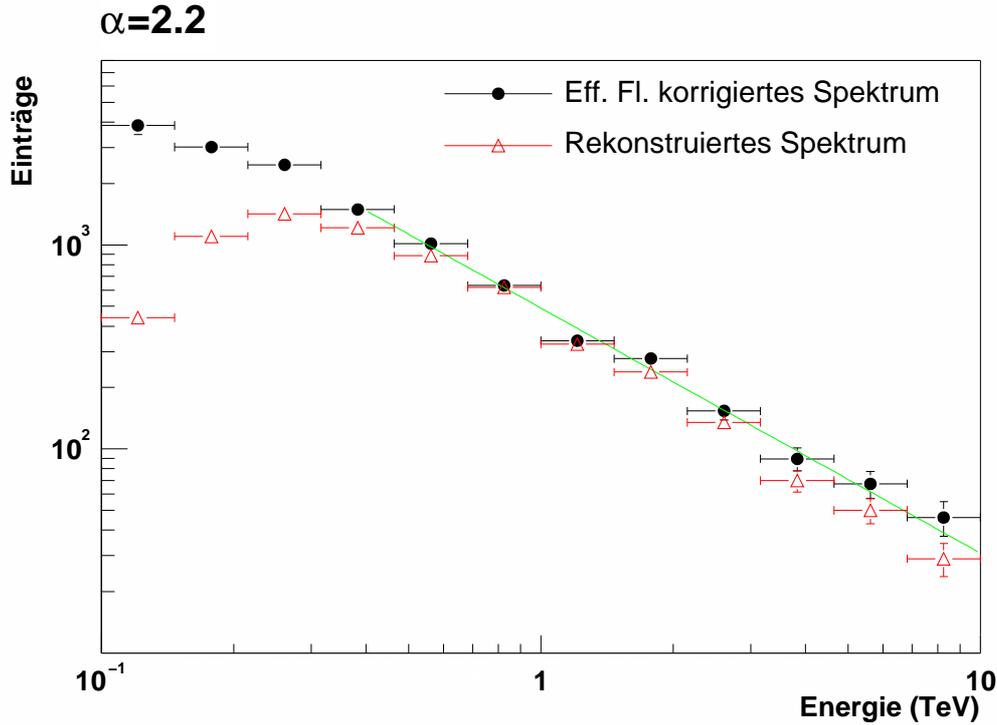


Abbildung 4.20: Rekonstruiertes und auf die effektiven Flächen korrigiertes Spektrum für den Datensatz  $D_1$  ( $\alpha_{einstr} = 2.2$ ). Die Korrektur wurde aus den beiden Spektren in Abbildung 4.19 gewonnen (s. Text). Zusätzlich ist die Anpassung einer Potenzgesetzfunktion an das korrigierte Spektrum eingezeichnet (für Energien  $> 300$  GeV).

der Korrekturfaktor für die effektiven Flächen bestimmen.

In Abbildung 4.20 ist das rekonstruierte und das um  $S_{eff}$  korrigierte Spektrum für den Datensatz  $D_1$  dargestellt ( $\alpha_{einstr} = 2.2$ ). Das rekonstruierte Spektrum weist einen ähnlichen Verlauf wie das rekonstruierte Spektrum aus dem gewichteten Monte-Carlo-Daten  $D_{eff}$  in Abbildung 4.19 auf. An das korrigierte Spektrum wurde oberhalb einer Energie von 300 GeV eine Potenzgesetz-Funktion angepasst. Einträge in der Nähe der Energieschwelle wurden nicht mit angepasst, da für kleine Energien die Energierekonstruktion größere Fehler aufweist und wegen des starken Anstieges der Kurven leicht systematische Fehler auftreten können. Der Spektralindex der angepassten Funktion ergibt sich zu:

$$\alpha_{kor} = 2.20 \pm 0.04 .$$

Dies stimmt sehr gut mit dem Spektralindex der Energieverteilung des Datensatzes  $D_1$  von  $\alpha_{einstr} = 2.2$  überein. Zusätzlich wurde noch die Anzahl der nachgewiesenen Schauer im korrigierten Spektrum  $N_{kor}$  mit der Anzahl der einge-

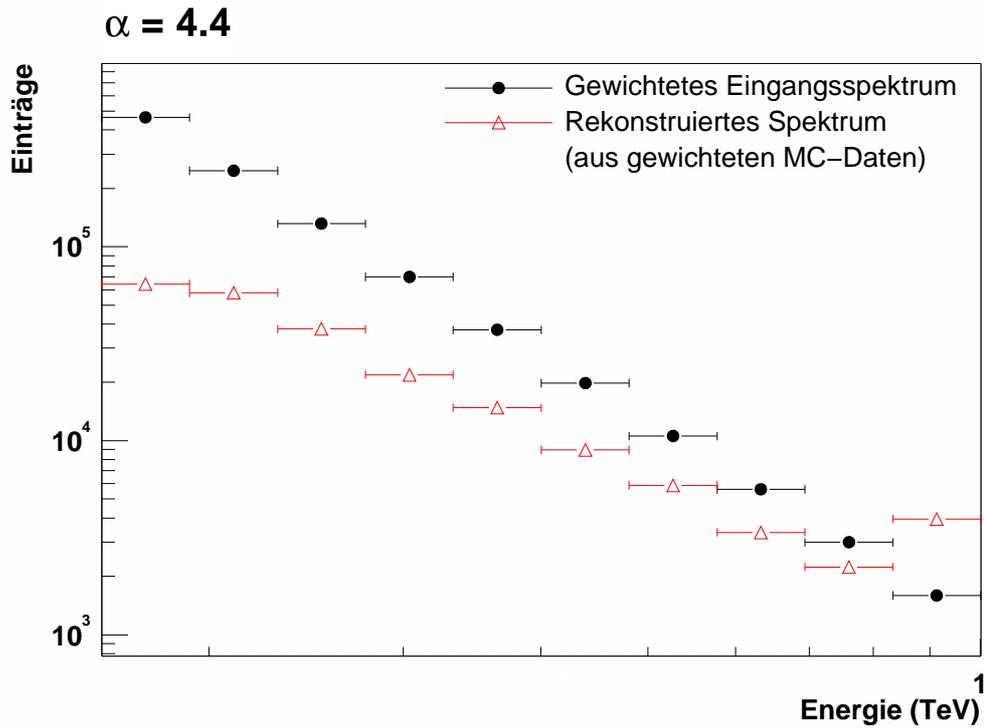


Abbildung 4.21: Gewichtetes Eingangsspektrum und rekonstruiertes Spektrum aus dem gewichteteten Monte-Carlo-Datensatz  $D_{eff}$  nach Iteration für den Datensatz  $D_2$  (Gewichtung: Potenzgesetz mit  $\alpha = 4.4$ ). Der Spektralindex  $\alpha$  der Gewichtung folgt aus einem Fit an das korrigierte Spektrum des Datensatzes  $D_2$ .

streuten Schauer  $N_{einstr.}$  oberhalb des Maximums des unkorrigierten Spektrums verglichen:

$$\frac{N_{kor}}{N_{einstr.}} = 1.04 \pm 0.01$$

Auch dieser Wert liegt sehr nahe am Erwartungswert 1.0. Für den Fluss bedeutet dies eine Rekonstruktionsqualität im Prozentbereich.

