

INAUGURAL – DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät

der Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.–Phys. Ira Jung
aus Ludwigshafen am Rhein

Tag der mündl. Prüfung: 25.06.2003

**Entwicklung der Spiegelmechanik,
Eichung der Kamera und erste Ergebnisse
zum Nachweis hochenergetischer
 γ -Strahlung aus Richtung des
Krebnebel und PKS 2155-304 mit dem
ersten H.E.S.S.-Teleskop**

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Franz Eisele

Entwicklung der Spiegelmechanik, Eichung der Kamera und erste Ergebnisse zum Nachweis hochenergetischer γ -Strahlung aus Richtung des Krebsnebels und PKS 2155-304 mit dem ersten H.E.S.S.-Teleskop

Im Juni 2002 ging das erste von 4 Cherenkovteleskopen des H.E.S.S.-Experiments in Betrieb. Das einzelne Teleskope hat eine Gesichtsfeld von 5° und eine segmentierte Spiegelfläche von 107 m^2 , bestehend aus 380 Einzelspiegeln. Um die notwendige Stabilität und Positioniergenauigkeit der Einzelspiegel zu gewährleisten, wurden spezielle Spiegeljustiereinheiten entwickelt und unter realistischen Bedingungen getestet. Die Breite der Abbildungsfunktion $\sigma = 0,34 \text{ mrad}$ des ersten Teleskops war um einen Faktor 2 besser als die Spezifikation. Ein Kalibrationsverfahren wird vorgestellt. Dieses beinhaltet die Festlegung des Auslesefensters, die Bestimmung der Nulllinie und des Umrechnungsfaktors von ADC-Werten in Photoelektronen, die Eichung beider Verstärkerkanäle und den Abgleich der Empfindlichkeit aller Pixel. Es ist die Basis für die Auswertung erster Beobachtungen des Krebsnebels und von PKS 2155-304. Zur Analyse wurden 2 verschiedene Simulationen (S1, S2) verwendet. Das differentielle Energiespektrum des Krebsnebels zwischen 0,57 und 5 TeV wurde mittels der effektiven Flächen von S1 zu $\frac{d\Phi}{dE} = (3,04 \pm 0,57_{stat}) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,49 \pm 0,24_{stat}} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ bestimmt, konsistent mit HEGRA und Whipple. S2 führt zu einem nicht mehr verträglichen zu hohen Fluß. Erstmals wurden Spektren für PKS 2155-304 zwischen 0,3 und 1 TeV bestimmt: $\frac{d\Phi}{dE} = (9,20 \pm 1,28) \cdot 10^{-8} \cdot E^{-3,10 \pm 0,42} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ (S1) bzw. $\frac{d\Phi}{dE} = (1,51 \pm 0,67) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,94 \pm 0,30} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ (S2). Die Ergebnisse zeigen, daß das erste H.E.S.S. Teleskop den Erwartungen entspricht.

Development of mirror alignment mechanics, camera calibration and first results of high energy γ -ray detection from the direction of the crab nebula and PKS 2155-304 for the first H.E.S.S. telescope

June 2002 was first light on the first of 4 ICT of the H.E.S.S. experiment. A camera with 960 pmt provides a 5° field of view. The mirror (107 m^2) is segmented into 380 round mirror facets. Since stability and positioning accuracy are essential for optical quality, special mirror support units were constructed and tested simulating conditions in Namibia. The point spread function of the first telescope was found to be $\sigma = 0.34$, a factor of 2 better than specified. Camera calibration procedures were developed, which include the steps: analog ring sampler settings, determination of base line and of ADC to photoelectron conversion factor, calibration of both amplifier channels and flatfielding of the camera. On this basis first measurements of the γ -ray showers from crab nebula and PKS 2155-304 were analyzed based on 2 different simulations (S1, S2). For energies between 0.57 and 5 TeV based on effective areas determined with S1 for the crab nebula the differential energy spectrum $\frac{d\Phi}{dE} = (3,04 \pm 0,57_{stat}) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,49 \pm 0,24_{stat}} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ was found, consistent with results of Whipple and HEGRA. S2 resulted in an inconsistently high flux. For the first time spectra could be determined for PKS 2155-304 between 0,3 und 1 TeV: $\frac{d\Phi}{dE} = (9,20 \pm 1,28) \cdot 10^{-8} \cdot E^{-3,10 \pm 0,42} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ (S1) and $\frac{d\Phi}{dE} = (1,51 \pm 0,67) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,94 \pm 0,30} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ (S2). The results presented here show conclusively, that the H.E.S.S. telescope is up to expectations.

Inhaltsverzeichnis

1	Entwicklung von Luftschauern und Cherenkovlicht in der Atmosphäre	11
1.1	Wechselwirkungsprozesse	12
1.1.1	Ionisation	12
1.1.2	Bremsstrahlung	12
1.1.3	Paarbildung	14
1.2	Luftschauer	15
1.2.1	Elektromagnetische Luftschauer	15
1.2.2	Hadronische Luftschauer	17
1.3	Cherenkovlicht	18
1.3.1	Der Cherenkoveffekt	18
1.3.2	Erzeugung von atmosphärischem Cherenkovlicht durch Luftschauer	20
1.3.3	Abschwächung des Cherenkovlichts in der Atmosphäre	23
2	Die abbildende Cherenkov Technik	25
2.1	Die Bildentstehung	25
2.2	Die Bildparameter	27
3	Die H.E.S.S. Teleskope	29
3.1	Standort und Design	29
3.2	Das Optische System	30
4	Die Spiegeljustiereinheit	32
4.1	Die Einzelspiegel	32
4.2	Anforderungen an die Spiegeljustiereinheit	34
4.3	Die Mechanik der Spiegeljustiereinheit	35
4.4	Mechanische Stabilität	36
4.4.1	Stabilität des Aluminiumdreiecks	36

4.4.2	Verhalten der gesamten Justiereinheit unter Last	38
4.5	Überprüfung der Spannungsfreiheit der Spiegelbefestigung	41
4.5.1	Meßaufbau	41
4.5.2	Ergebnisse	42
4.6	Überprüfung der Aktuatoren	44
4.7	Klebungen	46
4.8	Klimatests an einer Justiereinheit	51
4.9	Ergebnisse der Spiegeljustierung in Namibia	52
5	Aufbau der Kamera	53
5.1	Die Photomultiplier	53
5.1.1	Funktionsweise	53
5.1.2	Kenngößen des Photomultipliers	55
5.1.3	PhotomultiplierXP 2960 von Photonis	56
5.2	Kamera-Elektronik	57
5.2.1	Die Analogspeicherkarte	57
5.3	Der Trigger	59
6	Kalibration der Kamera	61
6.1	Ablauf der Kalibration	61
6.2	Durchführung der Kalibration	62
6.2.1	Kalibrationsmethoden	62
6.3	Länge des Auslesefensters N_f und Bestimmung des N_d -Wertes	65
6.4	Das Einzelphotoelektronenspektrum	68
6.4.1	Die Antwortfunktion des Photomultipliers	69
6.5	Bestimmung der Nullline	73
6.5.1	Verteilung des elektronischen Rauschens	73
6.5.2	Bestimmung des Pedestals bei Anwesenheit von Nachthimmelslicht	77
6.5.3	Methode zur Bestimmung der Nachthimmelslichtstärke	82
6.5.4	Anwendung der Fitfunktion auf Simulationen des Nachthimmelslichts; Bestimmung der Nachthimmelslichtstärke	85
6.5.5	Anwendung der Fitfunktion auf reale Daten; Bestimmung der Nachthimmelslichtstärke	86
6.6	Verstärkung des Photomultipliersignals	91
6.7	Abgleich der Empfindlichkeit der Photomultiplier	92
6.8	Eine weitere unabhängige Kalibrationsmethode	95
6.9	Wahl des Verstärkungskanals	97
6.10	Qualität der einzelnen Meßkanäle	97

6.11	Stabilität der Detektorkomponenten	102
6.11.1	Meßperiode Juni 2002 (Periode I)	104
6.11.2	Meßperiode September 2002 bis 15. Oktober 2002 (Periode II)	106
6.11.3	Meßperiode 1. bis 10. November 2002 (Periode III)	110
7	Monte-Carlo Simulationen	112
7.1	Vergleich der Simulationen	112
7.1.1	Vergleich von Protonen-Simulationen und Meßdaten	113
7.1.2	Vergleich der Gamma-Schauer Simulationen	122
7.2	Gamma-Hadron Separation	127
7.3	Schnitteffizienzen	129
7.3.1	Wahl der Schnitte für die Analyse	135
8	Energierекonstruktion und Flußberechnung	138
8.1	Bestimmung der Primärenergie	139
8.2	Die Qualität der Energierекonstruktion	140
8.3	Die Bestimmung von Energiespektren	144
8.3.1	Die Bestimmung der effektiven Flächen	144
8.4	Einfluß defekter Pixel auf die Bildanalyse	150
9	Beobachtung des Krebsnebels	155
9.1	Der Datensatz	155
9.2	Selektion der Meßreihen	156
9.3	Normierung und Angleichung der ON- und OFF-Daten	156
9.4	Detektion des Krebsnebels	157
9.5	Bestimmung des Energiespektrums des Krebsnebels	164
9.5.1	Vergleich der Nachweiseffizienz von Meßdaten und Simulationen	164
9.5.2	Das Energiespektrum des Krebsnebels	165
10	PKS 2155-304	170
10.1	Der Datensatz	170
10.2	Detektion von PKS 2155-304	170
10.3	Bestimmung des Energiespektrums von PKS 2155-304	172
11	Zusammenfassung	176
A	Die Hillasparameter	179
	Literaturverzeichnis	183

Einleitung

Im Jahre 1912 entdeckte der Österreicher Viktor Franz Hess durch Experimente bei Ballonflügen eine “durchdringende Strahlung außerirdischer Herkunft“ [23], die heute unter dem Namen kosmische Strahlung oder auch Höhenstrahlung bekannt ist. Bothe und Kolhörster zeigten, daß diese Strahlung nicht nur aus elektromagnetischer Strahlung (γ -Strahlung) besteht, sondern im wesentlichen aus geladenen Teilchen. Ihre Zusammensetzung ist heutzutage genau bekannt. Sie besteht zu ca. 98% aus Hadronen und zu weniger als 2% aus Leptonen. Nur ca. 0.1% sind γ -Quanten [19].

Die kosmische Strahlung als Quelle hochenergetischer Korpuskularstrahlung bot viele Möglichkeiten zu teilchenphysikalischer Forschung. Daher konzentrierte sich das Interesse in den ersten Jahrzehnten vorwiegend auf diesen Aspekt. Die Suche und Entdeckung neuer Elementarteilchen, wie z.B. die Entdeckung des Myons durch Anderson und Neddermeyer, standen im Vordergrund. Durch die Entwicklung moderner Beschleuniger mit hoher Luminosität, die die teilchenphysikalische Forschung bei extremen Energien auch unter Laborbedingungen ermöglichte, verlor dieser Aspekt an Bedeutung. Zugleich verlagerte sich das Interesse auf astrophysikalischen Fragestellungen. Die Entstehung, die Quellen und die Ausbreitung der Strahlung rückten ins Zentrum des Interesses. Die Suche nach den Quellen der kosmische Strahlung wurde durch die Tatsache erschwert, daß gerade der Hauptteil dieser Strahlung, die geladenen Teilchen, von den irregulären Magnetfeldern des Weltraums abgelenkt werden. Dieser Streueffekt ist so effektiv, daß der aus geladenen Teilchen bestehende Strahlungsanteil aus allen Richtungen in gleicher Stärke die Erde erreicht. Neutrale Teilchen, wie γ -Quanten und Neutrinos, behalten dagegen ihre Richtungsinformation und eröffnen damit Wege zur Untersuchung dieser Quellen. Die Verwendung der Neutrinostrahlung ist allerdings wegen der extrem geringen Wechselwirkung dieser Teilchen mit Materie äußerst problematisch.

Richtung und Energie hochenergetischer Photonen lassen sich mit relativ einfachen Mitteln bestimmen. Der Nachweis von solchen Photonen und die Messung ihrer Richtung bilden daher die Grundlage der Hochenergie- γ -Astronomie, eines sehr jungen Gebietes der Astrophysik. Mehr zur Geschichte der kosmischen Strahlung bis

Anfang der siebziger Jahre findet sich in [25].

γ -Strahlung wird in der Erdatmosphäre absorbiert. Der direkte Nachweis kann deshalb nur außerhalb mit Ballon- oder Satelliten-Experimenten geführt werden. Besonders wichtig für die Entwicklung der γ -Astronomie war die Entdeckung von 25 punktförmigen γ -Quellen im Energiebereich von 10 MeV bis 10 GeV mit dem COS-B-Satelliten in den 70er Jahren. Da der γ -Strahlenfluß oberhalb von 10 GeV sehr klein wird und die Detektorflächen von Satellitenexperimenten beschränkt sind, ergibt sich für Satellitenexperimente eine praktische Obergrenze von 10 GeV. Für diesen Bereich (100 keV - 10 GeV) hat das Compton-Gammastrahlen Observatorium GRO seit 1991 eine vollständige Himmeldurchmusterung durchgeführt.

Die Ausführungen des vorstehenden Absatzes legen den Schluß nahe, daß es unmöglich ist, γ -Quellen im Energiebereich oberhalb von 10 GeV zu untersuchen. Die Wirklichkeit ist anders. Photonen dieses Energiebereichs treten bereits mit den obersten Schichten der Atmosphäre in Wechselwirkung und führen unter Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozessen zur Ausbildung elektromagnetischer Kaskaden, sogenannten Luftschauern, die man mit großflächigen Detektoren (Szintillationszähler, Kalorimeter, Spurkammern usw.) direkt nachweisen kann. Ein anderer Weg besteht darin, das Cherenkovlicht, welches die relativistischen Teilchen der Luftschauer in der Atmosphäre erzeugen, zum Nachweis und zur Untersuchung zu nutzen. Dazu sind abbildende atmosphärische Cherenkov-Teleskope besonders geeignet. Die effektive Nachweisfläche für Luftschauer ergibt sich hier aus der Größe des Lichtkegels und liegt bei ca. $5 \cdot 10^4 m^2$. Eine weitere Verbesserung der atmosphärischen Cherenkovtechnik besteht darin, mehrere Teleskope zu einem System zu verknüpfen. Die Auswertung der stereoskopischen Information erlaubt es, den Auftreffpunkt des Schauers mit hoher Genauigkeit zu bestimmen, die Lichtverteilung in den Kamerabildern exakter zu messen und so die Energie- und Winkelauflösung zu verbessern. Die HEGRA-Kollaboration betreibt seit einigen Jahren auf der kanarischen Insel La Palma ein Detektor-System bestehend aus 5 Cherenkovteleskopen. Daneben gibt es noch Einzelteleskope.

Der große Aufwand hat unsere Kenntnisse über viele Details der kosmischen Strahlung sowie der Entstehung und der Entwicklung von Luftschauern entscheidend verbessert, aber er hat uns die Antwort darauf, wie genau Teilchen in den verschiedenen Quellen auf derart hohe Energien beschleunigt werden, verweigert. Wir wissen, daß Synchrotronstrahlung, Bremsstrahlung, inverse Compton-Streuung und die π^0 -Produktion in Nukleon-Nukleon-Stößen wichtige Beschleunigungsprozesse der Erzeugung hochenergetischer γ -Strahlung sind. Supernovaüberreste, wie z.B. der Krebsnebel, Doppelsternsysteme, Pulsare mit assoziierten Nebeln und aktive galak-

tische Kerne (AGN) kommen als potentielle Quellen in Frage. Die Empfindlichkeit, Winkel- und Energie-Auflösung der bisherigen Untersuchungsmethoden reicht jedoch nicht aus, um zwischen vorliegenden Hypothesen zu entscheiden.

Das ist der Grund, warum zur Zeit eine neue Generation von Cherenkovteleskopen entsteht bzw. geplant ist: CANGAROO ein 4-Teleskop-System in Australien [8], VERITAS mit 7 Teleskopen in den USA [51], ein sehr großes Einzelteleskop MAGIC auf La Palma [37] und schließlich das H.E.S.S.-Projekt in Namibia mit 4 Teleskopen in der ersten Ausbaustufe [29], [3]. Gemeinsames Ziel aller dieser Projekte ist es, die untere Nachweisgrenze für Luftschauer auf eine Primärteilchenenergie unter 100 GeV abzusenken und die Nachweisempfindlichkeit für Teilchen hoher Energie um eine Größenordnung zu steigern.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem H.E.S.S.-Projekt. Das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg ist einer der führenden Partner in dieser internationalen Kollaboration. Es ist verantwortlich für die Konstruktion und den Bau der Teleskope in Namibia und nimmt wesentlich Teil an der Entwicklung der Elektronik, der Software und der wissenschaftlichen Begleitung. Inzwischen sind die ersten beiden Teleskope fertiggestellt und in Betrieb. Im Rahmen der Arbeit wurden Beiträge zur Entwicklung und Inbetriebnahme geleistet. Dies betrifft speziell die Spiegelmechanik, die Eichung der Teleskope, sowie die Analyse erster Daten zur Demonstration der Leistungsfähigkeit.

Im Folgenden werden zuerst die physikalischen Grundlagen der atmosphärischen Cherenkovteleskopie dargestellt. Es folgt die Beschreibung der H.E.S.S.-Teleskope, insbesondere der Kamera. Der nächste Teil befaßt sich mit der Kalibration der Kamera. Die Stabilität und die Genauigkeit der Kalibration werden diskutiert. Diese Ergebnisse sind Grundlage der Analyse erster Datennahmen des Krebsnebels und PKS 2155. Dazu dienen Monte-Carlosimulationen, die untereinander und mit den Meßdaten verglichen werden.

Kapitel 1

Entwicklung von Luftschauern und Cherenkovlicht in der Atmosphäre

Nach dem Eintritt eines Teilchens der primären kosmischen Strahlung in die Atmosphäre, kommt es nach einer für das Teilchen charakteristischen Weglänge zu Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen, vor allem mit N_2 und O_2 . Es entsteht eine größere Zahl geladener Sekundärteilchen, die beim Durchqueren der Atmosphäre durch Ionisation, und Abstrahlung von Cherenkovlicht Energie verlieren, bis es wiederum zu Wechselwirkungsprozessen mit Luftmolekülen oder zu Zerfällen kommt. Es entsteht ein Schauer von relativistischen Teilchen, der bis zu einer maximalen Teilchenzahl anwächst. Das Maximum wird erreicht, wenn die Energie der Teilchen so weit abgesunken ist, dass sie nicht mehr zur Produktion neuer Teilchen ausreicht. Absorption und Energieverlust verringern dann die Teilchenzahl.

Je nach Art der Primärteilchen unterscheidet man zwischen elektromagnetischen Schauern, die durch Photonen oder Elektronen¹ erzeugt werden und hadronischen Schauern, die durch Hadronen ausgelöst werden. Die Hadronen sind überwiegend Protonen mit einem geringen Anteil schwererer Kerne. In den nächsten Abschnitten werden die wesentlichen Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Luftschauer diskutiert.

¹In diesem Kapitel gilt für Positronen das Gleiche wie für Elektronen. Aus diesem Grund wird im Folgenden nicht explizit zwischen Positronen und Elektronen unterschieden.