In Abbildung 4.21 ist das gewichtete Eingangsspektrum und das rekonstruierte Spektrum des gewichteten Datensatzes  $D_{eff}$  für eine Gewichtung mit  $\alpha = 4.4$  nach der Iteration für den Datensatz  $D_2$  dargestellt. Das gewichtete Eingangsspektrum gibt wie zu erwarten das Potenzgesetz wieder. Das rekonstruierte Spektrum zeigt einen deutlich anderen Verlauf als für einen Spektralindex  $\alpha = 2.2$ . Man beachte allerdings auch den veränderten Energiebereich. Im letzten Intervall liegt der Wert des rekonstruierten Spektrums über dem des Eingangsspektrums. Dieser Effekt lässt sich auf die systematische Fehlrekonstruktion von Schauern kleiner Energie zu großen Energien zusammen mit der geringen Statistik in diesem Intervall zurückführen. Die systematischen Fehlrekonstruktionen gehen auf

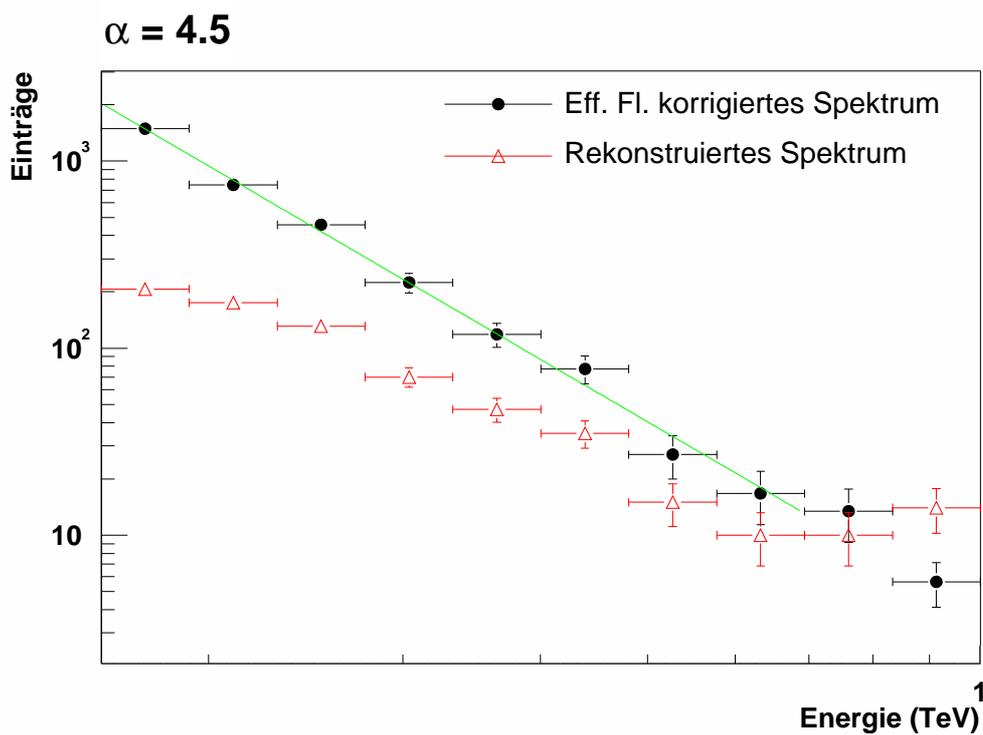


Abbildung 4.22: Rekonstruiertes und auf die effektiven Flächen korrigiertes Spektrum für den Datensatz  $D_2$  ( $\alpha_{einstr} = 4.5$ ). Die Korrektur wurde aus den beiden Spektren in Abbildung 4.21 gewonnen (s. Text). Zusätzlich ist die Anpassung einer Potenzgesetz-Funktion an das korrigierte Spektrum eingezeichnet (für Energien  $< 700$  GeV).

mangelnde Statistik in den Rekonstruktionstabellen für bestimmte Höhen des Schauermaximums zurück, und lassen sich durch weitere Simulationen verbessern.

In Abbildung 4.20 sind das entsprechende rekonstruierte und um  $S_{eff}$  korrigierte Spektrum für den Datensatz  $D_2$  zu sehen ( $\alpha_{einstr} = 4.5$ ). Auch hier ist im rekonstruierten Spektrum der Anstieg im letzten Energieintervall zu beobachten. Diese Schwankung wird aber bei der Korrektur auf die effektiven Flächen ausgeglichen, so dass sich das korrigierte Spektrum gut durch ein Potenzgesetz beschreiben lässt. Die Anpassung einer Potenzgesetz-Funktion an das korrigierte Spektrum liefert einen Spektralindex von:

$$\alpha_{kor} = 4.4 \pm 0.1 .$$

Dieser Wert stimmt innerhalb des Fehlers mit dem Spektralindex der Energieverteilung des Datensatzes  $D_2$  von  $\alpha_{einstr} = 4.5$  überein. Wieder wurde die Anzahl der nachgewiesenen Schauer im korrigierten Spektrum  $N_{kor}$  mit der Anzahl der eingestreuerten Schauer  $N_{einstr.}$  verglichen:

$$\frac{N_{kor}}{N_{einstr.}} = 1.03 \pm 0.04$$

Auch dieser Wert zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Erwartungswert 1.0. Als Energieschwelle wurde hier 250 GeV verwendet. Unterhalb dieses Wertes machen sich wegen der großen Steigung des Spektrums Effekte des Monte-Carlo-Datensatzes (simuliert ab 100 GeV) und der Energieschwelle durch Schwankungen in der Anzahl der nachgewiesenen Schauer bemerkbar.

Die etwas schlechtere Rekonstruktion der Form des Spektrums des Monte-Carlo-Datensatz mit Spektralindex  $\alpha_{einstr} = 4.5$  im Vergleich zu dem Datensatz mit  $\alpha_{einstr} = 2.2$  ist auf folgende Faktoren zurückzuführen:

- Die Statistik des Datensatzes  $D_2$  war geringer. Für den Datensatz wurden ähnlich viele Schauer wie für den Datensatz mit Spektralindex  $\alpha_{einstr} = 2.2$  erzeugt. Wegen des steileren Spektrums liegen mehr Schauer unterhalb der Energieschwelle.
- Der Energiebereich, in dem das Spektrum rekonstruiert wurde, liegt wegen des steileren Verlaufes für  $\alpha_{einstr} = 4.5$  deutlich niedriger als für  $\alpha_{einstr} = 2.2$ . Der Fehler auf die rekonstruierte Energie ist bei kleinen Energien größer.
- Zur Berechnung der Korrekturen wurde ein Monte-Carlo-Datensatz mit Spektralindex  $\alpha = 1.0$  gewichtet. Die Gewichtung zur Korrektur eines Datensatzes mit  $\alpha_{einstr} = 4.5$  ist deutlich stärker, als für einen Datensatz mit  $\alpha_{einstr} = 2.2$ . Statistische Fluktuation können dadurch verstärkt werden.