1.1 Wechselwirkungsprozesse

1.1.1 Ionisation

Ionisationsverluste relativistischer Teilchen werden durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{\bar{I}} \right) - \frac{v^2}{c_0^2} \right] \quad (1.1)$$

x ist die im Medium zurückgelegte Distanz, m_e die Elektronenmasse, γ der Lorentzfaktor, ϵ_0 die absolute Dielektrizitätskonstante, c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und Z die Kernladungszahl. Die restlichen Parameter beschreiben das Medium. N_e ist die Elektronendichte, \bar{I} das über alle Elektronen gemittelte Ionisationspotential der Atome.

Formel 1.1 zeigt, daß die Energieverluste von der Ladung des Teilchens und von seiner Geschwindigkeit (v), bzw. seiner Energie, abhängig sind. Mit zunehmender Teilchenenergie nimmt der Energieverlust mit $v^{-2} \sim E^{-1}$ ab bis bei $v \approx c_0$ ($E \approx M c_0^2$), ein Minimum erreicht wird. Danach wächst der Verlust proportional zu $\ln(\gamma^2)$. Die Teilchenmasse ist durch M gegeben.

Für hochrelativistische Teilchen und dichte Materie ist Formel 1.1 nicht mehr gültig. Der Verlust wird überschätzt. Die Ableitung von Formel 1.1 setzte voraus, daß die Wechselwirkungsprozesse im freien Raum stattfinden. Polarisierungseffekte durch das umgebende Medium wurden vernachlässigt. Bei extrem hohen Energien oder bei dichteren Medien ist ein weiterer Term, die Dichtekorrektur ($\delta(\gamma)$), hinzuzufügen:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{2\gamma^2 m_e v^2}{\bar{I}} - \frac{v^2}{c_0^2} - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right] \quad (1.2)$$

Durchquert ein Elektron ein Medium, so muß aufgrund seiner geringen Masse und der identischen Wechselwirkungspartner eine modifizierte Formel angewendet werden:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{2\gamma^2 m_e v^2 E_{max}}{2\bar{I}^2} - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cdot \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

E_{max} ist die maximale Energie, die an das stationäre Elektron übertragen werden kann:

$$E_{max} = \frac{\gamma^2 m_e v^2}{1 + \gamma} \quad (1.4)$$

1.1.2 Bremsstrahlung

Durch die Beschleunigung von Elektronen im elektrostatischen Feld von Atomkernen wird Bremsstrahlung erzeugt. Der Atomkern nimmt bei diesem Prozeß den

überschüssigen Impuls und die Energie auf. Der Energieverlust (dE), den ein relativistisches Teilchen der Energie E beim Durchqueren von Materie mit Kernladungszahl Z erleidet, ist gegeben durch:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1,3)e^6 N}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c_0^4 \hbar} E \left[\ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} + \frac{1}{8} \right] \quad (1.5)$$

Die relativistischen Bremsstrahlungsverluste folgen einem Exponentialgesetz. Als charakteristische Größe wird die Strahlungslänge ξ_0 definiert. Ist X_B die Strecke, die ein Teilchen durchquert, bis seine Energie auf $(1/e)$ der Ausgangsenergie abgesunken ist, so ist die Strahlungslänge ξ_0 gegeben als das Produkt von X_B und der Dichte ρ des durchquerten Mediums.

$$\xi_0 = \rho X_B \quad (1.6)$$

Die Einheit der Strahlungslänge ist die einer Flächendichte.

Im ultrarelativistischen Fall ($v \approx c$) erhält man:²

$$-\frac{dE}{d\xi} = -\frac{dE}{dt} \frac{1}{\rho c} = \frac{E}{\rho X_0} = \frac{E}{\xi_0} \quad (1.7)$$

Drückt man die Strahlungslänge ξ_0 in Formel 1.7 mit Hilfe von Formel 1.5 als Funktion der Massenzahl A des Mediums aus, so erhält man:

$$\xi_0 = \frac{7160 A}{Z(Z+1,3)(\ln(183Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{8}))} \text{ kg m}^{-2} \quad (1.8)$$

Typische Strahlungslängen sind:

Wasserstoff	$\xi_0 = 580 \text{ kg m}^{-2}$	$X_B = 6,7 \text{ km}$
Luft	$\xi_0 = 365 \text{ kg m}^{-2}$	$X_B = 280 \text{ m}$
Blei	$\xi_0 = 58 \text{ kg m}^{-2}$	$X_B = 5,6 \text{ mm}$

Die Tiefe der Atmosphäre beträgt ca. $10\,000 \text{ kg m}^{-2}$, das entspricht etwa $27 \xi_0$.

Als kritische Energie (E_{kri}) wird der Wert bezeichnet, bei dem beide Ionisationsverlustes und Bremsstrahlungsverluste gleich groß sind. E_{kri} ist für Wasserstoff 340 MeV, Luft 83 MeV und Blei 6,9 MeV.

Bremsstrahlung ist ein bedeutender Faktor bei der Wechselwirkung relativistischer Elektronen der kosmischen Strahlung mit dem durchquerten Medium.

²für Energien $> 100 \text{ MeV}$ ist die Geschwindigkeit eines Elektrons $> 0,99 \cdot c_0$, mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0

Photonen die durch Bremsstrahlungsprozesse relativistische Elektronen erzeugt werden unabhängig von der Energie des emittierenden Elektrons stark in Vorwärtsrichtung fokussiert. Der mittlere Emissionswinkel Θ_B relativ zur Bewegungsrichtung des Teilchens ergibt sich zu:

$$\Theta_B = \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e c_0^2}{E_0} \quad (1.9)$$

m_e ist die Elektronenmasse des Teilchens.

1.1.3 Paarbildung

Unter Paarbildung versteht man die gleichzeitige Erzeugung eines Teilchens und seines Antiteilchens. Von besonderem Interesse für die Luftschauerphysik ist die Erzeugung eines e^+e^- -Paares aus einem Photon. Dieser Prozeß kann eintreten, wenn die Energie des Photons größer als die doppelte Ruhemasse eines Elektrons ($E \geq 1.02 \text{ MeV}$) ist. Impuls- und Energieerhaltung erfordern einen dritten Wechselwirkungspartner, welcher den Rückstoß aufnimmt. Dieser ist der Atomkern. Aufgrund seiner hohen Masse verteilt sich die, nach der Paarerzeugung verbleibende Energie in Form kinetischer Energie hauptsächlich auf die beiden Produkte e^+ und e^- .

Paarbildung und Bremsstrahlung sind miteinander verwandte Prozesse. Die Bremsstrahlung läßt sich beschreiben, als der Übergang eines primären Elektrons in einen energetisch niedrigeren ungebundenen Zustand, wobei ein Gammaquant die Differenzenergie abführt. Die Paarbildung läßt sich interpretieren als Übergang eines Elektron-Positron Paares aus den negativen Zuständen des Fermi-Sees in reelle Zustände mit positiver Energie. Die Energiedifferenz der beiden Zustände wird vom γ -Quant bereitgestellt. In beiden Prozessen ist die Anwesenheit eines weiteren Stoßpartners unentbehrlich, damit die Erhaltungssätze von Impuls und Energie gewahrt bleiben.

Die Wechselwirkungslänge der Paarbildung X_P steht in Beziehung zur Strahlungslänge der Bremstrahlung mittels der folgenden Beziehung:

$$X_P = \frac{9}{7} X_B \quad (1.10)$$

Weist das γ -Quant hohe Energien auf, liegen die kinetischen Energien der erzeugten e^+ -, e^- -Teilchen im relativistischen Bereich. Sie behalten weitgehend die Impulsrichtung des Photons bei. Die mittlere Winkelabweichung Θ_P von der Bahn des γ -Quants beträgt:

$$\Theta_P = \frac{m_e c_0^2}{E_0} \quad (1.11)$$

Dies entspricht Gleichung 1.9.

1.2 Luftschauer

Die Ausführungen des Abschnittes 1.1 genügen, um zu verstehen, wie Luftschauer entstehen und sich in der Atmosphäre entwickeln.

1.2.1 Elektromagnetische Luftschauer

Von Heitler [22] stammt ein Schauermodell für elektromagnetische Schauer, welches die wesentlichen Eigenschaften richtig darstellt und die nahe Verwandtschaft von Paarbildung und Bremsstrahlung nutzt. Dieses Modell vernachlässigt die Fluktuationen im Schauer. Die Wechselwirkungsprozesse finden jeweils nach einer gemeinsamen Strahlungslänge X_0 statt.

$$X_0 \sim X_P \sim X_B \quad (1.12)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß nach einer Wegstrecke X_0 Bremsstrahlung, d.h die Emission eines Photons oder Paarerzeugung stattfindet ist 50 %. Betrachtet man einen Schauer, der durch ein primäres γ -Teilchen der Energie E_0 erzeugt wird, so zerfällt das γ -Quant im Mittel nach der Strecke X_0 in ein Elektron-Positron-Paar. Es wird angenommen, daß die Energie zu gleichen Teilen auf die Teilchen verteilt wird. Beim Durchlauf einer weiteren Strecke X_0 strahlen die Teilchen im Mittel ein Photon ab und verlieren die Hälfte ihrer Energie. Man erhält 2 γ -Quanten und zwei e^+e^- -Teilchen jeweils mit einer Energie $E_0/4$. Allgemein gilt für die Teilchenzahl N_n (Elektronen, Positronen und Photonen) und die Energie E_n nach n Strahlungslängen:

$$N_n = 2^n \quad (1.13)$$

jedes mit einer Energie E_n

$$E_n = \frac{E_0}{2^n} \quad (1.14)$$

Es ist zu erkennen, daß der Schauer im Mittel zu $\frac{1}{3}$ aus γ -Quanten und zu $\frac{2}{3}$ aus Elektronen bzw. Positronen besteht. Die Kaskade endet, wenn die kritische Energie E_{kri} erreicht ist. Bei geringeren Energien dominiert der Energieverlust durch Ionisation. Dies führt zur Erzeugung einer Vielzahl von Elektron-Ionenpaaren, die jedoch nur eine geringere Energie aufweisen. Außerdem nimmt mit der Energie der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung ab, bis er in die Größenordnung der Comptonstreuung und der Photoabsorption kommt. Zusammen führt das zu einem Schauermaximum bei E_{kri} . Mit den Gleichungen 1.13 und 1.14 erhält man für die Tiefe des Schauermaximum T in Einheiten der Strahlungslänge X_0 :

$$T = \frac{\ln(E_0/E_{kri})}{\ln 2} \quad (1.15)$$

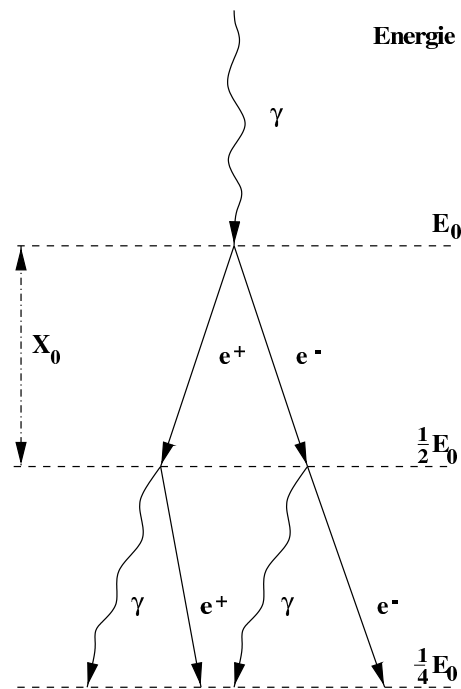


Abbildung 1.1: Modell eines elektromagnetischen Luftschauers nach Heitler.

Entsprechend berechnet sich die maximale Teilchenzahl N_{max} zu:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_{kri}} \quad (1.16)$$

Dieses Modell besitzt bereits alle wesentlichen Charakteristiken von Luftschauern:

- Exponentieller Anstieg der Teilchenzahl bis zu einem Maximum; danach Abfall der Teilchenzahl aufgrund von Ionisationsverlusten.
- Die Tiefe des Schauermaximums wächst logarithmisch mit der Energie E_0 des Primärteilchens.
- Die maximale Teilchenzahl ist proportional zur Energie.

Wichtig ist noch ein weiteres Faktum. γ -Schauer bestehen ausschließlich aus Elektronen, Positronen und γ -Quanten. Es gibt keine Myonen, Pionen usw..

Eine genauere Beschreibung der longitudinalen Entwicklung findet sich in [19]. Sie ist als Nishimura-Kamata-Greisen-Formalismus bekannt und gibt die Anzahl der Elektronen $N_e(t)$ als Funktion der Energie E_0 des Primärteilchens und der Eindringtiefe

n in Einheiten der Strahlungslänge an:

$$N_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_{kri})}} \cdot e^{n(1-1.5 \ln s)} \quad (1.17)$$

$$s = \frac{3t}{n + 2 \ln E_0/E_{kri}} \quad (1.18)$$

Dabei ist s das sogenannte Schaueralter. Es beginnt mit 0 am Schauerbeginn und wird 1 am Schauermaximum.

1.2.2 Hadronische Luftschauer

Hadronische Luftschauer werden durch Protonen und schwerere Kerne erzeugt. Die folgende Diskussion soll auf Protonen beschränkt bleiben.

Trifft ein Proton auf die Atmosphäre, so wechselwirkt es inelastisch mit atmosphärischen Atomkernen. Hierbei entstehen bevorzugt Pionen (π^0, π^\pm) und im geringeren Maße Kaonen und Hyperonen-Zustände (Λ, Σ und Ξ). Der Atomkern verliert dabei ein bis zwei Nukleonen und befindet sich in einem hochangeregten Zustand. Meistens zerfällt er durch Spallation in weitere Kernfragmente.

Die erzeugten neutralen Pionen haben nur eine sehr kurze Lebensdauer von $8.3 \cdot 10^{-17} s$ [41]. Sie zerfallen in 98.8% der Fälle in zwei γ -Quanten, die elektromagnetische Schauer auslösen.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.19)$$

Die geladenen Pionen haben eine längere Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8} s$. Sie leben hinreichend lang, um mit anderen Nukleonen der Atmosphäre wechselwirken zu können. Es entsteht ein hadronischer Subschauer. Ein erheblicher Teil der geladenen Pionen zerfällt in Myonen.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.20)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.21)$$

Wegen ihrer geringen Wechselwirkung und ihrer langen Lebensdauer erreichen die hochenergetischen Myonen, die aus den ersten Schauergenerationen stammen, unversehrt die Erdoberfläche. Energieärmere Myonen zerfallen in der Regel vorher.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.22)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.23)$$

$$(1.24)$$

In Abbildung 1.2 ist die Entwicklung eines Hadronschauers schematisch dargestellt. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern findet man bei den Wechselwirkungen, die der Entwicklung der hadronischen Schauer zu Grunde liegen, teilweise hohe Transversalimpulse. Deswegen sind die Hadronenschauer deutlich breiter. Abbildung 1.3 zeigt Simulationen, die diesen Sachverhalt erläutern. Rechts findet man den deutlich breiteren Protonenschauer, links einen γ -Schauer gleicher Energie.

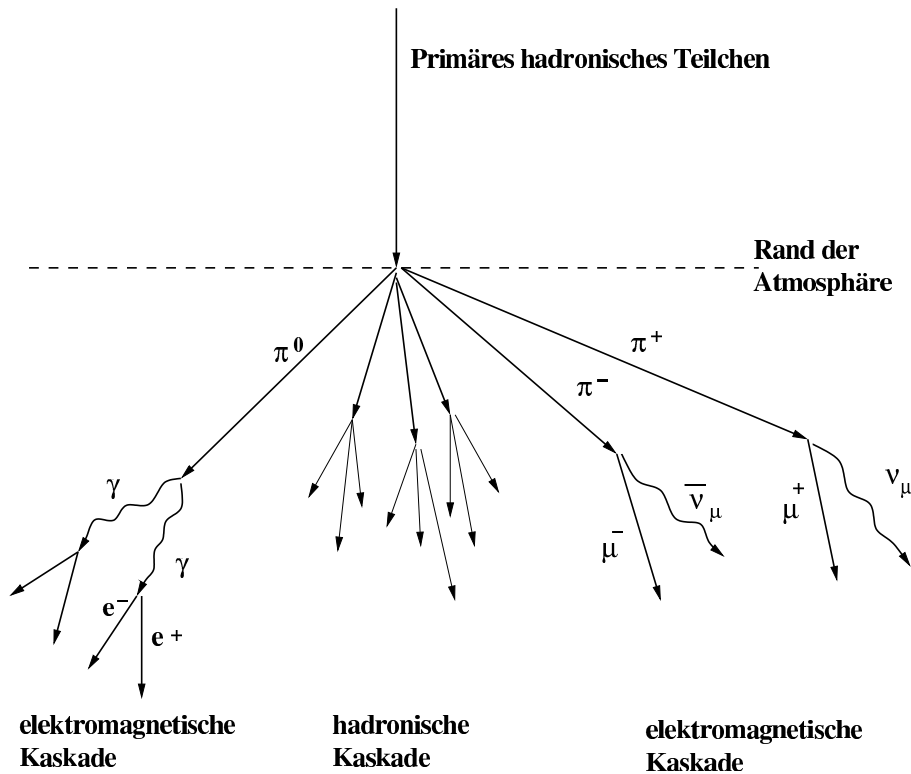


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines Hadronschauers nach [36].