Die hier entwickelte Korrektur für die effektive Flächen zeigt für spektrale Energieverteilungen, die einem Potenzgesetz folgen, über einen weiten Bereich des

Spektralindizes eine sehr gute Rekonstruktionsqualität. Auch die Flüsse werden gut wiedergegeben. Für Spektren mit einem Verlauf, der nur geringe Abweichungen von der Form eines Potenzgesetzes hat, sollte die Korrektur vernünftige Ergebnisse liefern. Um Details aufzulösen, sollte aber eine entsprechend angepasste Funktion zur Gewichtung verwendet werden. Diese kann (bei Bedarf) ohne größere Probleme in die vorhandene Methode implementiert werden.

# Kapitel 5

## Das Krebsnebel-Spektrum aus Einzelteleskop-Daten

Um die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Energierekonstruktion und Korrektur für die effektiven Flächen zu testen, soll im Folgenden die spektrale Energieverteilung eines wohlbekannten Objektes, des Krebsnebels, aus Daten der H.E.S.S.-Teleskope bestimmt, und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen werden.

### 5.1 Der Krebsnebel: Die Standardkerze der TeV-Gamma-Astronomie

Der Krebsnebel im Sternbild Stier ist der Überrest einer Supernova-Explosion aus dem Jahr 1054. Er wurde im gesamten Bereich des elektromagnetischen Spektrums (vom Radio- über den optischen und Röntgen-, bis hin zum GeV- und TeV-Gamma-Bereich) nachgewiesen (s. Abb. 5.1). Die Strahlung ist in bestimmten Wellenlängenbereichen stark polarisiert (Shklovsky 1953; Oort & Walraven 1956) und die spektrale Energieverteilung zeigt den für Synchrotronstrahlung typischen Verlauf. Diese Synchrotron-Strahlung wird auf relativistische Elektronen und Positronen zurückgeführt, die in lokalen Magnetfeldern abgelenkt werden. Als Quelle wird der Pulsar PSR 0531 vermutet, der sich im Inneren des Nebels befindet.

Im TeV-Bereich wurde der Krebsnebel als erste TeV-Gamma-Quelle überhaupt im Jahr 1989 von der WHIPPLE-Kollaboration nachgewiesen (Weekes 1989). Seitdem ist die Quelle von verschiedenen Cherenkov-Teleskop-Experimenten detektiert und das Spektrum detailliert vermessen worden (Hillas *et al.* 1998; Tavernet & The CAT Collaboration 1998; Tanimori *et al.* 1998; Aharonian *et al.* 2000). Die Emission von TeV-Gamma-Photonen wird auf Invers-Compton-Streuung der Synchrotron-Photonen an der gleichen Elektronenpopulation, die die Synchrotron-Strahlung erzeugt, zurückgeführt (s. auch Kap. 2.3). Der Krebsne-

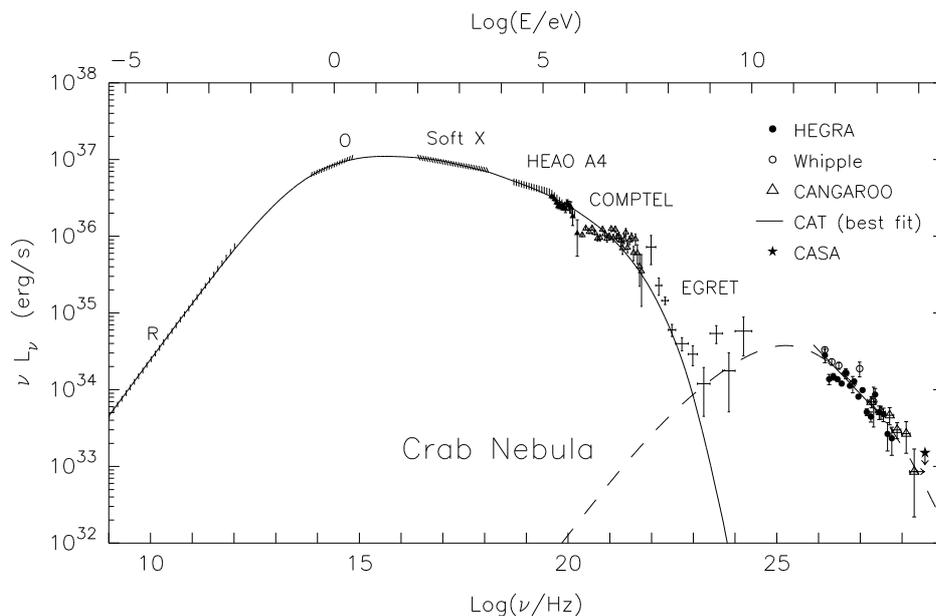


Abbildung 5.1: Gemessene spektrale Energieverteilung des Krebsnebels. Links erkennt man den "Buckel" der Synchrotronstrahlung, rechts den der Invers-Compton gestreuten TeV-Photonen. (Aus Völk (2002))

bel ist die stärkste bekannte TeV-Gamma-Quelle mit konstanter Emission. Sie eignet sich deshalb hervorragend als Eichquelle, besonders für Experimente der Nordhemisphäre. Für das H.E.S.S.-Experiment sind nur Beobachtungen unter hohen Zenitwinkeln möglich (Kulmination bei  $45^\circ$  Zenitwinkel).

## 5.2 Besonderheiten der Einzelteleskop-Analyse

Die Daten, aus denen das Spektrum des Krebsnebels erstellt werden soll, wurden mit dem ersten H.E.S.S.-Teleskop aufgenommen. Für die Analyse standen also nur Daten von einem einzelnen Teleskop zur Verfügung. Die hier beschriebene Energierekonstruktion wurde aber für ein System aus mehreren Teleskopen entwickelt. Zur Energierekonstruktion wird die Schauerrichtung, der Schauerauftreffpunkt und die Höhe des Schauermaximus benötigt, die sich für ein Teleskopsystem leicht berechnen lassen (s. Kap. 3.3). Diese Größen lassen sich auch für ein einzelnes Teleskop aus nur einem Schauerbild bestimmen, allerdings mit deutlichen geringerer Genauigkeit. Die Entfernung des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop kann aus den Hillas-Parametern abgeschätzt werden (siehe z.B. Ripken (2001)). Um die Zweideutigkeit der Richtung auf der Schauerachse aufzuheben, wird die Lichtverteilung im Schauerbild betrachtet.