1.3 Cherenkovlicht

1.3.1 Der Cherenkoeffekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium, so polarisiert es kurzzeitig seine Umgebung. Sein elektrisches Feld bewegt geladene Teilchen aus ihrer Ruhelage, wohin sie anschließend unter Emission von elektromagnetischen Elementarwellen zurückkehren. Sobald die Geschwindigkeit des Teilchens die Lichtgeschwindigkeit im Medium übersteigt, kommt es durch konstruktive Interferenz

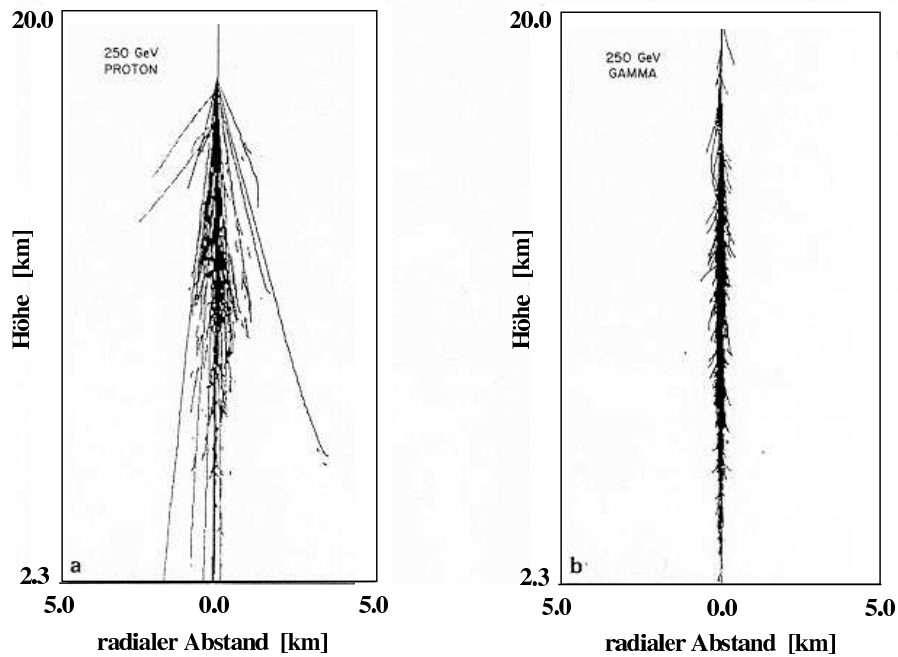


Abbildung 1.3: Simulation der Entwicklung eines Protonschauers (links) und eines γ -Schauers (rechts). Die Primärenergie ist in beiden Fällen 0.25 TeV.

zur Ausbildung einer kegelförmigen Wellenfront (siehe Abbildung 1.4). Die klassische Beschreibung nach dem Huygensschen Prinzip ergibt unter der Bedingung $v > c_0/n$ für den Öffnungswinkel Θ_C :

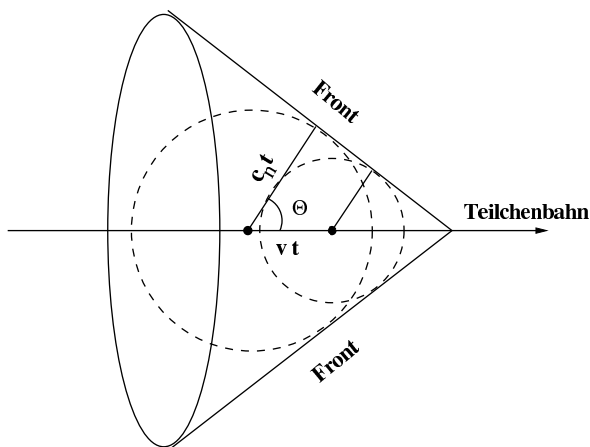


Abbildung 1.4: Cherenkoveffekt. Elementarwellen überlagern sich zur Zeit t zu einer Wellenfront. c_n ist die Lichtgeschwindigkeit im Medium

$$\cos \theta_C = \frac{c_0}{vn} = \frac{1}{n\beta} \quad (1.25)$$

n ist der Brechungsindex des Mediums und v die Teilchengeschwindigkeit. Evident kann Cherenkovlicht nur bei Brechungsindex $n > 1$ emittiert werden. Dies ist in den Spektralbereichen Infrarot, sichtbares Licht und Ultraviolett gegeben. Außerdem ist eine Mindestenergie von

$$E_G = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (1.26)$$

die sogenannte Schwellenenergie, erforderlich. Mit steigender Energie nimmt der Cherenkovwinkel zu. Durch die Bedingung $\beta \leq 1$ ist er nach oben begrenzt. Der maximale Winkel $\theta_{C,max}$ ist:

$$\theta_{C,max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \quad (1.27)$$

Gleichung 1.28 beschreibt den Energieverlust entlang der Wegstrecke dx [30]:

$$-\frac{dE}{dx} = Z^2 \frac{\alpha \hbar}{c} \int_{\beta n(\omega) > 1} d\omega \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)^2}\right) \quad (1.28)$$

Daraus folgt die Anzahl der Photonen, die im Wellenlängenbereich von λ_1 bis λ_2 abgestrahlt werden, zu:

$$-\frac{dN}{dx} = 2\pi Z^2 \alpha \sin^2 \theta_C \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (1.29)$$

Die Cherenkovemission, die durch ein relativistisches Elektron ($\beta = 1$) unter Normalbedingungen in Luft ($n=1,000298$) mit einem Cherenkovwinkel von $\Theta_c = 1,4^\circ$ erzeugt wird, emittiert pro m Wegstrecke im Wellenlängenbereich von 350 nm bis 550 nm etwa 28 Cherenkovphotonen.

1.3.2 Erzeugung von atmosphärischem Cherenkovlicht durch Luftschauer

Die geladenen Teilchen der Luftschauer durchqueren ein Medium, dessen Dichte und Brechungsindex sich mit der Höhe ändert. Ein vereinfachtes isothermes Atmosphärenmodell gibt die Abhängigkeit der Dichte von der Höhe h über NN mit ausreichender Genauigkeit wieder. Der Brechungsindex ist proportional zur Dichte, so daß sich aus der barometrischen Höhenformel folgende Abhängigkeit von der Höhe ergibt:

$$n(h) = 1 + \eta_0 \cdot \exp(-h/h_0) \quad (1.30)$$

Die Skalenhöhe h_0 ist im Mittel 8.4 km und η_0 liegt bei 0.00029 .

Mit zunehmender Tiefe nimmt die Schwellenenergie ab und der Öffnungswinkel zu. In der Höhe des Schauersmaximums, bei $\sim 8 \text{ km}$, beträgt die Schwellenenergie von Elektronen ca. $50 - 55 \text{ MeV}$, der Cherenkovwinkel ca. $0,8 - 0,9^\circ$.

Das Cherenkovlicht eines senkrecht einfallenden Teilchens, das in der Höhe h abgestrahlt wird, bildet einen Lichtkegel, der in einem Kreis mit dem Radius r_C in Höhe h_b auf den Boden auftrifft. Dies veranschaulicht Abbildung 1.5.

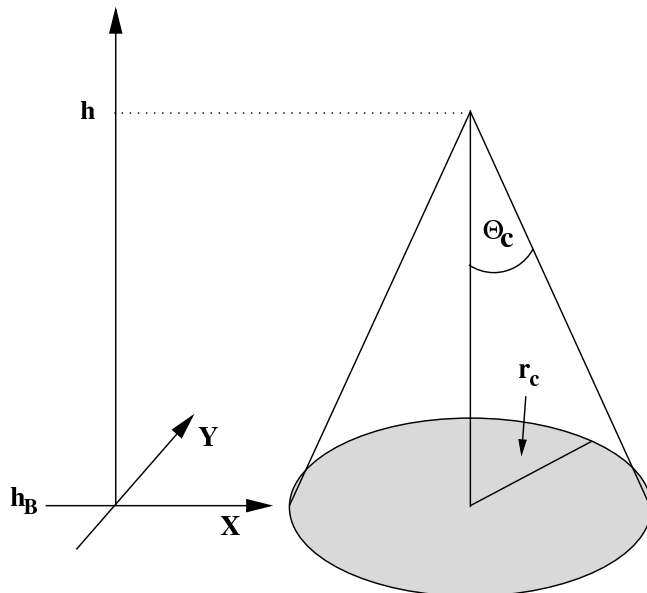


Abbildung 1.5: Cherenkovlicht, das in Höhe h von einem vertikal eintretenden Teilchen, ausgestrahlt wird, trifft kreisförmig auf dem Boden auf.

Für r_C gilt folgende Beziehung:

$$r_C = (h - h_B) \cdot \tan \theta_C \approx (h - h_B) \cdot \theta_C \quad (1.31)$$

Variierende Abstrahlungshöhen und Streuphänomene sorgen für eine breite Verteilung des Cherenkovlichtes am Boden. Die stärker gebündelten elektromagnetischen Schauer, die aus Elektronen, Positronen und γ -Quanten bestehen, zeigen eine kreisförmige Verteilung von ca. 120 m Radius, die im Bereich von 50 bis 120 m weitgehend homogen ausgeleuchtet ist und nach außen rasch, nach innen langsam abfällt. Ursächlich dafür ist die begrenzte laterale Breite solcher Schauer und die Existenz von $\theta_{C,max}$. Hadronenschauer verhalten sich anders. Sie sind durch eine größere laterale Breite mit erkennbaren Teilschauern und durch Myonenereignisse geprägt. Abbildung 1.6 zeigt Simulationen, die diesen Unterschied erkennen lassen.

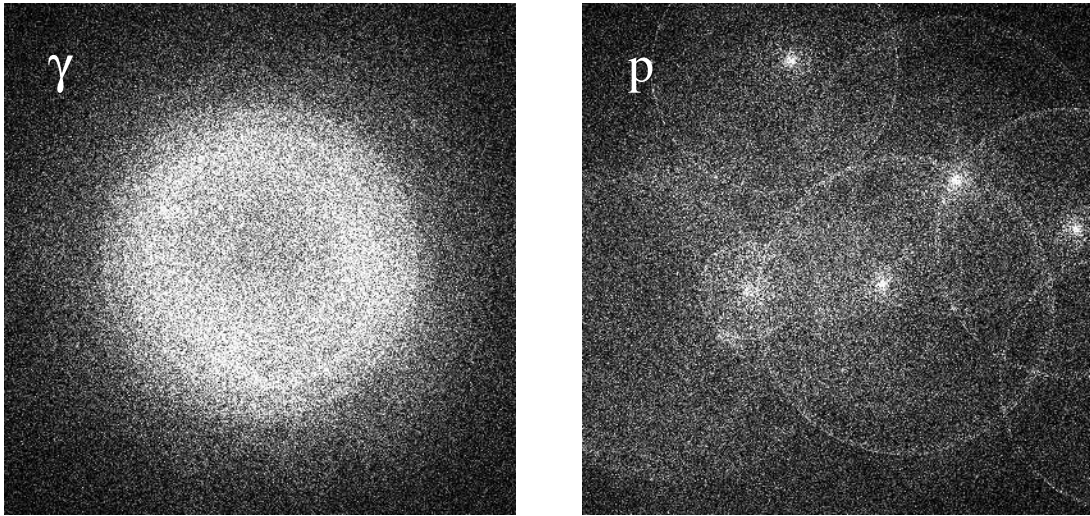


Abbildung 1.6: Simulation von Photonenverteilungen eines γ -Schauers (links) und eines Proton-Schauers (rechts) für die Beobachtungshöhe 220 m auf einer Fläche von 200 x 400 m. Beide Primärteilchen mit einer Energie von 0,3 TeV.

Das Spektrum des Cherenkovlichts ist die Überlagerung der Spektren des emittierten Cherenkovlichtes der Schauerteilchens (vergl. Gleichung 1.29). Das ursprüngliche Spektrum, wie es Abbildung 1.7 zeigt, wird beim Durchgang durch die Atmosphäre weiter modifiziert. Dies wird im folgenden Abschnitt kurz diskutiert.

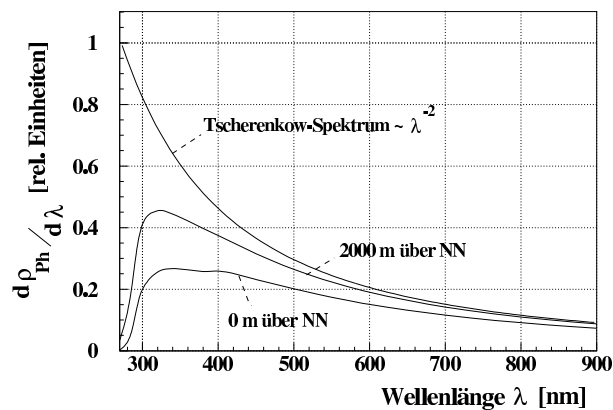


Abbildung 1.7: Die differentielle Photonendichte $d\rho_{Ph}/d\lambda$ in willkürlichen Einheiten als Funktion der Wellenlänge. Gezeigt ist das ursprüngliche Emissionsspektrum in 7000 m Höhe sowie die abgeschwächten Spektren in 2000 m Höhe und auf Meeresebene.

1.3.3 Abschwächung des Cherenkovlichts in der Atmosphäre

Beim Durchgang durch die Atmosphäre erleidet das Cherenkovlicht Verluste durch Streuung und Absorption. Die wichtigsten Prozesse stellen Rayleigh-Streuung, Mie-Streuung und Absorption durch Moleküle insbesondere durch Ozon und Aerosole dar. Die Abschwächung der Strahlungsintensität I läßt sich durch das Lambert-Beersche-Gesetz beschreiben.

$$dI = -I_0 k dx \quad (1.32)$$

Der Extinktionskoeffizient k umfaßt hierbei alle oben genannten Prozesse, die im Folgenden näher erläutert werden.

Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh-Streuung ist die Streuung an polarisierbaren Teilchen, deren Größe sehr viel kleiner als die Wellenlänge des Lichtes ist. Ihr differentieller Wirkungsquerschnitt σ_{Ray} ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma_{Ray}}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\lambda^4 \rho^2} (n - 1)(1 + \cos^2 \phi) \quad (1.33)$$

ρ ist die Dichte der Atmosphäre, ϕ der Streuwinkel und λ die Wellenlänge des Lichtes. Wegen der Abhängigkeit von $1/\lambda^4$ wird hauptsächlich das kurzwellige Licht gestreut. Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_s

$$\sigma_s = \frac{32\pi^3}{3\lambda^4 n^2} \cdot (n - 1)^2 \quad (1.34)$$

ergibt sich der Extinktionskoeffizient der Rayleigh-Streuung zu:

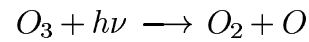
$$k_{Rayleigh} = \sigma_s \cdot \rho \quad (1.35)$$

Mie-Streuung

Die Mie-Streuung findet an Aerosolen statt, deren Teilchengröße der Wellenlänge des Cherenkovlichtes entspricht ($d \geq \lambda$). Sie hängt stark von der Größenverteilung der streuenden Teilchen in der Atmosphäre ab. Unter der Annahme einer bestimmten Standardverteilung der Partikelgröße, der sog. Junge-Verteilung, ergibt sich eine Wellenlängenabhängigkeit $\sim \lambda^{1 \dots 1.5}$.

Absorption durch Ozon

Ozon absorbiert Cherenkovlicht durch Photodissoziation.



Durch diesen Prozeß werden vor allem Photonen des Wellenlängenbereiches zwischen 200 und 300 *nm* absorbiert. Insgesamt ergibt sich eine komplexe Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten k von der Wellenlänge. Eine ausführliche Diskussion findet sich unter [16]. Abbildung 1.7 verdeutlicht den Effekt der Abschwächung.

Kapitel 2

Die abbildende Cherenkov Technik

In den folgenden Abschnitten wird das Abbildungsprinzip von Cherenkovteleskopen, sowie die Charakteristiken der Bilder von Luftschauern beschrieben. Das emittierte Cherenkovlicht wird von der Spiegelfläche des Teleskopes auf eine in der Brennebene montierte Kamera fokussiert. Es entsteht ein winkeltreues Abbild des Schauers. Die Segmentierung der Kamera in einzelne Pixel gewährleistet eine genaue Analyse des abgebildeten Lichtprofils. Dies geschieht mittels Form und Lage des Schauerabbildes in der Kamera. Hadronisch induzierte Schauer unterscheiden sich im Schauerbild von γ -Schauern. Mit einer geeigneten Parametrisierung können daher hadronisch induzierte Schauer selektiert und unterdrückt werden.

2.1 Die Bildentstehung

Cherenkovteleskope werden bei der Beobachtung von Punktquellen direkt auf die Quellposition ausgerichtet. Ein Luftschauer, der durch ein Gammaquant dieser Quelle ausgelöst wurde, wird sich in der Atmosphäre nahezu parallel zur Teleskopachse entwickeln. Ein γ -Schauer mit einer Primärenergie von einem TeV bildet eine etwa 40 m breite und 3,5 km lange Cherenkovlichtsäule aus, in der etwa die Hälfte aller Cherenkovphotonen emittiert werden. In etwa 8 km Höhe wird das Schauermaximum erreicht. In Abbildung 2.1 ist diese Region als schwarzer Bereich des stilisierten Luftschauers markiert.

Das in Abbildung 2.1 dargestellte Prinzip der Bildentstehung wird anhand des Beispiels eines vertikalen Schauers erklärt. Befindet sich das Teleskop innerhalb des Cherenkovlichtkegels des Schauers, so wird dieses Licht winkeltreu auf die Kameraebene abgebildet. Das bedeutet, parallel auf die Spiegelfläche auftreffendes Licht wird in einem Punkt in der Fokalebene des Spiegels abgebildet. Alle Cherenkovphotonen, die unter demselben Winkel vom Luftschauer emittiert werden, werden

dementsprechend im selben Pixel der Kamera detektiert. Cherenkovlicht aus größeren Höhen wird unter einem kleineren Cherenkovwinkel abgestrahlt und trifft unter einem kleineren Winkel, in Abbildung 2.1 als Φ_1 bezeichnet, auf die Spiegelfläche auf. Licht aus geringeren Höhen wird unter einem größeren Winkel (Φ_2) abgestrahlt. Licht, das zu Beginn der Schauerentwicklung emittiert wird, wird in einem Abstand d_1 vom Kameramittelpunkt abgebildet; Licht, das zum Schluß emittiert wird, wird näher zum Kamerarand abgebildet (d_2). Die longitudinale Entwicklung bestimmt die Länge des Schauerabbildes.

Analog zur longitudinalen Abbildung des Schauers wird die laterale Ausdehnung des Schauers abgebildet. In gleicher Höhe aber lateral versetzt emittiertes Licht, wird ebenfalls winkeltreu senkrecht zum Abbild der Schauerachse versetzt auf die Kamera fokussiert und detektiert. Die Breite des Abbildes wird hierdurch definiert.

Die laterale Verteilung des Schauers ist enger als die longitudinale Ausdehnung. Es entsteht eine Ellipse als Schauerabbild. Die große Halbachse zeigt immer in Richtung der Schauerachse. Die zweidimensionale Lichtverteilung in der Kamera spiegelt die longitudinale und die laterale Entwicklung des Schauers wider.

Während sich γ -Schauer durch eine kompakte Lichtverteilung auszeichnen, verteilt sich die Lichtintensität von Protonenschauern über große Winkelbereiche. Mit Hilfe einer geeigneten Parametrisierung ist es möglich Hadronenschauer in der Bildanalyse teilweise zu unterdrücken und vorhandene γ -Schauer anzureichern.

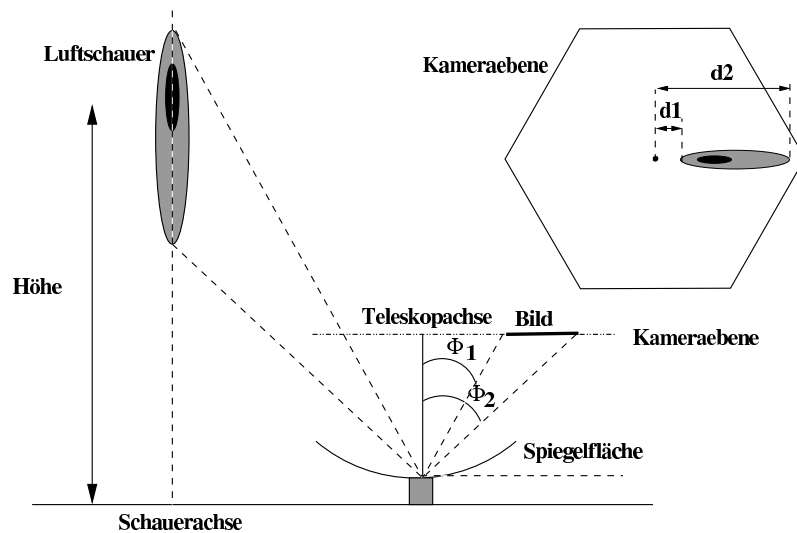


Abbildung 2.1: Bildentstehung in der Kamera eines Cherenkovteleskops am Beispiel eines vertikal einfallenden Luftschauers.