Der RMS-Wert und der Mittelwert der relativen Energieauflösung für die hier

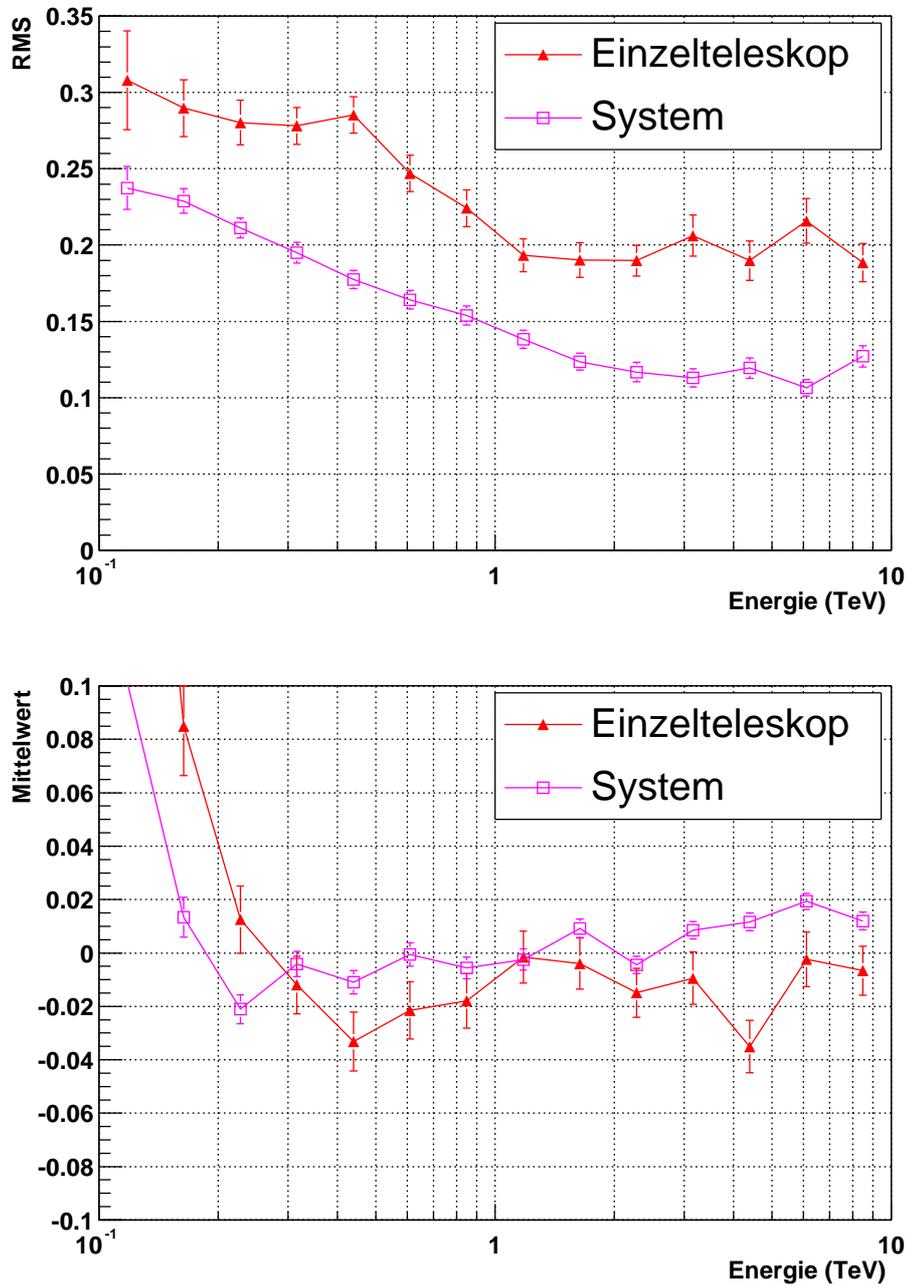


Abbildung 5.2: Der RMS-Wert und Mittelwert der relativen Energieauflösung für ein Einzelteleskop und ein Teleskopsystem bei  $0^\circ$  Zenitwinkel.

Beobachtungszeitraum	07.10.2002-09.01.2003
Anzahl ON/OFF-Paare	25
Beobachtungszeit ON (Totzeit korrigiert)	5.89 h
Mittlerer Zenitwinkel	48.43°

Tabelle 5.1: Details zu dem in der Analyse verwendeten Datensatz.

$\alpha \leq 9.9^\circ$
$distance \leq 0.0187 \text{ rad}$
$length/\text{Bildamplitude} \leq 1.76 \cdot 10^{-5} \text{ rad/p.e.}$
$0.5 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \leq width \leq 1.43 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$
$length \leq 5.28 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$

Tabelle 5.2: Schnitte auf die Schauerparameter zur Selektion der photonischen Kandidaten.

entwickelte Energierekonstruktion für ein Einzelteleskop bei 0° Zenitwinkel sind in Abbildung 5.2 dargestellt.<sup>1</sup> Im Vergleich zu den Werten für das Teleskopsystem zeigt sich wie zu erwarten eine Verschlechterung. Sie liegt für den RMS-Wert im Bereich von 8 bis 10 Prozentpunkten.

### 5.3 Differentielles Energiespektrum des Krebsnebels

Für die Erstellung des differentiellen Energiespektrums wurden Daten verwendet, die vom ersten H.E.S.S.-Teleskop CT3 von Oktober 2002 bis Januar 2003 genommen wurden. Die Beobachtungen wurde im sogenannten ON-OFF-Modus durchgeführt: Dabei wird zunächst die Quelle für einen Zeitraum (28 min) direkt beobachtet (ON-Beobachtung). Anschliessend wird eine in Rektaszension verschobene Region ohne bekannte Quellen, die den gleichen Zenitwinkel-Bereich abdeckt, für einen gleich langen Zeitraum beobachtet, um den Untergrund zu bestimmen (OFF-Beobachtung). Die Daten wurden am Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik kalibriert. Weitere Details zum Datensatz sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Die Analyse erfolgte mit einem Programm von Beilicke (2003). Photonische Kandidaten wurden durch die in Tabelle 5.2 aufgeführten Schnitte auf die Hillas-Parameter ermittelt. Für diese Kandidaten wurden die Energien mit der in Kapitel 4.3 beschriebenen Methode rekonstruiert und jeweils für ON- und OFF-Beobachtungen ein gebinntes Energiespektrum erstellt (Abb. 5.3). Für einen Schnitt von 300 m auf den Abstand des Schauerauftreffpunktes zum Teleskop ergaben sich 3269 ON- und 1898 OFF-Ereignisse. Zur Bestimmung des Gamma-Spektrums wurde das mit dem sogenannten  $\alpha$ -Faktor (= zeitl./fläch. Verhältnis

<sup>1</sup>Das Sigma einer angepassten Gaußfunktion liegt ungefähr 5 Prozentpunkte unter dem RMS-Wert. Der *mean* zeigt ein ähnliches Verhalten wie der Mittelwert.

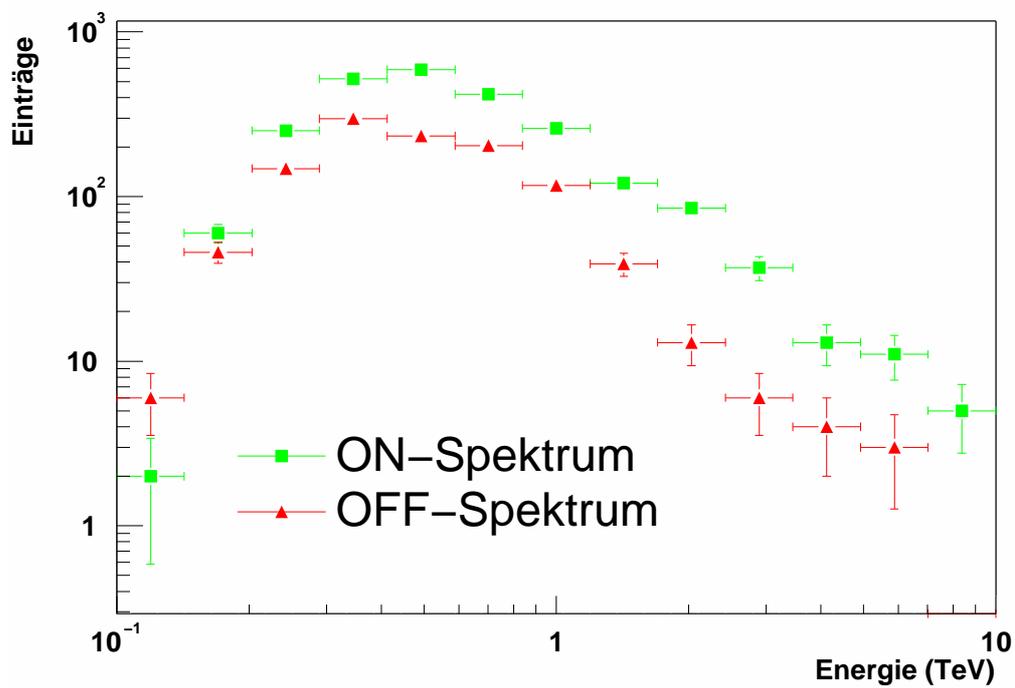


Abbildung 5.3: Unkorrigiertes Spektrum aus ON- und OFF-Daten des ersten H.E.S.S.-Teleskopes von Oktober 2002. Die vertikalen Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

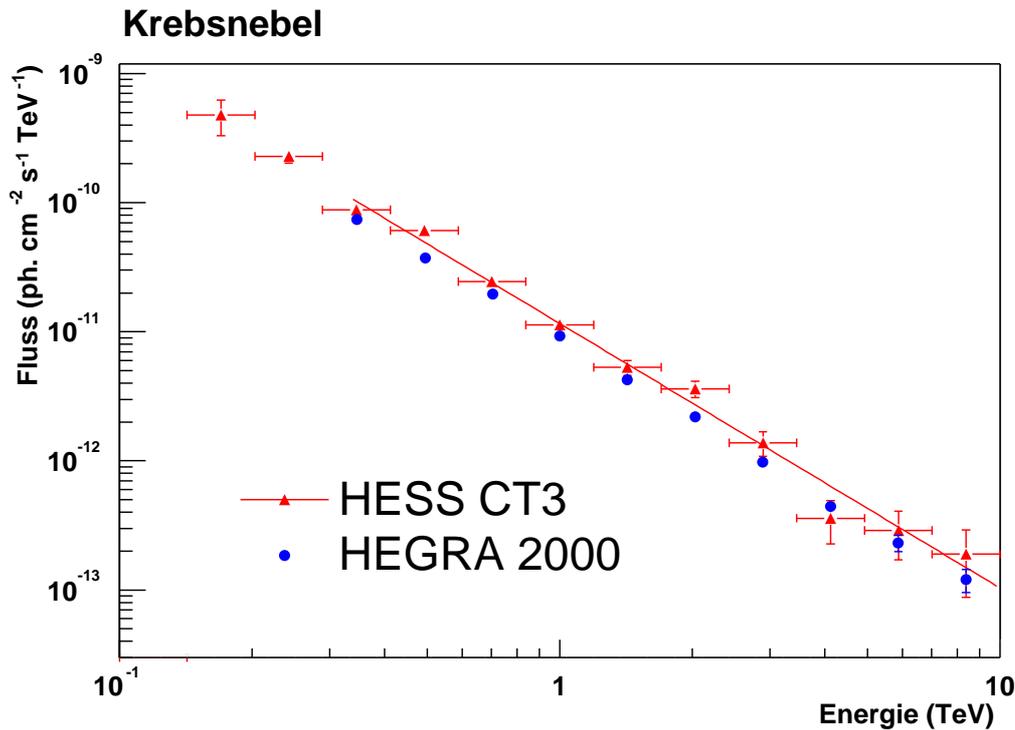


Abbildung 5.4: Differentielles Energiespektrum des Krebsnebels aus Daten des ersten H.E.S.S.-Teleskopes von Oktober 2002. Die vertikalen Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Zum Vergleich ist das von HEGRA gemessene Krebsnebelspektrum aus Aharonian *et al.* (2000) eingezeichnet.

der ON/OFF-Beobachtungen, bei dieser Analyse = 1.0) gewichtete Spektrum der OFF-Beobachtung von dem der ON-Beobachtung abgezogen. Dieses Gamma-Spektrum wurde anschliessend mit der in Kapitel 4.4 beschriebenen Methode auf die effektiven Flächen korrigiert. Dabei wurde ein Zenitwinkel von  $45^\circ$  angenommen. Mit der Beobachtungszeit und dem Schnitt auf die Entfernung des Schauerauftreffpunktes wurden die Flüsse für das jeweilige Energieintervall bestimmt.

Das korrigierte Spektrum ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Zum Vergleich ist das von HEGRA gemessene Krebsnebelspektrum aus Aharonian *et al.* (2000) eingezeichnet. Die Anpassung einer Potenzgesetzfunktion ergibt:

$$\begin{aligned}
 dJ_\gamma/dE &= (3.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-7} \\
 &\quad \times (E/1 \text{ TeV})^{-2.52 \pm 0.06} \\
 &\quad \text{Photonen m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}
 \end{aligned}$$

Die Fehler geben allein den statistischen Fehler an.