2.2 Die Bildparameter

Das zweidimensionale Abbild eines Schauers in der Kameraebene ist ellipsenförmig. Eine effektive Parametrisierung des Schauerprofiles in der Kamera wurde von Hillas [24] eingeführt. Hierbei wird die Lichtverteilung in der Kamera durch eine Ellipse angenähert und die Hauptachsen, die mittlere quadratische Länge und Breite der Verteilung berechnet. Die Hillasparameter sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Im Folgenden werden die einzelnen Parameter aufgelistet und ihre Bedeutung diskutiert. Im Anhang befindet sich die Berechnung der Größen:

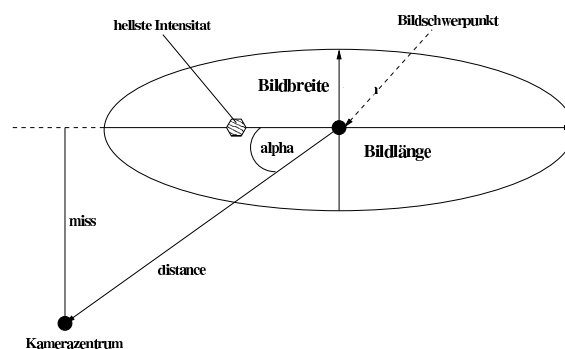


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Abbildes eines Schauers in der Kamera. Eingezeichnet sind die Hillas Parameter.

- **Bildbreite**
mittlere quadratische Abweichung der Lichtverteilung entlang der kleinen Halbachse der Ellipse. Sie ist ein Maß für die laterale Ausdehnung des Schauers.
- **Bildlänge L_a**
mittlere quadratische Abweichung der Lichtverteilung entlang der großen Halbachse der Ellipse. Sie ist ein Maß für die longitudinale Ausdehnung des Schauers.
- **Gesamtamplitude L**
Summe aller auf die Kameraebene treffenden Photonen des Schauers, gemessen in Photoelektronen. L gibt die Gesamtlichtmenge des Schauers an. Dies ist ein Maß für die Energie des Primärteilchens.
- α
Winkel zwischen der großen Halbachse der Ellipse und der Verbindungslinie zwischen Bildschwerpunkt und Kamerazentrum. α ist zwischen 0° und 90°

definiert. Kleine α -Werte zeigen, daß die Einfallsrichtung des Schauers in der Ebene liegt, die durch Teleskopachse und Schauerauftreffpunkt aufgespannt wird.

- **distance**

Abstand des Bildschwerpunktes vom Kameramittelpunkt. Diese Größe dient als Maß für den Abstand des Schauers vom Teleskop.

Zur Extraktion der Ellipse wird ein sogenannter Tailcut verwendet. Es werden nur solche Pixel zur Berechnung der Hillasparameter verwendet, die entweder eine Amplitude größer als 10 Photoelektronen aufweisen, oder mindestens eine Amplitude von 5 Photoelektronen besitzen und an ein Bildelement mit einer Amplitude von 10 oder mehr Photoelektronen angrenzen.

Kapitel 3

Die H.E.S.S. Teleskope

H.E.S.S. steht für "High Energy Stereoscopic System". Es handelt sich um das Projekt einer internationalen Kooperation, bei dem das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg einer der führenden Partner ist.

3.1 Standort und Design

Die erste Ausbaustufe des H.E.S.S.-Projektes besteht aus vier Teleskopen, von denen das erste im Juni 2002 in Betrieb genommen wurde. Das zweite wurde im März 2003 fertiggestellt. Abbildung 3.1 zeigt den Stand im Dezember 2002. Der Standort des Experiments liegt im Hochland von Namibia in einer Entfernung von ca. 1,5 Autostunden westlich von Windhoek. Er zeichnet sich durch hervorragende optische und gute klimatische Bedingungen aus. Ein weiteres Argument war die Lage in der südlichen Hemisphäre, die gute Beobachtungsbedingungen für die Galaktische Ebene und das Galaktische Zentrum schafft.

Die H.E.S.S. Teleskope zeichnen sich durch eine Spiegelfläche von $107m^2$, einem Gesichtsfeld der Kamera von ca. 5° und eine Pixelgröße von $0,16^\circ$ aus. Die Spiegelfläche ist aus 380 Einzelspiegeln, die jeweils einen Durchmesser von 60 cm aufweisen, zusammengesetzt. Die Einzelspiegel sind auf beweglichen Justiereinheiten befestigt, die eine ferngesteuerte Justierung ermöglichen.

Das Teleskop weist eine Alt-Azimuth-Montierung auf. Es ist um seine vertikale Achse drehbar auf einem tragenden Grundgerüst befestigt. Winkelkodierer an den Azimuth- und Höhenachse messen die Lage mit einer digitalen Auflösung von $10''$. Der effektive Spiegeldurchmesser beträgt 13 m bei einer Brennweite von 15 m.



Abbildung 3.1: *H.E.S.S. Teleskope in Namibia, Stand Dezember 2002*

3.2 Das Optische System

Das optische System der H.E.S.S. Teleskope wird in [5] und [13] ausführlich beschrieben und diskutiert, so daß wir uns hier kurz fassen können.

Die Einzelspiegel sind sphärische Glasspiegel mit einer Brennweite von 15 m und einer mittleren Reflektivität von 80 % bis 85 %, die entsprechend dem Davies-Cotton-Layout [14] montiert sind. Details werden im anschließenden Kapitel diskutiert. Zur Befestigung der Spiegel dienen Spiegelträger, die mit fernbedienbaren Motoren ausgerüstet sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit der Spiegelaufhängung intensiv getestet. Die Konstruktion einzelnen Komponenten mußte mehrmals geändert werden, bis das System den Anforderungen entsprach. Darüber wird im folgenden Kapitel berichtet.

Die Justierung der Spiegel erfolgt mittels Sternenlicht. Sternenlicht, das durch die Spiegel auf den Kamerendeckel reflektiert wird, wird mit Hilfe einer CCD Kamera aufgenommen und analysiert. Ein speziell entwickelter Algorithmus, der in [13] beschrieben ist, ordnet die Lichtpunkte den einzelnen Spiegeln zu und berechnet die notwendige Korrektur. Die Positioniergenauigkeit des Justiersystems beträgt 0,0086 mrad und liegt damit weit unter der Bildpunktgröße der Spiegel von ca. 0,5 mrad.

Ein weiterer Punkt, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, betraf die Farbe der Stahlkonstruktion. Es gibt zwei miteinander in Konflikt stehende Anforderungen. Um die Erwärmung durch Sonneneinstrahlung während des Tages möglichst gering zu halten, wäre weiße Farbe am besten geeignet. Nachts dagegen wäre die beste Farbe Schwarz, denn Teile der Konstruktion liegen im Gesichtsfeld der Ka-

mera. Schwarz würde die Rückstrahlung minimieren. Gleichzeitig würde auch das thermische Gleichgewicht mit der Umgebung schneller erreicht. Da die Empfindlichkeit der Photomultiplier für blaues Licht besonders hoch ist, das Maximum der Strahlungsintensität des Tageslichts jedoch im Grünen liegt, ist Rot ein guter Kompromiß. Deshalb wurden unterschiedliche RAL Farben auf ihre Eignung untersucht, indem einerseits die Temperaturerhöhungen unter Sonnenstrahlung gemessen wurden und andererseits die Ergebnisse von Reflektivitätsspektren verglichen wurden. Nach diesen Kriterien wäre RAL 3017 optimal. Aus ästhetischen Gründen wurde das etwas dunklere Rot RAL 3016 gewählt.

Die Beschreibung der Kamera erfolgt in Kapitel 5.

Kapitel 4

Die Spiegeljustiereinheit

Die H.E.S.S. Teleskope haben eine Gesamtspiegelfläche von ca. 107 m^2 , die aus 380 Einzelspiegeln zusammengesetzt ist. Aufgrund der großen Anzahl ist eine automatische Spiegeljustierung nötig. Deshalb ist jeder Einzelspiegel auf einer speziellen Justiereinheit montiert, deren Aufgabe darin besteht, den Spiegel gezielt zu bewegen und gleichzeitig fest auf dem Tragwerk zu verankern. In den folgenden Abschnitten werden zunächst die Spiegel beschrieben, danach die Mechanik der Spiegeljustiereinheit und zum Schluß die verwendete Elektronik.

4.1 Die Einzelspiegel

Die Einzelspiegel der H.E.S.S Teleskope bestehen aus Glas, sind mit Aluminium bedampft und mit einer Schutzschicht aus SiO_2 überzogen. Ihr Durchmesser beträgt 60 cm und ihre Brennweite $15,00 \pm 0,10 \text{ m}$. Hergestellt wurden sie von zwei Firmen, eine in Armenien (Galaktika) und eine in Tschechien (Compas).

Die folgenden Anforderungen werden an die Spiegelqualität gestellt (siehe [34]):

- Reflektivität größer als 70 % bei einer Wellenlänge von 300 nm und größer 75 % in einem Wellenlängenbereich zwischen 400 bis 600 nm.
- Der Durchmesser d_{spot} des Bildes einer Punktlichtquelle soll kleiner 1 mrad sein. d_{spot} definiert den Durchmesser, der 80% des Lichts enthält. Dies entspricht der Breite einer RMS Verteilung von 0,28 mrad.

d_{spot} wird im Folgenden Spotgröße genannt. Die Erfüllung der Spezifikationen wird für jeden Spiegel überprüft, indem die Reflektivität und die Winkelauflösung bei vier verschiedenen Wellenlängen gemessen wird. (Versuchsaufbau siehe Kapitel 4.5.1) Die

Ergebnisse von 865 Spiegeln, die in Namibia verwendet werden, sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Die mittlere Winkelauflösung liegt unabhängig von der Wellenlänge bei 0,4 mrad. Die mittlere Reflektivität beträgt 77 %, 84%, 85% und 81% für die Wellenlängen 300 nm, 400 nm, 470 nm und 600 nm. Die Spezifikation der Spotgröße wurde immer erfüllt. Je nach Hersteller mußten 16 bzw. 20% der Spiegel zur Neu- beschichtung zurückgesandt werden. Hinzu kommen noch 12 bzw. 16% aufgrund mechanischer Mängel.

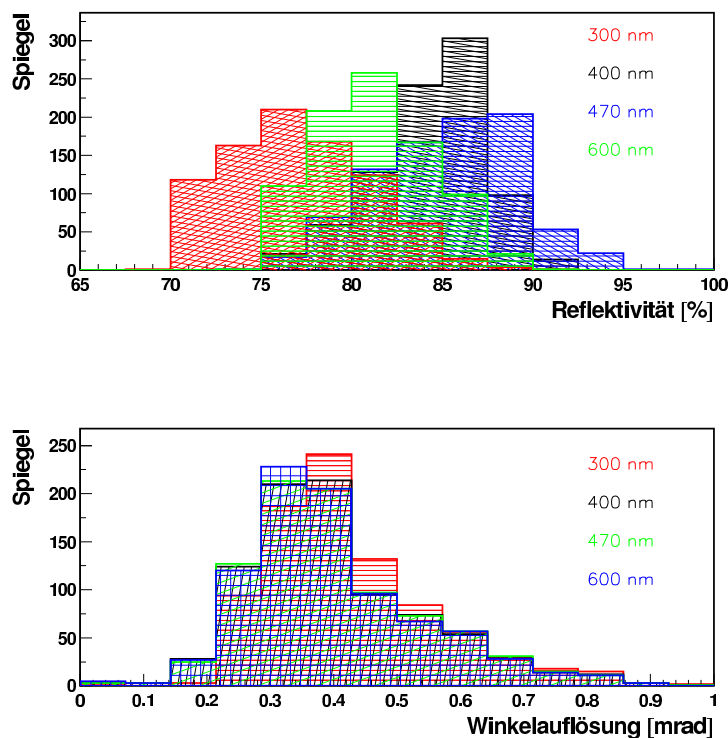


Abbildung 4.1: Das obere Diagramm zeigt die Reflektivität für die Wellenlängen 300 nm, 400 nm, 470 nm und 600 nm aller bis September 2001 vermessenen H.E.S.S Spiegel. Der Versuchsaufbau ist in Kapitel 4.5.1 beschrieben. Das untere Diagramm stellt die entsprechende Winkelauflösung dar.

4.2 Anforderungen an die Spiegeljustiereinheit

Die mechanische Stabilität der Spiegelhalterung ist essentiell für die Datenqualität des H.E.S.S.-Systems, da diese direkten Einfluß auf die Genauigkeit und Dauerhaftigkeit der Spiegeljustierung und damit auf die Auflösung des Gesamtsystems hat. Daher fordert man eine Genauigkeit der Spiegelausrichtung, die deutlich besser ist als die Spotgröße eines Einzelspiegels von 0,28 mrad.

Insgesamt wurden folgende Anforderungen an die Spiegeljustiereinheit gestellt ([27] und [32]):

- Sie muß das Gewicht eines Spiegels von ca 11 kg tragen.
- Windböen von bis zu 150km/h mit Kräften bis 150 N sind zu überstehen.
- Die Befestigung darf bei Bewegung keine Spannung auf den Spiegel ausüben.
- Die Positioniergenauigkeit sollte einen Faktor 10 kleiner sein als die Spotgröße eines Spiegels, d.h. sie soll besser als 0.1 mrad sein. Dies entspricht 30 μm bezogen auf die Seitenlänge des Aluminiumdreiecks von 30,31 cm.
- Der Bereich der Justierung sollte mindestens $\pm 17,45$ mrad betragen.

Um zu garantieren, daß diese Anforderungen erfüllt werden, wurden die mechanische Stabilität und die Zuverlässigkeit der Spiegeljustiereinheiten ausgiebig getestet. Diese Tests wurden an Prototypen durchgeführt, die am MPI für Kernphysik in Heidelberg gefertigt wurden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen führten immer wieder zu Änderungen konstruktiver Details. Im Folgenden wird nur über Ergebnisse der endgültigen Prototypen berichtet. Um festzustellen, ob die Justiereinheiten den Beanspruchungen unter den klimatischen Verhältnissen von Namibia gewachsen sind, wurden Komponenten und eine ganze Justiereinheit im Klimaschrank getestet. Im Einzelnen wurde Folgendes untersucht:

1. Mechanische Stabilität
 - (a) Stabilität des Aluminiumdreiecks
 - (b) Verhalten der gesamten Justiereinheit unter Last
2. Überprüfung der Spannungsfreiheit der Spiegelbefestigung
3. Überprüfung der Aktuatoren

4. Überprüfung von Klebungen
5. Klimatests an einer Justiereinheit

4.3 Die Mechanik der Spiegeljustiereinheit

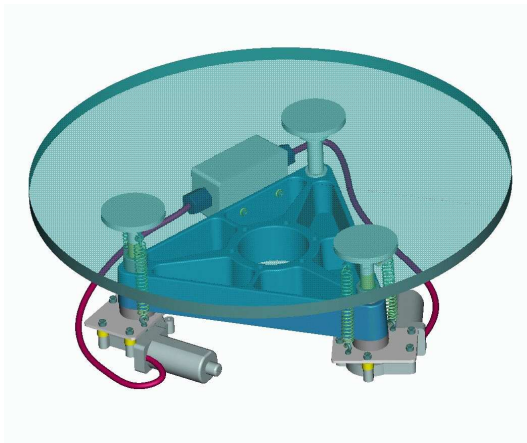


Abbildung 4.2: *Mechanik der Spiegeljustiereinheit eines H.E.S.S. Spiegels. Es handelt sich um eine Dreipunktaufhängung. Zwei Punkte sind durch Motoren in der Richtung der Spiegelachse verstellbar. Der dritte ist fix.*

Abbildung 4.2 zeigt eine Spiegeljustiereinheit. Ein Aluminiumdreieck mit einer Seitenlänge von 30,3 cm und einer Dicke von 5 cm dient als verwindungssteifer Träger, der mit dem Teleskop fest verbunden wird. An seinen Ecken sind zwei Aktuatoren sowie ein Kugelgelenk befestigt, die eigentlichen Befestigungspunkte des Spiegels. Auf der Rückseite des Spiegels sind drei Edelstahlplatten von 8 cm Durchmesser aufgeklebt, die mit diesen Befestigungspunkten verbunden sind. Eine der Platten ist fest mit dem Kugelgelenk verbunden, das nur Rotationen um diesen Fixpunkt erlaubt. Die anderen zwei Platten sind mittels Gleitlagern an den Aktuatoren befestigt, so daß Bewegungen in der Spiegelebene möglich sind. Hierdurch ist eine spannungslose Aufhängung gewährleistet. Die Befestigung des Spiegels an der Spiegeljustiereinheit erfolgt durch starke Federn. Die Federn dienen auch zur Reduktion des Spiels. Die beiden Gleitlager sind unterschiedlich. Eines erlaubt freie Bewegungen in beiden Richtungen der Spiegelebene, das andere nur in Richtung des Spiegelmittelpunktes. Diese Art der Aufhängung gewährleistet die sichere und spannungsfreie Positionierung des Spiegels.

Die Aktuatoren bestehen aus einem Motor, der direkt auf eine Gewindestange wirkt, die die Rotation in eine lineare Bewegung umsetzt. Als Motoren werden Gleichstrommotoren der Firma BOSCH verwendet, die in der Autoindustrie als Fensterhebermotoren dienen. Sie haben eine 55:1 Übersetzung. Die nominelle Geschwindigkeit

beträgt 100 Umdrehungen pro Minute bei einem Drehmoment von 1,5 Nm. Das maximal erreichbare Drehmoment beträgt 6 Nm bei langsamen Geschwindigkeiten. Der Motor hat 2 Hall-Sensoren, die jeweils einen TTL-Puls pro Umdrehung erzeugen. Die Elektronik der Motorsteuerung nutzt die beiden Pulsflanken zur Signalerzeugung, das verdoppelt die Auflösung. Mit der Spindelsteigung von 0,75 mm/Umdrehung ist eine Positioniergenauigkeit von 3,4 μm zu erzielen. Der maximale Hub beträgt 30 mm.

Die Verbindungslinie der Aktuatoren wird mit x bezeichnet, die in der Spiegelebene liegende Senkrechte dazu mit y . Insgesamt läßt sich der Spiegel um die y -Achse um $\pm 49,4$ mrad in y -Richtung um $\pm 42,8$ mrad drehen. Damit werden die Anforderungen erfüllt.

4.4 Mechanische Stabilität

Die Verbiegung der Spiegeljustiereinheit muß klein gegenüber der Spotgröße des Einzelspiegels sein. Die Belastung der Justiereinheit durch das Gewicht des Spiegels variiert mit der Stellung des Teleskops. Es wird deshalb gefordert, daß die Verbiegung über den gesamten Fahrbereich eines Teleskops kleiner als 0,14 mrad ist. Das Aluminiumdreieck ist vor allem für die mechanische Stabilität verantwortlich. Verbiegungen senkrecht zur Spiegelebene verändern die Ausrichtung des Spiegels und führen zu einer Verschiebung des Abbildes einer punktförmigen Lichtquelle.

4.4.1 Stabilität des Aluminiumdreiecks

Um die Auswirkung von Lageänderungen auf Justiereinheit und Spiegel zu untersuchen, muß man die einzelnen Komponenten der Kräfte relativ zum Aluminiumdreieck prüfen. Mit einer Lageänderung ändert sich zum einen die Last, die senkrecht auf die Spiegelebene wirkt (z -Richtung), zum anderen werden Kräfte in der Spiegelebene ausgeübt, deren Drehmoment den Spiegelträger tordiert. Ein weiterer kritischer Punkt ist die Befestigung des Dreiecks am Stahlträger. Jedes Spiel in diesen Befestigungen, verursacht eine Verkipfung des Spiegels. Die Punkte, an denen die Justiereinheit am Spiegelträger befestigt wird, wurden daher möglichst nahe an die Angriffspunkte der Kraft gelegt.