In Tabelle 5.3 sind die Anpassungswerte der Potenzgesetzfunktion im Vergleich mit Ergebnissen von anderen Cherenkov-Teleskop-Experimenten aufgeführt.

	$N$ ( $10^{-7}$ Ph. m $^{-2}$ s $^{-1}$ TeV $^{-1}$ )	$\alpha$
H.E.S.S. (CT3) Oktober 2002	$3.4 \pm 0.1$	$2.52 \pm 0.06$
HEGRA (Aharonian <i>et al.</i> 2000)	$2.79 \pm 0.02 \pm 0.5$	$2.59 \pm 0.03 \pm 0.05$
WHIPPLE (Hillas <i>et al.</i> 1998)	$3.20 \pm 0.17 \pm 0.6$	$2.49 \pm 0.06 \pm 0.04$
CANGAROO (Tanimori <i>et al.</i> 1998)	$2.76 \pm 0.5$	$2.53 \pm 0.18$

Tabelle 5.3: Vergleich der Resultate der Anpassung einer Potenzgesetzfunktion der Form  $dJ_\gamma/dE = N \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\alpha}$  an das differentielle Krebsnebel-Spektrum von verschiedenen Cherenkov-Teleskop-Experimenten.

Gegeben ist jeweils der statistische und, soweit vorhanden, der systematische Fehler. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung sowohl im Spektralindex  $\alpha$  als auch für die Flussnormierung  $N$ .

Die Energieschwelle des Teleskopes kann aus den unkorrigierten Spektren in Abbildung 5.3 bestimmt werden (Maximum des Spektrums): Sie ergibt sich für ein H.E.S.S.-Einzelteleskop bei  $48^\circ$  Zenitwinkel zu ca. 350 GeV.

Für die Rekonstruktion der Energien und für die Korrektur auf die effektiven Flächen wurde einheitlich ein Zenitwinkel von  $45^\circ$  angenommen. Der mittlere Zenitwinkel für die Beobachtung lag aber bei ca.  $48.43^\circ$ . Trotz dieser vereinfachenden Annahme (die sicher einen systematischen Fehler bedingt) zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente.

Weitere Beobachtungen des Krebsnebels wurden vom H.E.S.S.-Experiment im Oktober und November 2003 mit einem System aus 3 Teleskopen durchgeführt. Diese Daten liegen leider zum Zeitpunkt des Schreibens diese Arbeit noch nicht vor, werden aber in naher Zukunft eine Überprüfung der Qualität der Energierekonstruktion für ein Teleskopsystem ermöglichen.



# Kapitel 6

## Ausblick

Die in dieser Arbeit entwickelte Energierekonstruktion zeigt sowohl auf Monte-Carlo-Daten als auch auf Daten eines Einzelteleskopes vom Krebsnebel eine gute Rekonstruktionsqualität. Weiter Verbesserung können durch folgende Maßnahmen erreicht werden:

**Verbesserte Rekonstruktion des Schauerauftreffpunktes und der Höhe des Schauermaximums:** Für die hier vorgestellte Energierekonstruktion wurde der Schauerauftreffpunkt als Schnittpunkt der Ellipsenhauptachsen bestimmt. Es existieren aber verbesserte Algorithmen zur Bestimmung des Schauerauftreffpunktes (Hofmann *et al.* 1999). Durch die verbesserte Bestimmung des Schauerauftreffpunktes wird auch die Energierekonstruktion verbessert. Dies gilt auch für die Höhe des Schauermaximums.

**Interpolation:** Aus Gründen der Einfachheit wird bei allen Interpolationen eine lineare Mittelung angewendet. Die Verwendung einer entsprechend an den Verlauf angepassten Funktion zur Interpolation (z.B.  $\cos$  beim Zenitwinkel) würde auch die Rekonstruktionsqualität erhöhen.

**Optimierung des Binnings:** Für die Tabellen, die zur Energierekonstruktion verwendet werden, wurden Intervalle von 10 m im Schauerauftreffpunkt und 1 km in der Höhe des Schauermaximums verwendet. Diese Werte sind auf Grund von Abschätzungen der Fehler der jeweiligen Größen gewählt worden. Sie sind aber noch nicht für die Energierekonstruktion optimiert. Eine Optimierung kann besonders bei der Erstellung der Tabellen von Vorteil sein, da die Anzahl der Monte-Carlo-Datensätze, die für die Erstellung der Tabellen zur Verfügung steht, auf Grund von Speicherplatz und Rechenkapazität begrenzt ist.

Bei der Erstellung der gebinneten Energiespektren wurden bisher Intervalle mit einheitlicher Länge auf einer logarithmischen Skala verwendet. Dies führt in manchen Intervallen zu geringer Statistik. Durch ein angepasstes Binning, bei dem

die Anzahl der Einträge im Intervall berücksichtigt wird, können die Spektren weiter verbessert werden.

Bei der Berechnung der effektiven Flächen und damit auch bei der Erstellung der spektralen Energieverteilungen sind in dieser Arbeit nur die statistischen Fehler betrachtet worden. Bei anderen Experimenten mit ähnlichen Rekonstruktionsverfahren hat sich aber gezeigt, dass die systematischen Fehler bei der Bestimmung des spektralen Verlaufes und des Flusses überwiegen (s. Tab. 5.3 und z.B. Aharonian *et al.* (1999b)). Für eine realistische Einschätzung dieses Fehlers sollten so bald wie möglich Untersuchungen zur Systematik durchgeführt werden.

Das H.E.S.S.-Experiment hat mit einem Einzelteleskop gezeigt, dass die Erstellung von Spektren hoher Qualität möglich ist. Seit Mitte dieses Jahres (2003) sind drei Teleskope im Messbetrieb, im Januar 2004 wird das vierte und letzte Teleskop der Phase I dazukommen. Weitere Beobachtungen von interessanten Objekten für die Erstellung von Energiespektren mit dem Teleskopsystem werden gerade durchgeführt (darunter wieder der Krebsnebel, aber auch der weit entfernte aktive Galaxienkern PKS 2155-304).

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

In der TeV-Gamma-Astronomie, wie in anderen Bereichen der Astrophysik, ist die Erzeugung von spektralen Energieverteilungen ein zentrales Werkzeug für die Erstellung und Überprüfung physikalischer Modelle. In dieser Arbeit wurde eine Energierekonstruktion für das H.E.S.S.-Teleskopsystem entwickelt, diese in die H.E.S.S.-Software implementiert und an Monte-Carlo-Daten und an Daten des Krebsnebels getestet.