Die Verbiegung und Verkipfung des Dreiecks wurde auf dem Koordinatenmeßtisch BHN 504 von Mitutuyo unter Belastung mit definierten Kräften getestet. Die Auflösung dieses Meßsystems beträgt 0,5 μm . Das Dreieck wurde mit den Befestigungskomponenten getestet, die in Namibia verwendet wurden. Der Versuchsaufbau

ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

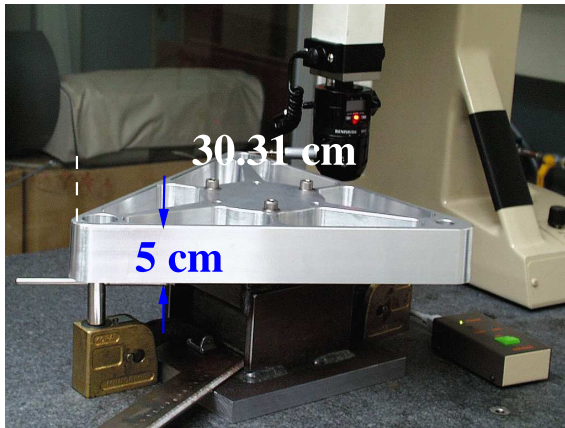


Abbildung 4.3: Die Befestigung des Aluminiumdreieckes auf dem Koordinatenmeßtisch BHN 504 mit der Originalhalterung.

Zur Analyse des Einflusses der senkrechten Kraftkomponente (z-Richtung) wurden an den Eckpunkten des Aluminiumdreieckes Gewichte aufgebracht und die Verbiegung in z-Richtung gemessen.

Abbildung 4.4 zeigt schematisch den Meßaufbau: links die Seitenansicht des Dreieck mit der angreifenden Kraft und der resultierenden Verbiegung, rechts als Aufsicht das Aluminiumdreieck mit der Lage der Meßpunkte.

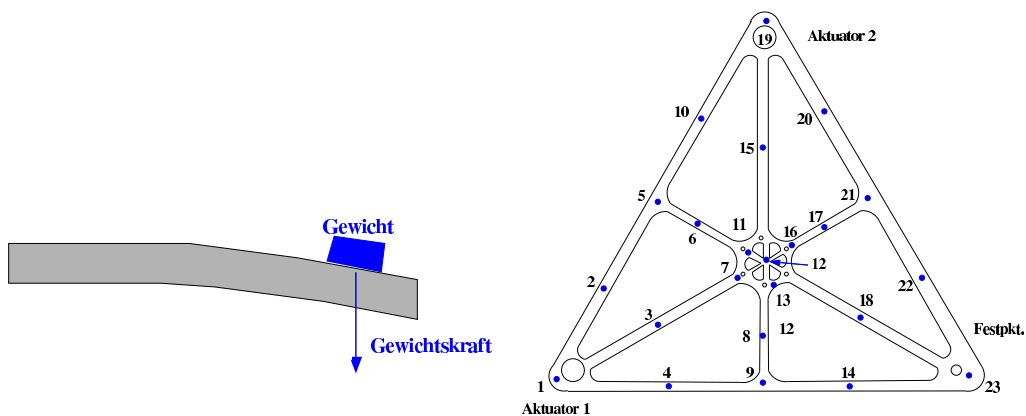


Abbildung 4.4: links schematische Seitenansicht des Dreiecks mit der angreifenden Kraft und der resultierenden Verbiegung, rechts eine Aufsicht auf das Aluminiumdreieck mit den Meßpunkten.

Verbiegungen, die den Abstand zwischen Kamera und Spiegel ändern, spielen keine Rolle. Da dieser Wert klein gegenüber dem Abstand des Spiegels zur Kamera ist.

Die relevante Größe, ist die Veränderung der Lage der Eckpunkte der Dreiecke zueinander, was einer Torsion der Justiereinheit entspricht. Die Belastung durch die Lageveränderungen in den verschiedenen Teleskop-Positionen beträgt maximal 4 kg. Für die letztendlich verwendete Konstruktion wurden bei Belastungen von insgesamt 32 kg und einer maximalen Belastungsdifferenzen zwischen den Eckpunkten von 11 kg eine Lagedifferenzen zwischen zwei Eckpunkten von $6 \mu\text{m}$ gemessen. Dieser Wert liegt weit unterhalb von maximal zulässigen $30 \mu\text{m}$.

In analoger Weise wurde die Verbiegung ermittelt, die von Kräften, die parallel zur Spiegelebene wirken, verursacht werden (siehe Abbildung 4.5). Die Verbiegung unter einer Last von 50 N, die am Kugelgelenk bzw. den Aktuatoren angreift, lag mit $3.0 \pm 0,5 \mu\text{m}$, entsprechend $0.01 \pm 0.002 \text{ mrad}$, im zulässigen Bereich.

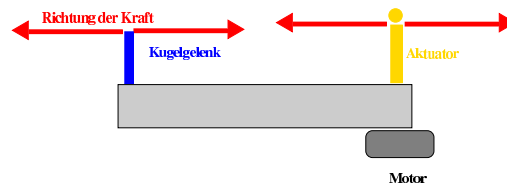


Abbildung 4.5: Seitenansicht des Aluminiumdreieckes. Eingezeichnet ist die Richtung und der Angriffspunkt der Kraft

4.4.2 Verhalten der gesamten Justiereinheit unter Last

Nachdem gezeigt werden konnte, daß das Aluminiumdreieck und seine Befestigung am Teleskop den Anforderungen entsprach, muß noch nachgewiesen werden, das dies auch für die gesamte Justiereinheit gilt. Kritische Punkte sind hier die Komponenten, die den Spiegel tragen: Kugelgelenk und Linearführung. Diese Messungen wurden mit konventionellen Meßuhren, die eine Genauigkeit von $\pm 3 \mu\text{m}$ aufweisen, durchgeführt, da der genauere Koordinatenmeßtisch zu klein für das Gesamtsystem war.

Wie im vorgehenden Abschnitt wurde die Auswirkung von Kräften parallel und senkrecht zur Spiegelebene untersucht. Der Spiegel wurde durch eine Aluminiumplatte von gleichem Gewicht ersetzt.

Um den Einfluß einer senkrechten Kraft auf die Lage des Spiegels zu bestimmen, wurden Gewichte auf die Aluminiumplatte gelegt und die Lageänderung der Platte gemessen. Abbildung 4.6 zeigt die Stellen (1 bis 3), an denen die Last aufgebracht und die resultierende Verbiegung senkrecht zur Spiegelebene gemessen wurde.

Die maximale Verbiegung unter einer Last von 11 kg betrug $8 \pm 3 \mu\text{m}$. Innerhalb der Fehlergrenzen ist dies konsistent mit den Werten, die für die Verbiegung des Aluminiumdreieckes allein gemessen wurden. Die Spiegelbefestigung verursacht also im Rahmen der Meßgenauigkeit keine nachweisbare zusätzliche Dejustierung.

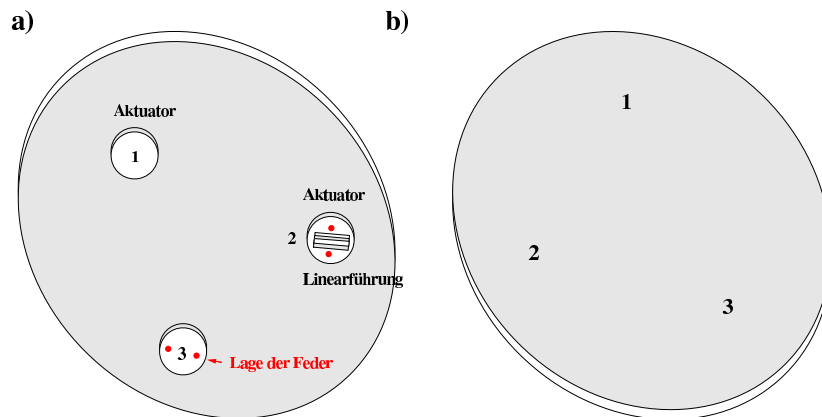


Abbildung 4.6: a) zeigt die Rückseite des Spiegels. Die Punkte 1, 2 und 3 entsprechen den Punkten in b). Die Markierungen in diesem Teilbild verdeutlichen die Position der Gewichte.

Abbildung 4.7 veranschaulicht die Untersuchung der Auswirkung parallel zur Spiegelebene wirkender Kräfte. Ein Zug von 50 N wurde auf die Ösen am Aktuator bzw. Kugelgelenk ausgeübt. Diese Ösen tragen die Last der Federn, die den Spiegel halten, sind also die Angriffspunkte der vom Spiegel ausgeübten Kräfte. Vier verschiedene Zugrichtungen wurden untersucht. Die Verbiegungen lagen insgesamt unter der Meßgenauigkeit von $\pm 3 \mu\text{m}$.

Windböen von 150 km/h können auf die Einzelspiegel Zugkräfte bis 350 N ausüben. Das bedeutet 117 N pro Haltepunkt bzw. 58 N pro Feder. Damit unter diesen Bedingungen, die Spiegel nicht aus ihrer Lagerung gehoben werden, wurden Federn ausgewählt, die bei der konstruktiv bedingten Mindestdehnung eine Kraft von 60 N ausüben.

Die Untersuchungen zeigen, daß die mechanische Stabilität den Anforderungen entspricht.

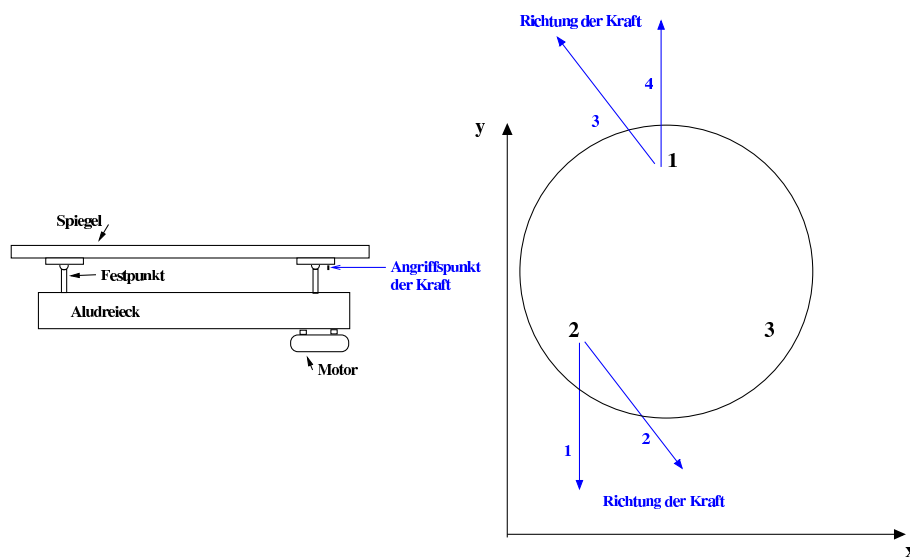


Abbildung 4.7: a) Seitenansicht des Spiegels. b) Darstellung der 4 verschiedenen Zugrichtungen, die untersucht wurden.

4.5 Überprüfung der Spannungsfreiheit der Spiegelbefestigung

Mechanische Spannungen können die Spiegel verformen und somit die optischen Eigenschaften verändern. Aus diesem Grund mußte ausgeschlossen werden, daß Spannungen auf den Spiegel übertragen werden. Spannungen können von der Justiereinheit ausgelöst werden oder durch die Klebung der Edelstahlplatte auf den Spiegel. Aus diesem Grund wurde die Abbildungsqualität der Spiegel vor und nach der Klebung, sowie ohne und mit montierter Justiereinheit gemessen.

4.5.1 Meßaufbau

Um die Winkelauflösung und Reflektivität der Spiegel zu messen, wurde ein spezieller Meßaufbau verwendet [34]. Er besteht aus einer Lichtquelle mit einer 3 mm Blende, die sich in einer Entfernung von 30 m (der doppelten Brennweite) vom Spiegel befindet. Sie leuchtet den Spiegel homogen aus (6% Variation über den Durchmesser von 60 cm) und ist leicht gegen die optische Achse versetzt. Das Abbild der Lichtquelle wird durch eine Photodiode abgescannt. Sie ist auf einem computer-gesteuerten 3-Achsen-Positionierer montiert. Die Auflösung des Scans von ca. 0,33 mrad wird durch eine 10 mm Blende vor der Photodiode bestimmt. Die Schrittweite des Scans beträgt 5 mm entsprechend ca. 0.17 mrad. Ein Filterrad mit Filtern der Wellenlängen 300 nm, 400 nm, 470 nm und 600 nm jeweils mit einer Bandbreite von ± 10 nm vor dieser Diode erlaubt Messungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Zur Kalibrierung wird die Photodiode so in den Strahlengang gebracht, daß sie ungefähr den Raumwinkel des Spiegels abdeckt. Mit dem Abstand zur Lichtquelle und der bekannten wirksamen Fläche der Photodiode kann der Lichtfluß pro Raumwinkel bestimmt werden. Aus dem Integral über das gescannte Bild und der auf den Spiegel einfallenden Lichtmenge kann die absolute Reflektivität der Spiegel berechnet werden.

Während der Kalibration und der Messungen wird eine zweite Photodiode so in den Strahlengang gebracht, daß sie sich noch voll im Bereich der homogenen Strahlung befindet, den Spiegel aber nicht abschattet. Mit ihrer Hilfe werden Schwankungen der Lichtintensität während der Messung ausgeglichen. Der Fehler der Reflektivitätsmessungen beträgt bei 300 nm ca. 2.8%, bei 400 bis 600 nm 2%.

Die Winkelauflösung wird als Spotgröße bestimmt, das ist der Durchmesser, in dem 80% des gesamten Lichts auftritt. Er kann mit einer Genauigkeit von 0,3 mrad bestimmt werden [34].

4.5.2 Ergebnisse

Es wurden die Reflektivität und die Winkelauflösung eines Spiegels gemessen, bevor die Edelstahlplatten aufgeklebt wurden und mit den Werten nach der Verklebung verglichen. Es wurde kein Unterschied festgestellt.

Dann wurde der Spiegel auf die Justiereinheit montiert und in mehreren Durchläufen vermessen. In einer ersten Meßreihe wurden beide Aktuatoren in den oberen Anschlagpunkt gebracht. Dann wurde einer der Aktuatoren in mehreren Stufen vom Anschlag zurückgefahren. Die Messungen der Reflektivität und der Winkelauflösung erfolgte bei jeder Einstellung. Entsprechende Messungen wurden auch für den unteren Anschlagpunkt durchgeführt. Zuletzt wurden beide Aktuatoren etwa in der Mitte positioniert und einer davon stufenweise wegbewegt. In allen Fällen war die Winkelauflösung konstant $0,5 \pm 0,03$ mrad. Das Maximum der Reflektivität betrug 86 ± 2 %, das Minimum 83 ± 2 %. Exemplarisch ist in Abbildung 4.8 rechts das Ergebnis des Scans vor der Klebung dem Ergebnis nach Klebung und Montierung der Spiegeljustiereinheit gegenübergestellt. Die Aktuatoren hatten unterschiedlichen Hub. Die Differenz betrug 10 mm.

Die Test zeigten, daß Klebung und Justiermechanik keinen negativen Einfluß auf die optischen Eigenschaften der Spiegel haben. Der Spiegel wird während der Justierbewegung nicht verformt.

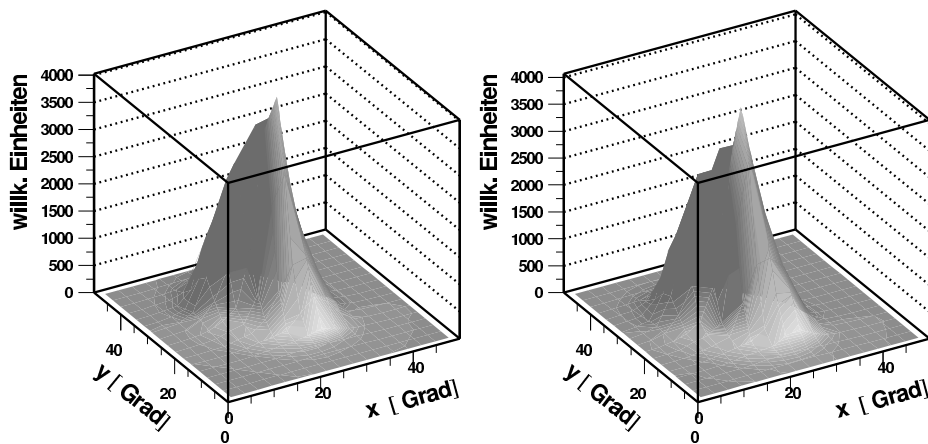


Abbildung 4.8: Das rechte Bild zeigt das Profil der Abbildung eines Spiegels ohne Aufhängung und Klebung. Links im Bild ist das Profil des selben Spiegels gezeigt. Dieses mal mit vollständiger Spiegeljustiermechanik. Der Aktuator, der an der Linearführung befestigt ist befindet sich im unteren Anschlag. Der andere ist um 10 mm herausgefahren.

4.6 Überprüfung der Aktuatoren

Abbildung 4.9 zeigt eine schematische Darstellung eines Aktuators. Um das System einfach zu halten, wurden die Aktuatoren nicht mit Endschaltern versehen. Der Hub wird vielmehr durch Tellerfedern begrenzt. Diese stoppen die Bewegung an Endpunkten, sobald keine Hallsignale mehr eintreffen. Der Motor wird abgeschaltet.

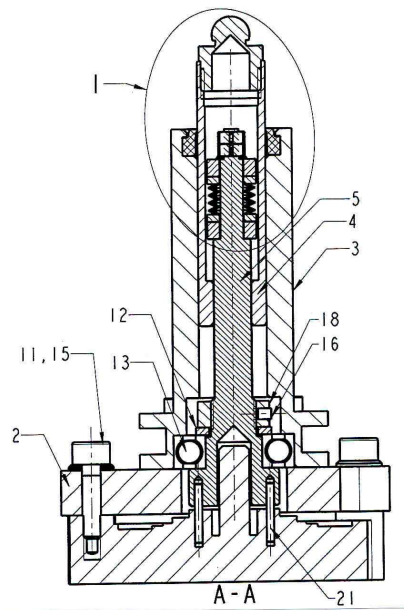


Abbildung 4.9: Schemazeichnung eines Aktuators im Querschnitt

Die folgenden Aspekte wurde ausgiebig überprüft:

1. Verhalten des Aktuators beim Erreichen der Endpunkte des Hubes.
2. Reproduzierbarkeit einer gefahrenen Strecke
3. Linearität der Bewegung in Abhängigkeit von der Position des Aktuators.

Die Tests wurden mit dem in Abbildung 4.9 gezeigten Versuchsaufbau durchgeführt. Ein Laserpointer wurde an den Spiegel befestigt. Sein Licht wurde auf einen Schirm abgebildet und dort mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen und die Lage des Lichtspots bestimmt. Hierdurch ist es möglich, die Bewegung der Aktuatoren zu messen.

Der prinzipielle Ablauf der Tests ist das Fahren einer vordefinierten Strecke mit einem Aktuator, die Bestimmung der Lage des Lichtspots, wiederum Fahren einer vordefinierten Strecke mit einem Aktuator und nochmaliges Bestimmen der Lage

des Lichtspots. Hierdurch ist es möglich Unregelmäßigkeiten in der Bewegung, wie z.B. Sprünge beim Fahren des Aktuators zu detektieren. Die Aktuatoren wurden abwechselnd betrieben.

Es stellte sich heraus, daß eines der schwierigsten Details der Spiegeljustiereinheit die Linearführung war. Der starke Druck, der durch die Haltefedern ausgeübt wird, macht die Gewährleistung des reibungsarmen Gleitens schwierig. Dieses Problem wurde durch die Verwendung einer speziellen Linearführung aus Plastik behoben. (IGUS drylin N und IGUS iglidur G).

Eine Positioniergenauigkeit von 0,008 mrad erreicht. Dieser Wert ist etwas größer als der aus der Schrittgröße der Aktuatoren berechnete Wert von 0,005 mrad, der das mechanische Spiel nicht berücksichtigt. Im Vergleich zur Spotgröße des Spiegels ist dieser Wert minimal.

Es stellte sich ebenfalls heraus, daß sich am Ende, beim Erreichen der Tellerfedern, die pro Umdrehung gefahrene Strecke um 20 % vermindert. Dies stellt keine Einschränkung des Systems dar. Der Hub der Aktuatoren wurde so gewählt, daß dieser Bereich zur Spiegeljustierung nicht verwendet werden muß.

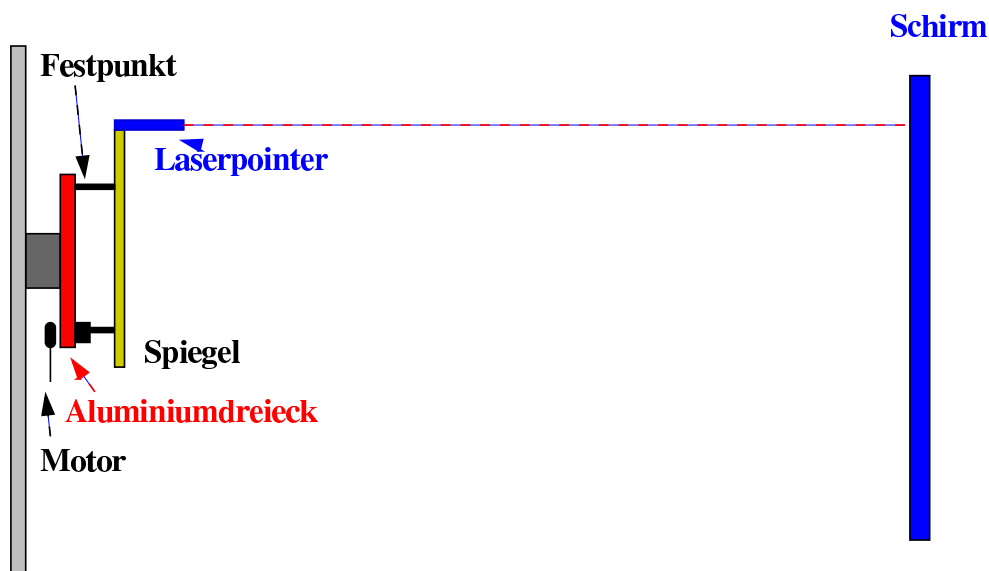


Abbildung 4.10: Versuchsaufbau für die Aktuator-Tests.

4.7 Klebungen

Auf der Spiegelunterseite werden drei runde Edelstahlplatten mit einem Durchmesser von 8 cm aufgeklebt, mit denen der Spiegel auf der Justiereinheit mit Federn befestigt wird. Im Folgenden werden die Anforderungen an die Klebung, Auswahl des Klebers und Tests der Verklebungen geschildert.

Da die Befestigungsplatten unmittelbar auf den Glaskörper des Spiegels geklebt werden, besteht die Gefahr, daß die Verklebung die optischen Eigenschaften der Spiegel negativ beeinflusst. Außerdem muß die Haltbarkeit bei konstanten Eigenschaften über lange Zeit gewährleistet sein. Der Kleber folgende Bedingungen erfüllen.

- Die Volumenänderung des Klebstoffes beim Aushärtprozeß muß vernachlässigbar klein sein.
- Glas und Edelstahl weisen unterschiedliche Temperatúrausdehnungskoeffizienten auf. Der Klebstoff sollte die dadurch entstehenden Verformungen ausgleichen, ohne daß Spannungen auftreten.
- Der Kleber muß Temperaturen zwischen -5°C und 60°C überstehen.
- Hohe UV-Beständigkeit
- Homogene Ausdehnungsverhalten bei Temperaturänderungen
- Eine Zugfestigkeit über 10600 N/m^2 und eine Schubfestigkeit über 8000 N/m^2 ist erforderlich

Die Forderung, daß der Kleber die Effekte von Temperaturänderungen spannungsarm ausgleichen soll, bedeutet, das der Kleber elastisch sein muß. Außerdem muß die Dicke der Kleberschicht groß sein.

Zunächst standen zwei verschiedene Kleber der Firma Teroson zur Auswahl: Terostat-8590 und Terostat-998 R. Der erste ist ein Einkomponentenkleber auf Polyurethan-Basis, der durch Luftfeuchtigkeit aushärtet. Terostat-998 R ist dagegen ein lösungsmittelfreier Zweikomponenten Kleber auf Polysulfidbasis. In Tabelle 4.1 findet sich eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften beider Kleber. Für Terostat-998 R sprach seine exzellente UV-Beständigkeit. Dennoch wurde auf Basis ausgedehnter Tests Terostat-8590 ausgewählt. Gegen den Zweikomponentenkleber sprachen vor allem die aufwendige Verarbeitung: Notwendigkeit genauer Dosierung beider Komponenten und sehr rasche Aushärtung.

Terostat-8590, als Einkomponentenkleber, ist leichter zu verarbeiten. Die Länge der Verarbeitungszeit ist stark abhängig von der Temperatur und Luftfeuchte. Bei 23°C

	Terostat-8590	Terostat-998 R
	einkomponentig	zweikomponentig
Basis	Polyurethan	Polysulfid
Farbe	schwarz	dunkelanthrazit
Geruch	kaum wahrnehmbar	unangenehm
Dichte	1.20 - 1.28 g/cm ³	1.83 g/cm ³
Festkörpergehalt	100%	100%
Konsistenz	pastös, standfest	pastös, thixotrop
Härtungsart	feuchtigkeitshärtend	
Härtungsgeschwindigkeit^a	ca. 4-5 mm/24h	2 h
Shore-A-Härte	50	42
Zugfestigkeit (DIN 53504)	ca 7.5 MPa	ca 0.85 MPa
Zugscherfestigkeit	5-6 MPa	keine Angabe
Verarbeitungstemperatur	5°C bis 35°C	
Gebrauchstemperatur	-40°C bis 90°C kurzfristig (bis 1h) 130°C	
UV-Beständig	bedingt	ja

Tabelle 4.1: Herstellerangaben zu Terostat-8590 und Terostat-998R.

^aNormalklima 23°C, 50 % rLf

und einer relativen Luftfeuchte von 50% beträgt sie etwa 20 Minuten. Unter Ausschluß der Luftfeuchtigkeit ist der Kleber lagerfähig.

Die Dicke der Kleberschicht muß auf den Kleber abgestimmt werden. Nach Herstellerempfehlung wurde eine Schichtdicke von 3 mm gewählt. Wie das Diagramm 4.11 zeigt, hängt die Aushärtungszeit stark von Temperatur und Luftfeuchte ab. Da der Härtingsprozeß die Diffusion der Luftfeuchte ins Kleberinnere erfordert, was nur an den freien Kanten der aufgeklebten Platten möglich ist, wurde für die vollständige Aushärtung bei 23°C und einer relativen Luftfeuchte von 50% eine Dauer von ca. 40 Tagen erwartet. Dies stellt kein Problem dar, da bereits nach 24 h ein Rand von ca. 4 mm ausgehärtet ist. Die Stabilität reicht aus, um den Spiegel bewegen und verpacken zu können. Da der Transport nach Namibia länger dauert als 40 Tage, erreichen die Spiegel durchgehärtet ihr Ziel.

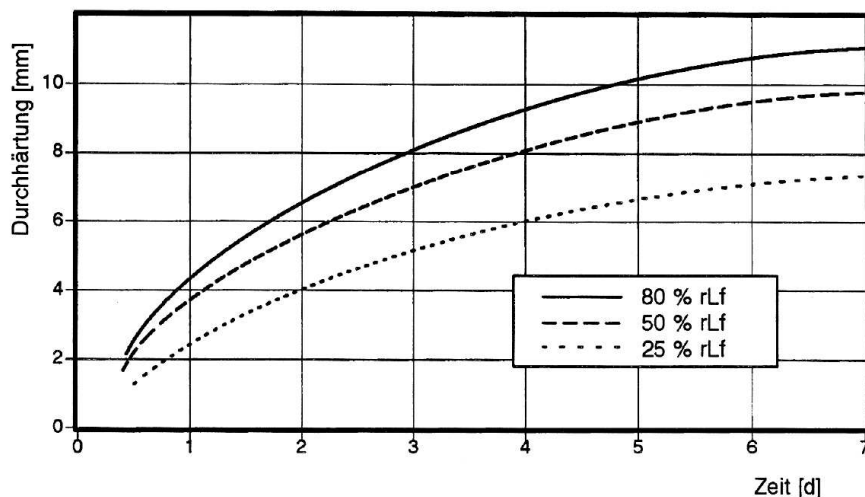


Abbildung 4.11: Aushärtungszeit von Terostat 8590 in Abhängigkeit von Temperatur und relativer Luftfeuchte ([49]).

Um eine maximale Festigkeit der Klebungen zu erreichen, ist eine Vorbehandlung der Klebeflächen mit einem Primer notwendig. Verwendet wird Terostat Primer 8511. Terostat-8590 ist nicht UV-beständig. Die offene Klebekante muß geschützt werden. Deshalb wird eine Schutzschicht mit dem Dichtstoff Terostat-Ms 935 um die Klebestellen aufgetragen. Hierbei handelt es sich um einen Einkomponentendichtstoff auf

Terostat-MS 935	
Basis	silanmodifiziertes Polymer
Farbe	weiß
Dichte	1.4 g/cm ³
Festkörpergehalt	100%
Konsistenz	pastös, thixotrop
Härtungsart	feuchtigkeitshärtend
Hautbildungszeit	10-20 min ¹
Härtungsgeschwindigkeit	ca. 3 mm/24h ^a

Tabelle 4.2: *Materialbeschreibung des Dichtstoffes Terostat-MS 935 ([?]).*

silanmodifizierter Polymer Basis. Die wichtigsten technischen Daten sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Die Aushärtung des Klebers wurde an Originalspiegeln mit aufgeklebten xBefestigungsplatten getestet. Nach 40 Tagen war der innerste Bereich der Kleberschicht bis auf einem Durchmesser von 0,5 cm durchgehärtet. Nach 54 Tagen war die Aushärtung vollständig.

Die Tatsache, daß die Spiegel bereits 24 h nach dem letzten Klebeschritt für den Versand verpackt werden, bot Anlaß zur Sorge, daß während der Aushärtung Weichmacher aus der Kleberschicht ausdampfen und die Reflektivität der Spiegel beeinträchtigen könnte. Deshalb wurde an 4 Spiegeln Reflektivität und Winkelauflösung vor dem Verpacken gemessen, die Spiegel in Originalverpackung gelagert und die Messungen nach 30, 40 und 60 Tagen wiederholt. Weder Reflektivität noch Winkelauflösung änderten sich.

Das Klima in Nambia zeichnet sich durch starke Temperaturdifferenzen zwischen Tag und Nacht aus, die im Mittel 20° betragen. Mit Tiefsttemperaturen von -5° ist zu rechnen. Unter der Sonneneinstrahlung in Namibia kann sich die Teleskopstruktur bis 60°C aufheizen. Deshalb wurde das Verhalten der Verklebungen im Klimaschrank im Temperaturbereich zwischen -10°C und 65°C untersucht und zugleich die relative Luftfeuchtigkeit von 10% bis 80% variiert. Abbildung 4.12 zeigt das Programm, das im Klimaschrank zyklisch durchfahren wurde und beide Variablen gemeinsam variiert. Gleichzeitig wurden die Proben zur Prüfung der UV-Beständigkeit mit einer

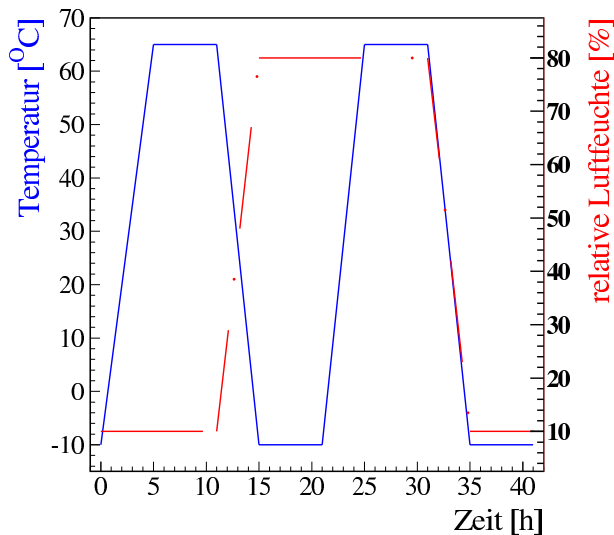


Abbildung 4.12: Verlauf von Temperatur (blau, durchgehend) und relativer Luftfeuchte (rot, strich-punktiert) im Klimaschrank.

1 kW Metallhalogenidlampe bestrahlt.

Originalbefestigungsplatten wurden, wie gerade beschrieben, auf Glasplatten geklebt und der Belastung im Klimaschrank ausgesetzt. Danach wurden die Klebungen aufgeschnitten und die Kleberschicht auf Dickenänderung und Mängel untersucht. Auch bei der längsten Beobachtungsdauer (15 Monate) wurden keine Veränderungen beobachtet.

Die Temperatureausdehnung des Klebstoffes wurde an jeweils 5 Stellen je Klebeplatte in Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit gemessen. Es wurde ein linearer Temperaturkoeffizient von $0,5 \pm 0,02 \mu\text{m}/(\text{mm} \cdot ^\circ\text{C})$ gefunden, der über den gesamten Klebebereich konstant war, und innerhalb der Meßgenauigkeit nicht von der Luftfeuchte abhing. Die Justiergenauigkeit wird durch die Temperatureausdehnung der Klebschicht nicht unzulässig beeinflusst.

Die Klebungen wurden Zug- und Druckbelastungen von 5,5 kg ausgesetzt und die Änderung der Schichtdicke gemessen. Der gefundene Wert von $2 \mu\text{m}$, der auf der ganzen Haftfläche konstant ist, stellt kein Problem dar.

4.8 Klimatests an einer Justiereinheit

Um das voraussichtliche Verhalten der Justiereinheiten unter Praxisbedingungen in Namibia zu testen, wurde der Prototyp einer Justiereinheit, die vom MPI für Kernphysik in Heidelberg hergestellt worden war, in einen Klimaschrank eingebaut. Die Einheit wurde senkrecht zum Boden montiert, um maximale Scherkräfte auf die Spiegelhalterungen zu erhalten. Das im vorgängigen Abschnitt vorgestellte Klimatestprogramm (siehe 4.12) wurde auch hier verwendet.

Die Aktuatoren wurden Dauertests unterzogen. Während zwei Wochen wurde zuerst der eine Aktuator von einem Anschlag stufenweise zum anderen Anschlag bewegt, dann stengelassen und der andere Aktuator in gleicher Weise bewegt. Die Aktuatoren zeigten keine Auffälligkeiten und Unregelmäßigkeiten. Die Stromaufnahme der Motoren war bei niedrigen Temperaturen erwartungsgemäß höher. Dies liegt an der zunehmenden Zähigkeit des Schmiermittels bei abnehmender Temperatur. In Abbildung 4.13 werden Stromaufnahme und Temperaturverlauf einander gegenüber gestellt. Die Änderung des Stromaufnahme beträgt 40 % bei Temperaturänderungen von 70°C .

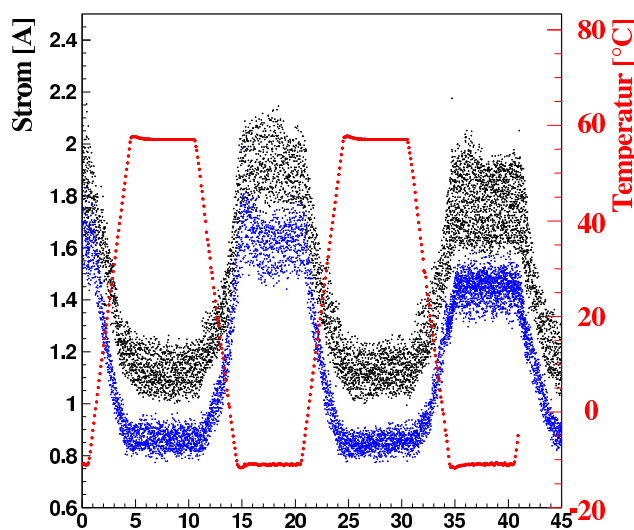


Abbildung 4.13: Stromaufnahme des Motors als Funktion der Zeit. Blau eingezeichnet der Verlauf bei Fahrtrichtung des Motors in Richtung der Federkraft, schwarz gegen die Federkraft. Die Stromaufnahme ist gegen die Federkraft naturgemäß höher. Der Temperaturverlauf ist rot eingezeichnet.

Anschließend wurden die Aktuatoren 14 Tage lang in Anschlagstellung stengelassen. Auch nach dieser Stillstandzeit konnten die Aktuatoren wieder in Bewegung gesetzt werden. Anschließend wurde der eben beschriebene Bewegungszyklus wiederholt. Insgesamt erstreckte sich der Test über 3 Monate. Danach wurde die Ju-

stiereinheit demontiert und einer genauen Inspektion unterzogen. Es wurden keine Mängel gefunden.

4.9 Ergebnisse der Spiegeljustierung in Namibia

Die Spiegeljustierung wurde in Namibia an den ersten beiden Teleskopen durchgeführt. Als Ergebnis erhielt man eine Breite der Abbildungsfunktion vom $\sigma = 0,34$ mrad. Dieser Wert ist um einen Faktor zwei kleiner als die Spezifikation. Abbildung 4.14 zeigt das Abbild eines Sternes abgebildet auf den Kameradeckel nach Justierung.