Ausgehend von der in Hofmann *et al.* (2000) beschriebenen Methode zur Energierekonstruktion, bei der die Position des Schauers relativ zum Teleskop durch die Schauerrichtung, den Schauerauftreffpunkt auf dem Boden und die Höhe des Schauermaximums beschrieben wird, wurden verschiedene Funktionen zur analytischen Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Energie des primären Teilchens und der Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen in der Kamera auf ihre Rekonstruktions-Qualität hin getestet (Kap. 4.3). Dazu wurden die Energien von Schauern aus Monte-Carlo-Datensätzen rekonstruiert und diese mit den wahren Energien verglichen. Die qualitativ besten Ergebnisse lieferte die Verwendung einer Anpassungsfunktion der Form

$$\text{Bildamplitude}(E_{\text{wahr}}) = a \cdot \log(E_{\text{wahr}}) + b \cdot E_{\text{wahr}} + c/E_{\text{wahr}} + d.$$

Die Funktionsparameter werden durch Anpassung an die entsprechenden Verteilungen von Energie gegen nachgewiesenen Photonen in der Kamera für ein Intervall in Schauerrichtung, Schauerauftreffpunkt auf dem Boden und Höhe des Schauermaximums bestimmt. Bei Verwendung dieser Methode liegt der RMS-Wert der relativen Energieauflösung für Monte-Carlo-Daten um 20 % für Energien kleiner 1 TeV und um 12 % für Energien größer 1 TeV.

Weiterhin wurde eine Methode zur Verbesserung der Energieauflösung untersucht, bei der eine energieabhängige Korrekturfunktion direkt auf die Energie verwendet wird. Die Korrekturfunktion wird durch Anpassung einer Funktion an die Verteilungen des Mittelwertes der Energieauflösung gegen die Energie bestimmt. Sie lieferte für die Energieauflösung ähnliche Ergebnisse wie die oben

gezeigte Funktion. Allerdings ist für die praktische Implementierung dieser Methode die doppelte Menge an Monte-Carlo-Datensätzen erforderlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Berechnung der effektiven Nachweisflächen für das H.E.S.S.-Teleskopsystem implementiert und an Monte-Carlo-Daten getestet. Dazu wurden Monte-Carlo-Daten rekonstruiert, deren spektrale Energieverteilungen einer Potenzgesetzfunktion folgen. Sowohl der spektrale Verlauf als auch der integrale Fluss wurden über einen weiten Bereich des Spektralindex gut rekonstruiert.

Die Energierekonstruktion und die Bestimmung der effektiven Flächen wurden anschließend an Daten des Krebsnebels getestet. Vom Krebsnebel lagen zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit (2003) nur Daten von einem Einzelteleskop vor. Zunächst musste die für das Teleskop-System entwickelte Energierekonstruktion für die Einzelteleskopanalyse angepasst und getestet werden. Es ergab sich eine, bei einem Einzelteleskop zu erwartende, Verschlechterung der relativen Energieauflösung von 8-10 Prozentpunkte. Das Energiespektrum des Krebsnebels wurde rekonstruiert. Die Anpassung einer Potenzgesetzfunktion an das Spektrum ergibt:

$$\begin{aligned}
 dJ_\gamma/dE &= (3.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-7} \\
 &\times (E/1 \text{ TeV})^{-2.52 \pm 0.06} \\
 &\text{Photonen m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}
 \end{aligned}$$

Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Cherenkov-Teleskop-Experimente. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Energierekonstruktion zeigt sowohl bei Anwendung auf Monte-Carlo-Daten als auch auf echte Daten gute Ergebnisse. Die Qualität der Rekonstruktion kann durch eine verbesserte Rekonstruktion des Schauerauftreffpunktes und der Höhe des Schauermaximums, durch eine andere Interpolation in den Tabellen und durch eine Optimierung des Binnings erhöht werden.

# Literaturverzeichnis

- AHARONIAN, F. A., DAUM, A., HERMANN, G., *et al.* 1997. *H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System)*. Letter of intent.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 1999a. The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997. *Astronomy and Astrophysics*, **342**, 69.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 1999b. The time averaged TeV energy spectrum of MKN 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA. *Astronomy and Astrophysics*, **349**, 11.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 2000. The Energy Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA System of imaging Air Cerenkov Telescopes. *The Astrophysical Journal*, **539**, 317.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A., BARRIO, J., *et al.* 2001. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *Astronomy and Astrophysics*, **370**, 112.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 2002a. TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation. *Astronomy and Astrophysics*, **384**, L23.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2002b. An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. *Astronomy and Astrophysics*, **393**, L37.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003a. Is the Giant Radio Galaxy M87 a TeV Gamma-Ray Emitter? *Astronomy and Astrophysics*, **403**, L1.
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003b. Observations of H1426+428 with HEGRA - Observations in 2002 and reanalysis of 1999&2000 data. *Astronomy and Astrophysics*, **403**, 523. astro-ph/0301437.

- BEILICKE, M. 2003. *Private Mitteilung*.
- BERGSTRÖM, L., ULLIO, P., & BUCKLEY, J. H. 1998. Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astroparticle Physics*, **9**(Aug.), 137–162.
- BERNLÖHR, K. 2001. *Corsika and sim\_hessarray - Simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique for the H.E.S.S. experiment*. Report. Humboldt Universität, Berlin.
- CHITNIS, V. R., & BHAT, P. N. 1998. Cerenkov photon density fluctuation in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, **9**, 45.
- CORNILS, R., GILLESSEN, S., JUNG, I., *et al.* 2003. The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part II: mirror alignment and point spread function. *Astroparticle Physics*, **20**, 129.
- CRONIN, J., GAISSER, T.K., & SWORDY, S.P. 1997. Cosmic Rays at the Energy Frontier. *Sci. Amer.*, **276**, 44.
- DAUM, A., HERMANN, G., HESS, M., *et al.* 1997. First results on the performance of the HEGRA IACT array. *Astroparticle Physics*, **8**, 1.
- ELLIS, J., OLIVE, K. A., SANTOSO, Y., & SPANOS, V. C. 2003. Supersymmetric Dark Matter in Light of WMAP. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, Mar.
- ENGE, H. A. 1966. *Introduction to nuclear physics*. Addison-Wesley Publishing Co.; London.
- ENOMOTO, R., TANIMORI, T., NAITO, T., *et al.* 2002. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. *Nature*, **416**, 823.
- GEHRELS, N., & MICHELSON, P. 1999. GLAST: the next-generation high energy gamma-ray astronomy mission. *Astroparticle Physics*, **11**, 277.
- GINZBURG, V. L., & SYROVATSKII, S. I. 1965. Cosmic Magnetobremsstrahlung (synchrotron Radiation). *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **3**, 297.
- HARTMAN, R. C., BERTSCH, S. D., BLOOM, A. W., *et al.* 1999. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *The Astrophysical Journal Supplement*, **123**, 79.
- HECK, D., KNAPP, J., CAPDEVIELLE, J. N., *et al.* 1998. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Shower*. Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019. Forschungszentrum Karlsruhe. <http://www-ik3.fzk.de/heck/corsika/>.