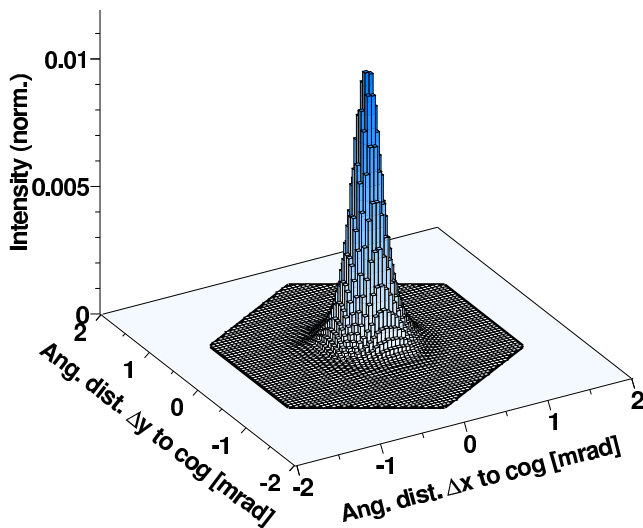


Abbildung 4.14: *Abbild eines Sternes auf dem Kameradeckel. Die sechseckigen Konturen zeigen die Größe des Einzelpixels (siehe [13]).*

Kapitel 5

Aufbau der Kamera

Die Kamera besteht aus 960 Photomultipliern mit einem Gesichtsfeld von jeweils 0.16° . Jeweils 16 werden in einem Einschub zusammengefaßt. Das Gesichtsfeld der Kamera beträgt 5.0° . In den nächsten Abschnitten werden die Kameraelektronik sowie die verwendeten Photomultiplier beschrieben.

5.1 Die Photomultiplier

5.1.1 Funktionsweise

Mit Photomultipliern ist der Nachweis einzelner Lichtquanten möglich. In Abbildung 5.2 ist der schematische Aufbau gezeigt. Ihre Funktionsweise wird im Folgenden beschrieben.

1. Eintrittsfenster

Photonen gelangen durch das Eintrittsfenster in das evakuierte Innere des Photomultipliers. Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum des zu detektierenden Cherenkovlichtes. Dargestellt ist das ursprüngliche Emissionsspektrum, sowie die Spektren nach Absorption und Streuung für 2000 m Höhe und für Meeressniveau. Man erkennt ein Maximum zwischen 300 und 400 nm. Das Material des Eintrittsfensters begrenzt den Empfindlichkeitsbereich des Photomultipliers. Um Cherenkovlicht messen zu können, muß dieses im Wellenlängenbereich oberhalb von 250 nm transparent sein.

Die Transmissionskurven verschiedener Eintrittsfenstermaterialien der Abbildung 5.3 zeigen, daß Quarzglas, UV-Glas und Borsilikatglas gut geeignet sind.

2. Photokathode

Hier findet als grundlegender Prozeß der *Photoeffekt* statt. Photonen der Ener-

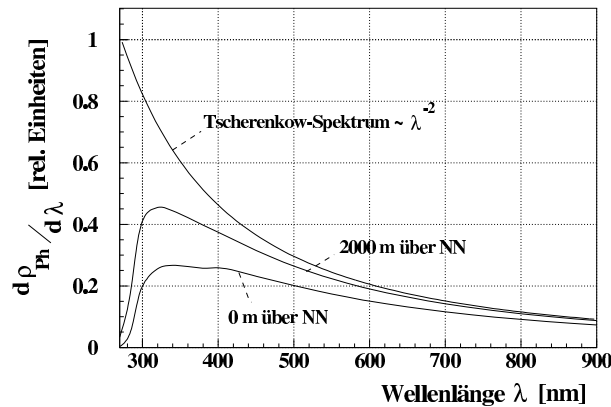


Abbildung 5.1: In Abhängigkeit der Wellenlänge ist die differentielle Photonendichte $d\rho_{\text{Ph}}/d\lambda$ in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Gezeigt ist das ursprüngliche Emissionsspektrum in 7000 m Höhe sowie die abgeschwächten Spektren in 2000 m Höhe und auf Meeresniveau.

gie $h \cdot \nu$, die das Eintrittsfenster passiert haben, setzen Elektronen aus der Kathode frei. Die kinetische Energie der herausgelösten Elektronen (W_k) ist abhängig vom Kathodenmaterial, genauer von der benötigten Austrittsarbeit (W_a). Die kinetische Energie des Elektrons ergibt sich aus:

$$W_k = h \cdot \nu - W_a \quad (5.1)$$

Die Energie $h \cdot \nu$ liegt bei Cherenkovlicht in der Größenordnung von 2 eV. Hieraus ergibt sich eine maximale Austrittsarbeit von ~ 2 eV. Dies kann z.B. durch Verwendung von sogenannten Bialkalikathoden gewährleistet werden.

3. Elektronenvervielfacher

Die Aufgabe des Elektronenvervielfachers ist die Verstärkung des Eingangssignals. Dies geschieht durch ein System von mehreren Dynoden, die ausgehend von der Photokathode auf immer höherem positivem Potential liegen (siehe Abbildung 5.2). Die von der Photokathode austretenden Elektronen werden beschleunigt und treffen auf die erste Dynode. Dort erzeugen sie eine größere Zahl sogenannter Sekundärelektronen. Diese werden auf dem Weg zur nächsten Dynode beschleunigt und schlagen weitere Elektronen heraus. Dieser Vorgang wiederholt sich bis zur letzten Dynode, deren Sekundärelektronen letztendlich zur Anode gelangen. Die Verstärkung ergibt sich zu $\delta = N_{\text{sekundär}}/N_{\text{primär}}$. $N_{\text{sekundär}}$ gibt die Anzahl der Sekundärelektronen an, $N_{\text{primär}}$, die Anzahl, die an der Photokathode erzeugten Elektronen.

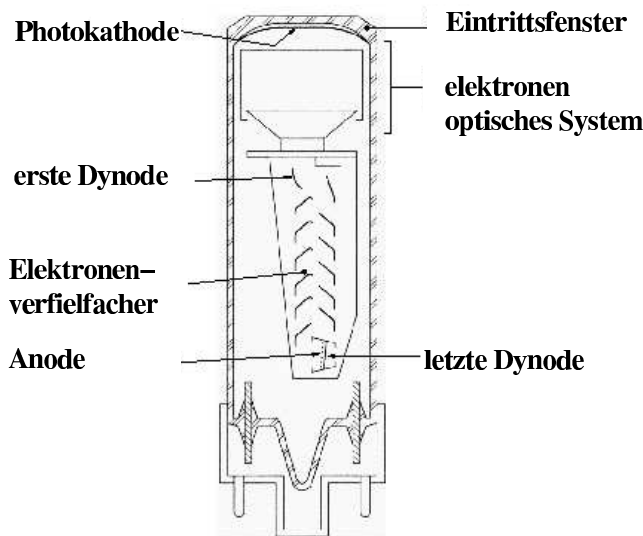


Abbildung 5.2: Gezeigt ist der Querschnitt eines Photomultipliers mit linear fokussierender Dynode ([42]).

5.1.2 Kenngrößen des Photomultipliers

Die wichtigsten Größen, die das Verhalten eines Photomultipliers beschreiben, sind:

1. Quanteneffizienz

Für das spektrale Antwortverhalten eines Photomultipliers ist der Verlauf der Lichtempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge, die sogenannte Quanteneffizienz, entscheidend. Sie ist definiert durch

$$Q_{eff} = \frac{\text{Anzahl der ausgelösten Photoelektronen}}{\text{Anzahl der auf die Oberfläche gefallenen Photonen}} \quad (5.2)$$

Q_{eff} ist vom Material des Eintrittsfensters und vom Material der Photokathode abhängig. Die maximal erreichbare Quanteneffizienz liegt typischerweise bei 25%.

2. Verstärkung

Die Verstärkung wird als das Verhältnis der Anzahl der Elektronen, die die Anode erreichen, zur Anzahl der Photoelektronen definiert.

3. Pulsform

Die Pulsform wird durch zwei Größen charakterisiert: die Pulsbreite und die Anstiegszeit. Die Pulsbreite ist definiert als die Halbwertsbreite des Anodenpulses eines deltafunktionsförmigen Eingangssignals. Die Anstiegszeit ist die Zeit, in der der Anodenstrom von 10% auf 90% seines Maximalwerts ansteigt.

4. Nachpulsrate

Durch die beschleunigten Elektronen in der Photoröhre können Atome des in der Röhre verbliebenen Restgases ionisiert werden. Die positiv geladenen Restgasionen werden in Richtung der Kathode beschleunigt und können beim Auftreffen Elektronen herausschlagen. Das Signal dieser Elektronen wird Nachpuls genannt.

5. Durchlaufzeit

Die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des Lichtpulses und dem Einsetzen des Anodenstromes. Ist U die angelegte Hochspannung, so verhält sich die Durchlaufzeit wie $1/\sqrt{U}$. Typische Werte liegen bei einigen 10 ns. Die Durchlaufzeit variiert mit dem Auftreffpunkt des Photons auf der Photokathode. Weiter am Rand auftreffende Photonen legen einen weiteren Weg zurück und weisen eine längere Durchlaufzeit auf.

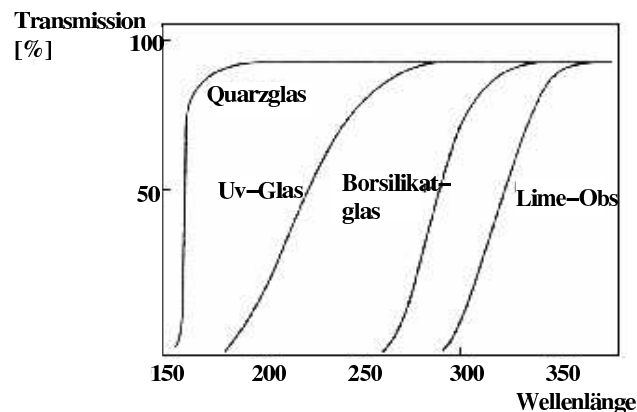


Abbildung 5.3: Transmission verschiedener Materialien als Funktion der Wellenlänge ([42])

5.1.3 Photomultiplier XP 2960 von Photonis

In der H.E.S.S Kamera wird der Photomultiplier XP2960 von Photonis verwendet. Er ist ausgestattet mit 8 Dynoden, einem Eintrittsfenster aus Borosilikatglas und einer Bialkali-Kathode.

Folgende Anforderungen wurden an die Photomultiplier gestellt:

1. Eine Nachpulsrate kleiner 0,025 %.

2. Eine Anstiegszeit < 2 ns, um damit das Koinzidenzfenster des Triggers für benachbarte Pixel möglichst klein zu halten.
3. Das Einzelphotoelektronenspektrum muß detektierbar sein. Durch die geringe Anzahl an Cherenkovphotonen in einem Luftschauer ist dies für eine gute Auflösung erforderlich. Ferner wird das Einzelphotoelektronenspektrum zur Kalibration benötigt.
4. Eine Verstärkung von $2 \cdot 10^5$

5.2 Kamera-Elektronik

Wie bereits erwähnt, besteht die Kamera aus 60 Einschüben, die jeweils 16 Photomultiplier enthalten. In jedem Einschub befinden sich außer den Multipliern zwei Analogspeicherkarten sowie einer Hauptplatine mit "Slowcontrol" und Netzteil. Jede Analogspeicherkarte ist 8 Photomultipliern zugeordnet. Das sogenannte Slowcontrol-board verwaltet die Daten der Analogspeicherkarten, steuert die Art der Datenahme und liest Daten ein, die der Überwachung der Photomultiplier dienen.



Abbildung 5.4: Dargestellt ist ein Einschub der Kamera.

5.2.1 Die Analogspeicherkarte

Auf jeder Analogspeicherkarte befinden sich vier sogenannte Analog Ring Sampler Chips mit jeweils 4 Kanälen und einem Analog Ring Sampler (ARS) pro Kanal. Das ergibt insgesamt 16 ARS, in denen 16 Signale zeitgleich gespeichert werden können.

Jeder ARS hat 128 Zellen, die kontinuierlich mit 1 GHz beschrieben werden. In der Abbildung 5.5 geschieht dies im Gegenuhrzeigersinn. Innerhalb einer ns wird eine Zelle beschrieben, innerhalb der nächsten ns die nächste Zelle usw. bis nach 128 Schritten bzw. 128 ns die erste beschriebene Zelle wieder überschrieben wird. Ein Triggersignal, das zu einem beliebigen Zeitpunkt t am ARS eintrifft, wurde von

einem Signal ausgelöst, das schon eine gewisse Zeit vorher, N_d ns, eine meßbare Amplitude hatte. Das Signal ist im ARS gespeichert und zwar in den N_d Zellen vor der Ankunft des Triggersignals. Der einfachste Weg zum richtigen Zeitpunkt mit der Signalauslese zu beginnen, besteht darin, noch $128 - N_d$ Zellen zu beschreiben. Jetzt steht der Zeiger genau am Anfang des Signals und es kann mit der Auslese des Signals begonnen werden. Es werden N_f Zellen ausgelesen und dann wird der ARS in den Schreibmodus zurückgeschaltet. Damit das funktioniert, müssen zuerst geeignete Werte für N_d und N_f ermittelt werden. Dies wird im Abschnitt 6.3 erläutert.

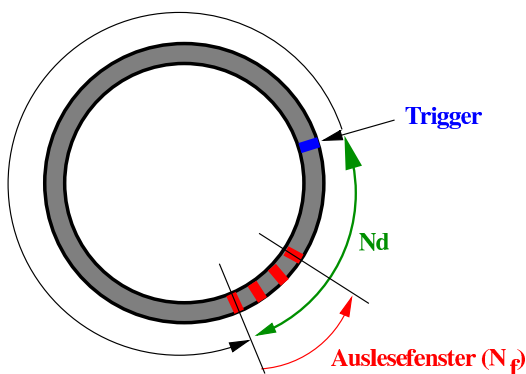


Abbildung 5.5: Ausleseprinzip des Analog Ring Samplers. N_f ist die Ausleselänge, der Wert N_d steht für die Zeit, die zwischen dem Signal und dem von ihm ausgelösten Triggersignal verstrichen ist.

Damit sich Schauer im vorgesehenen Energiebereich zwischen 40 GeV und > 20 TeV detektieren lassen, benötigt man einen dynamischen Bereich von 1 - 2000 Photoelektronen. Dies ist mit einem einzigen Verstärkanal je Photomultiplier nicht zu erreichen. Aus diesem Grund benutzt man zwei parallele Verstärker mit -50-facher bzw. -3.8-facher Verstärkung pro Photomultiplier, denen jeweils ein eigenes ARS zugeordnet ist.

Wenn im Folgenden von Kanal 0 gesprochen wird, bezieht sich dies auf den Kanal mit hoher Verstärkung. Kanal 1 steht für die schwache Verstärkung. (siehe auch Abbildung 5.6 und [15])

Die vier Kanäle eines Analog Ring Sampler Chips werden nacheinander ausgelesen und auf einer Leitung zu einem Zeitmultiplexer geführt, der die Signale aller vier Chips zusammenfaßt und an einen 12-bit ADC weiterleitet. Die digitalen Ausgangssignale des ADCs werden in einem FPGA (Field Programmable Gate Array) weiterverarbeitet, das zwei verschiedene Auslesearten ermöglicht: den Abtastmodus und den Ladungsmodus. Im Abtastmodus wird der Wert jeder einzelnen Zelle einzeln ausgelesen. Man erhält einen ADC-Wert für jede Zelle des Auslesefensters. Hierdurch kann der Einzelimpuls zeitlich aufgelöst untersucht werden. Im Ladungsmodus werden alle die Signale N_f Zellen des Auslesefenster aufsummiert. Dies führt zu einer

Datenreduktion. Bei Messungen wird normalerweise der Ladungsmodus verwendet, der Abtastmodus dient eher Testzwecken.

In beiden Modi entspricht der ADC-Wert der Ladungsmenge, die von der Anode des Photomultipliers an die Analogspeicherkarte übertragen wird.

5.3 Der Trigger

Wie bereits erwähnt besteht die Kamera aus 960 Photomultipliern, die zu 38 sich überlappenden Triggersektoren zusammengefaßt sind. Die Triggerentscheidung hängt von 2 Schwellen ab:

1. q , der Schwelle eines einzelnen Photomultipliers
2. p , die Anzahl der Photomultiplier, die oberhalb der Schwelle q in einem Triggersektor liegen, die Multiplizität.

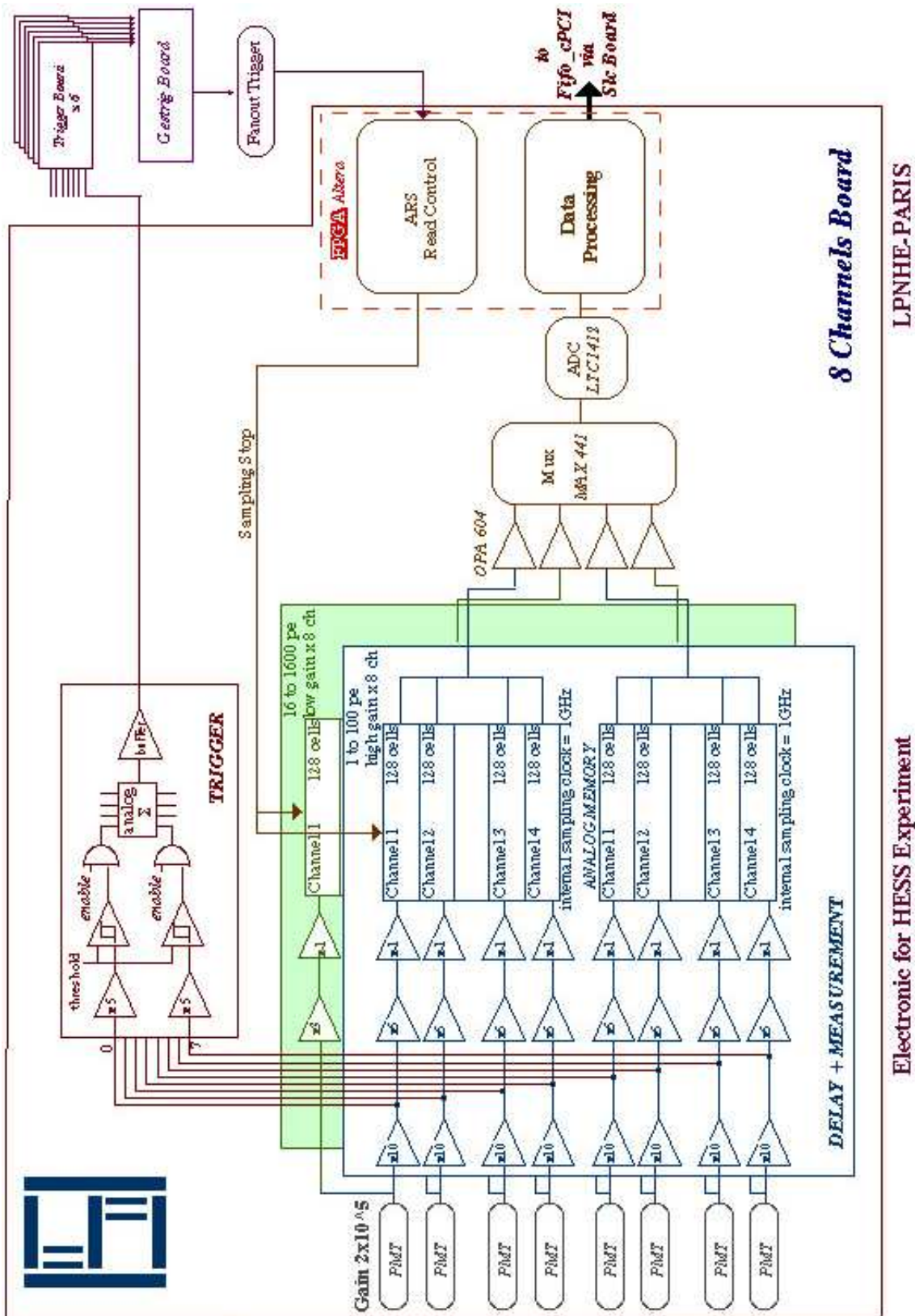


Abbildung 5.6: Schaltbild der Analogspeicherkarte einschließlich Triggerung.