- HESS, V. 1912. Observation of Penetrating Radiation of seven Balloon Flights. *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1084.
- HILLAS, A. M. 1985. Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei. *Page 445 of: 19th International Cosmic Ray Conference*, vol. 3.
- HILLAS, A. M., & PATTERSON, J. R. 1990. Characteristics and brightness of Cerenkov shower images for gamma ray astronomy near 1 TeV. *Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics*, **16**, 1271.
- HILLAS, A. M., AKERLOF, C. W., BILLER, S. D., *et al.* 1998. The Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula. *The Astrophysical Journal*, **503**(Aug.), 744–+.
- HOFMANN, W. 2003. Status of the H.E.S.S. Project. *Page 2811 of: 28th International Cosmic Ray Conference*, vol. 5.
- HOFMANN, W., JUNG, I., KONOPELKO, A., *et al.* 1999. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, **12**, 135.
- HOFMANN, W., LAMPEITL, H., KONOPELKO, A., & KRAWCZYNSKI, H. 2000. Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, **12**, 207.
- HORNS, D. 2001. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, dissertation.de.
- JONES, T. W., O'DELL, S. L., & STEIN, W. A. 1974. Physics of Compact Non-thermal Sources. Theory of Radiation Processes. *The Astrophysical Journal*, **188**(Mar.), 353.
- JUNGMAN, G., KAMIONKOWSKI, M., & GRIEST, K. 1996. Supersymmetric Dark Matter. *Physics Reports*, **267**, 195.
- KÖHLER, C. 1998. *Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration- Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk501*. Ph.D. thesis, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg.
- LONGAIR, M. S. 1992. *High Energy Astrophysics*. Vol. 1. Cambridge University Press.

- LORENZ, E., & THE MAGIC COLLABORATION. 2002. Status of the MAGIC Telescope. *In: The Universe Viewed in Gamma-rays, University of Tokyo Workshop, Kashiwa, Japan.*
- MAZINE, D. 2003. *Entwicklung einer Methode zur Einschränkung der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes mit Hilfe der gemessenen TeV-Gamma-Strahlung.* Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- OORT, J. H., & WALRAVEN, T. 1956. Polarization and composition of the Crab nebula. *Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands*, **12**, 285.
- PÜHLHOFER, G., BOLZ, O., GÖTTING, N., *et al.* 2003. The Technical Performance of the HEGRA System of Imaging Air Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*, **20**, 267.
- RAO, M. V. S., & SINHA, S. 1988. The origin of the hump in the Cerenkov lateral distribution in gamma ray showers and a possible means of separating them from proton showers. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, **14**, 811.
- REES, M. J. 1967. Studies in radio source structure-I. A relativistically expanding model for variable quasi-stellar radio sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **135**, 345.
- RIPKEN, J. 2001. *Untersuchungen zur Rekonstruktion der Richtung photoninduzierter Luftschaer mit dem stereoskopischen System abbildender Cherenkovteleskope des HEGRA-Experimentes.* M.Phil. thesis, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg.
- RÖHRING, A. 2000. *Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von  $3 \cdot 10^{14}$  eV bis  $10^{16}$  eV aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschaer mit dem HEGRA-Experiment.* Ph.D. thesis, Fachbereich Physik der Universität Hamburg. dissertation.de.
- SAMBRUNA, R., AHARONIAN, F. A., KRAWCZYNSKI, H., *et al.* 2000. Correlated Intense X-Ray and TeV Activity of Markarian 501 in 1998 June. *The Astrophysical Journal*, **538**, 127.
- SHKLOVSKY, J. S. 1953. *Page 983 of: Doklady Akademii nauk SSSR (Proc. Acad. Sci. U.S.S.R.)*, vol. 90.
- SINHA, S. 1995. On the fluctuation of Cherenkov photon densities in very high-energy gamma ray showers. *Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics*, **21**, 473.

- STOEHR, F., WHITE, S. D. M., SPRINGEL, V., TORMEN, G., & YOSHIDA, N. 2003. Dark matter annihilation in the halo of the Milky Way. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **345**(Nov.), 1313–1322.
- TANIMORI, T., SAKURAZAWA, K., DAZELEY, *et al.* 1998. Detection of Gamma Rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula. *The Astrophysical Journal Letters*, **492**(Jan.), L33+.
- TANIMORI, T., HAYAMI, Y., KAMEI, S., *et al.* 1998. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, **497**, L25.
- TAVERNET, J. P., & THE CAT COLLABORATION. 1998 (Dec.). Measurement of the Gamma-ray Spectrum of the Crab Nebula Above 250 GEV with the CAT Cherenkov Telescope. *In: Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay).*
- TLUCZYKONT, M. 2003. *Beobachtung und Nachweis von Aktiven Galaktischen Kernen und Suche nach Galaktischen Objekten im TeV-Energiebereich mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen sowie Modellierung eines Photonspektrums durch den Zerfall neutraler Pionen aus schockbeschleunigten Hadronen.* Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg. [dissertation.de](http://dissertation.de).
- VÖLK, H. J. 2002. Astrophysics with High Energy Gamma Rays. *In: SHAVER, P. A., LELLA, L. DI, & GIMENEZ, A. (eds), Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics, Proceedings ESA-CERN-ESO Symposium, Garching.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. (astro-ph/0210297).
- WEEKES, T. C. 1989. Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique. *The Astrophysical Journal*, **342**, 379.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Heinzelmann für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe bedanken, die mir diese Diplomarbeit ermöglicht hat. Auch bedanken möchte ich mich für die beiden Reisen zu den Kollaborationstreffen in Paris und Berlin. Die Vorträge und Diskussion dort waren eine wichtige Anregung für das Gelingen dieser Arbeit.

Weiterhin will ich mich bei den Mitgliedern der HEGRA/H.E.S.S.-Arbeitsgruppe in Hamburg für deren fürsorgliche Betreuung bedanken: Matthias Beilicke, Rene Cornils, Niels Götting, Daniel Mazine (jetzt MAGIC), Joachim Ripken und Martin Tluczykont. Die vielen Diskussionen und wertvollen Tips haben mir immer weiter geholfen. Vielen Dank auch für das gewissenhafte Gegenlesen dieses Skriptes, das sicher viele Rechtschreibfehler ausgemerzt und Unklarheiten beseitigt hat. Besonders will ich mich auch bei meinem Büronachbarn Dr. Martin Tluczykont bedanken, der jederzeit bereit war Fragen zu beantworten. Auch für die Bereitstellung der Literaturdatenbank gilt ihm mein Dank. Viel Erfolg in Paris!

Diese Arbeit ist dem Andenken von Rüdiger Nösse gewidmet, der leider im November 2003 verstorben ist.

## **Erklärung:**

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Hamburg, den 18. Dezember 2003

Martin Raue