Kapitel 6

Kalibration der Kamera

Die Kalibration der Kamera hat die Bestimmung einer absoluten Skala zum Ziel, mit deren Hilfe die primär gemessenen ADC-Werte in physikalisch sinnvolle Werte, die Anzahl der Photoelektronen bzw. Photonen, umgerechnet werden können. Ein weiteres Ziel ist der Abgleich der Empfindlichkeit aller Photomultiplier auf einen einheitlichen Wert.

Im Folgenden werden zuerst die einzelnen Kalibrationschritte aufgezählt, danach verschiedene Möglichkeiten der Kalibration diskutiert.

6.1 Ablauf der Kalibration

Die vollständige Kalibration der Kamera erfolgt in mehreren Schritten, die im Folgenden kurz aufgelistet sind.

- Festlegung der Länge N_f des Auslesefensters.
- Bestimmung des N_d -Wertes, d.h. der Zeitspanne zwischen dem Eintreffen des Photomultipliersignals und dem Auslösen des Triggers (s. a. 5.2.1)
- Bestimmung der Nulllinie der Pixel.
- Bestimmung des Umrechnungsfaktors von ADC-Werten in Photoelektronen ($K_{Phe/Adc}$).
- Bestimmung des Verhältnisses der Verstärkungen beider Kanäle der Photomultiplier ($R_{K0,K1}$, $K0$ = große Verstärkung, $K1$ = kleine Verstärkung).
- Abgleich der Empfindlichkeit der Photomultiplier, das sogenannte *Flatfielden*.

6.2 Durchführung der Kalibration

Zur Bestimmung einer absoluten Skala, mit deren Hilfe die gemessenen ADC-Werte in physikalisch sinnvolle Werte umgerechnet werden können, benötigt man eine Lichtquelle bekannter Intensität mit einem dem Cherenkovlicht ähnlichem Spektrum. Es gibt verschiedene Möglichkeiten dies zu realisieren:

1. Kalibration mit Hilfe von Myonenereignissen und
2. Kalibration mittels einer Eichlichtquelle.

Diese Methoden werden im Folgenden kurz diskutiert.

6.2.1 Kalibrationsmethoden

Kalibration mit Hilfe von Myonenereignissen

Energereiche Myonen emittieren beim Durchqueren der Atmosphäre Cherenkovlicht. In der Kamera wird der Cherenkovlichtkegel als Ring bzw. Ringsegment abgebildet. Abbildung 6.1 zeigt ein typisches Myonereignis. Aus dem Ringdurchmesser und der Verteilung der Lichtintensität kann der Abstand und die Energie des Myons bestimmt werden. Daraus läßt sich die absolute Lichtmenge dieses Myonereignisses berechnen und damit die Kamera kalibrieren (ausführliche Information findet sich in [6]).

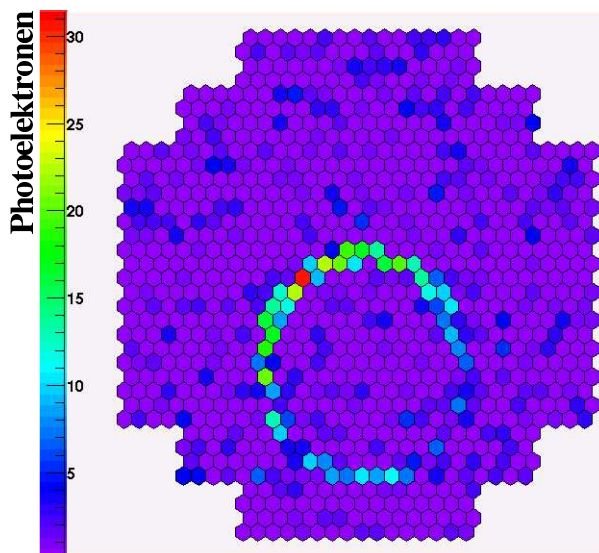


Abbildung 6.1: *Das Kameraabbild eines typischen Myonereignisses.*

Kalibration mittels einer Eichlichtquelle

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, mit einer Eichlichtquelle die Kalibration durchzuführen. Zum einen kann die Eichlichtquelle so aufgestellt werden, daß die gesamte Spiegelfläche ausgeleuchtet, und das Licht auf die Kamera fokussiert wird. Bei dieser Methode ist es schwierig, die Spiegelfläche homogen auszuleuchten. Außerdem ist die Eichung der Lichtquelle bei geringen Intensitäten nicht einfach (siehe auch [17]).

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, eine Lichtquelle in der Mitte des Spiegelträgers anzubringen und die Kamera direkt homogen auszuleuchten. Dieser Aufbau ermöglicht den Abgleich der Empfindlichkeit einzelner Photomultiplier. Der Umrechnungsfaktor, ADC-Wert zu Photoelektronenanzahl, muß bekannt sein oder anderweitig bestimmt werden können. Dafür bieten sich verschiedene Möglichkeiten an. Erstens kann man das Einzelphotoelektronenspektrum direkt messen und so den Umrechnungsfaktor bestimmen. Bei der zweiten Alternative werden zur Beleuchtung der Photomultiplier kurze Lichtpulse verwendet. Aus der Streuung der Amplitudenverteilung kann man die mittlere Anzahl der Photoelektronen und daraus den Konversionsfaktor berechnen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Methode ist in Kapitel 6.8 zu finden. Die direkte Beleuchtung vom Zentrum des Spiegelträgers aus hat den Nachteil, daß die Reflektivität der Spiegel nicht mitberücksichtigt wird. Diese muß auf eine andere Weise bestimmt werden oder bekannt sein.

Im Falle der H.E.S.S. Kamera wird die zuletzt beschriebene Methode verwendet. Die Hardwarekomponenten für die Kalibration beinhalten zwei verschiedene Systeme, ein Lasersystem und eine sogenannte LED-Matrix. Diese werden im Folgenden kurz beschrieben.

Das Laser-Kalibrationssystem

Lichtpulse von $6,4 \pm 0,6$ ns Länge werden über einen gepulsten N_2 -Laser erzeugt. Das Licht eines Stickstofflasers ($\lambda = 337$ nm) der mit einer maximalen Frequenz von 25 Hz arbeitet, wird durch eine Linse auf einen Szintillator fokussiert, der die Aufgabe hat das Laserlicht spektral zu verbreitern und dem Cherenkovlicht in ausreichendem Maße anzugleichen. Die Verschiebung des Pulsmaximums von 337 nm auf 400 nm ermöglicht die Weiterleitung durch ein Glasfaserkabel. Bei 337 nm wäre dessen Absorption zu hoch. Laser, Szintillator und Linse befinden sich in der Elektronikhütte beim Teleskop. Abbildung 6.2 zeigt den Aufbau des Lasersystems. Von dort leitet ein Glasfaserkabel das Licht zum Spiegelträgermittelpunkt. Hier befindet sich ein System aus einem Kollimator, 2 Filterrädern und einem Diffusor, der eine homogene Ausleuchtung der Kamera garantiert. In Tabelle 6.1 sind die einzelnen Filter aufgelistet. Weitere Angaben zum Lasersystem findet man in [4].

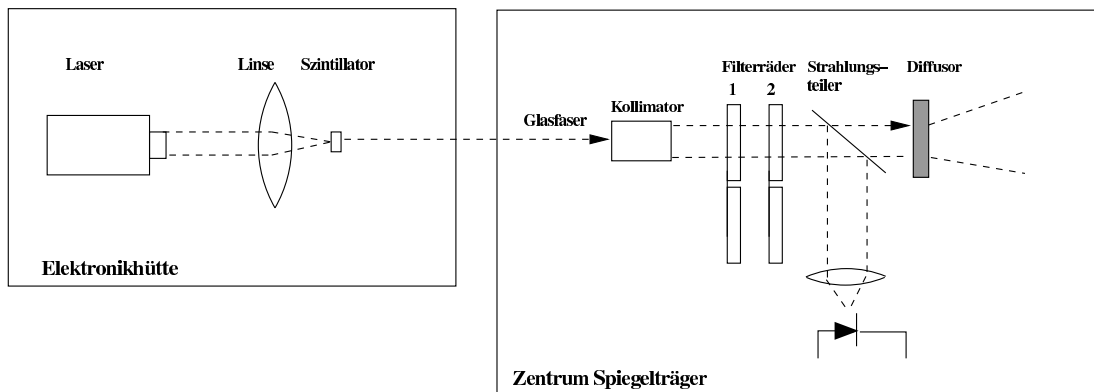


Abbildung 6.2: Schematische Zeichnung des Laser-Kalibrationssystems.

Das Lasersystem dient hauptsächlich zum Empfindlichkeitsabgleich und zur Einstellung der Nd-Werte der Photomultiplier (siehe Kapitel 6.3).

Filterrad 1		Filterrad 2	
Filterposition	Filter	Filterposition	Filter
1	kein Filter	1	kein Filter
2	390 ± 10 nm	2	ND 0.3
3	400 ± 10 nm	3	ND 0.6
4	415 ± 10 nm	4	ND 1.0
5	450 ± 10 nm	5	ND 2.0
6	ND 1.0	6	ND 3.0

Tabelle 6.1: In der linken Tabelle sind die Filter des Filterrades 1 aufgelistet, rechts die des Filterrads 2. ND x kodiert die Abschwächung 10^{-x} .

Die LED-Matrix

Auf der Innenseite des Kameradeckels sind LEDs befestigt, die Lichtpulse der Wellenlänge 470 nm mit einer Pulslänge von 6 ns emittieren. Jedem Photomultiplier ist eine LED zugeordnet, die einzeln steuerbar ist. Hierdurch ist es möglich, beliebig ausgewählte Pixel mit einer bestimmten Beleuchtungsstärke zu bestrahlen.

Diese sogenannte LED-Matrix dient vorwiegend zur Einstellung und Bestimmung der Verstärkung.

6.3 Länge des Auslesefensters N_f und Bestimmung des Nd -Wertes

Die Länge des Auslesefensters

Das Auslesefenster N_f muß so gewählt werden, daß

- das ganze Signal vollständig im Auslesebereich liegt.
- das Auslesefenster möglichst kurz ist, um im integrierten Signal den Beitrag des Nachhimmelhintergrundlichts möglichst klein zu halten.

Unter Berücksichtigung dieser Kriterien wurde die Länge auf 16 ns festgelegt (siehe [15]). Abbildung 6.3 zeigt die Lage des Signals im Auslesefenster für Kanal 0 und Kanal 1 gemittelt über 1000 Ereignisse. Sie liegen vollständig im Fenster.

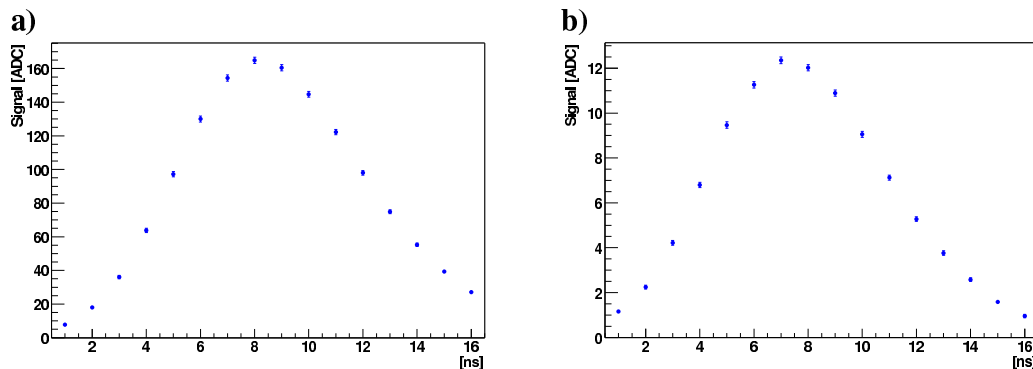


Abbildung 6.3: Dargestellt ist die zeitlich aufgelöste Pixelamplitude. a) zeigt Kanal 0, b) Kanal 1.

Bestimmung des Nd -Wertes

Wie bereits in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, gibt der Nd -Wert die Zeitspanne an, die verstreicht, bis ein Photomultiplier ein Triggersignal erzeugt hat. Sie ist abhängig von der Durchlaufzeit der Photomultiplier und daher von der angelegten Hochspannung. Um eine homogene Verstärkung der Kamera zu erhalten, wird die Hochspannung (HV) der einzelnen Photomultiplier so eingestellt, daß eine Verstärkung

von $2 \cdot 10^5$ erreicht wird. Jeder Photomultiplier weist eine ihm charakteristische Spannung auf. Um möglichst geringe Unterschiede der Durchlaufzeit innerhalb eines Einschubes zu erhalten, werden die Photomultiplier nach Hochspannungswerten sortiert eingebaut. Die Hochspannungsvariation in einem Einschub liegt typischerweise im Bereich von 70 V. Dies entspricht einem Laufzeitunterschied von $\sim 1,3$ ns. Im Vergleich zur Pulslänge von 10 ns ist dies vernachlässigbar. Ein Nd-Wert je Einschub ist daher ausreichend. Abbildung 6.4 zeigt die Hochspannungsverteilung der Kamera vom November 2002.

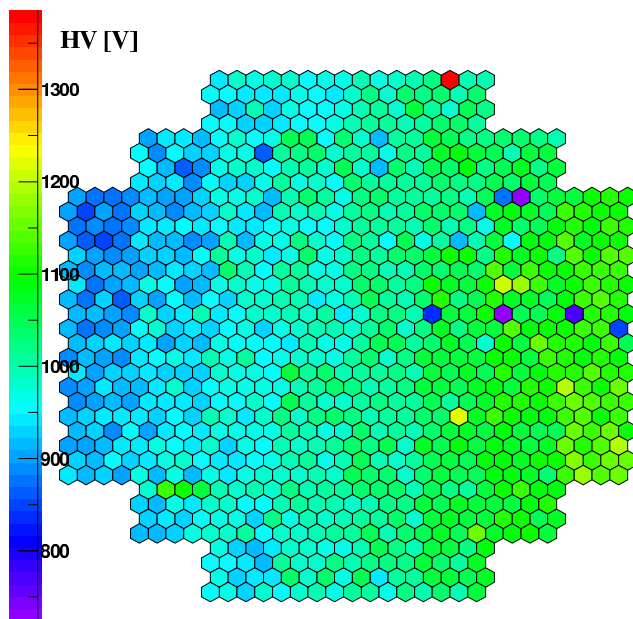


Abbildung 6.4: *Nominelle Hochspannungswerte der Photomultiplier. Gezeigt sind die Werte vom Oktober 2002.*

Die Bestimmung der *Nd*-Werte erfolgt unter Verwendung des Laser-Kalibrationssystems. Bei einer festen Beleuchtungsstärke wird die Kamera im Ladungsmodus ausgelesen und der *Nd*-Wert von 55 ns bis 74 ns variiert. Liegt das Signal vollständig im Auslesefenster, erhält man ein maximales Signal. Ist der *Nd*-Werte zu klein oder zu groß, so wird das Signal nicht vollständig ausgelesen, und das integrierte Signal des Ladungsmodus nimmt ab. Abbildung 6.5 zeigt exemplarisch den Verlauf der Amplitude als Funktion des *Nd*-wertes für vier Pixel eines Einschubes. 6.5a) zeigt den Verlauf für Kanal 0, 6.5b) für Kanal 1. In diesen Graphen findet sich kein ausgeprägtes Maximum, sondern eher ein Plateau, wie es ist aufgrund der Länge des Auslesefensters zu erwarten war. Der Erwartung entsprechend verhalten sich die Kanäle 0 und 1 gleich.

Der für die Datennahme verwendete *Nd*-Wert, der auf Basis der Graphen in Abbildung 6.5 festgelegt wurde, beträgt 62 ns.

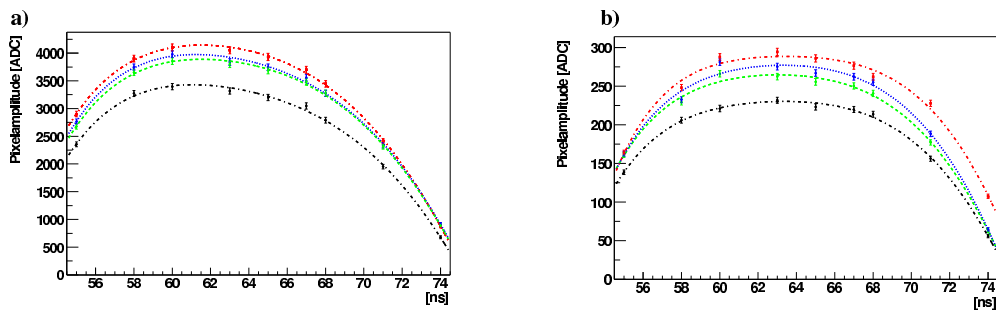


Abbildung 6.5: Gezeigt ist die mittlere Pixelamplitude als Funktion des N_d -Wertes für vier Pixel eines Einschubes. a) zeigt den Verlauf für Kanal 0, b) für Kanal 1. Die Beleuchtung erfolgte mit dem Laser-Kalibrationssystem bei einer Stärke von ~ 45 Photoelektronen. Auf Basis dieser Graphen wurde ein N_d -Wert von 62 ns für die Datennahme festgelegt.

Wenn die Bestimmung der N_d -Werte abgeschlossen ist, wird zur weiteren Überprüfung und Feinkorrektur ein weiterer Datensatz aufgenommen. Die Datennahme erfolgt wiederum mit dem Laser-Kalibrationssystem. Dieses Mal wird im Abtastmodus ausgelesen, d.h. jedes einzelne Zeitbin wird einzeln erfaßt. Auf diese Weise läßt sich überprüfen, ob die Signale exakt im Auslesefenster liegen.

Abbildung 6.6 zeigt das Ergebnis der zeitlichen Auslese für vier Pixel. a) für Kanal 0, in b) für Kanal 1. Der Mittelwert des Maximums der Amplitudenverteilung der Pixel beträgt bei $7,44 \pm 0,79$ ns.

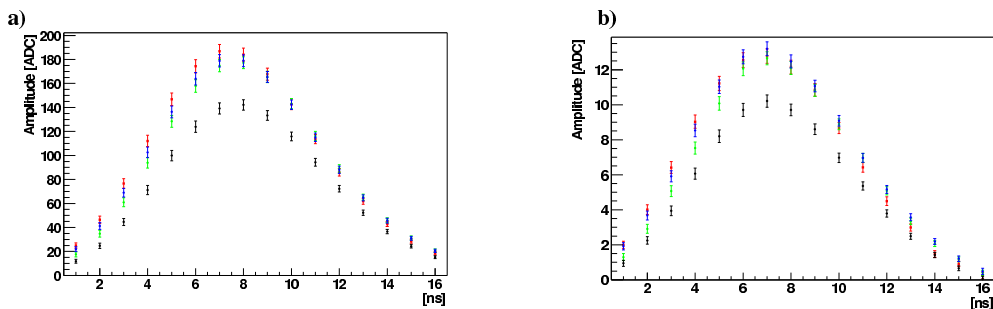


Abbildung 6.6: Gezeigt ist die Lage des gemittelten Signals im Auslesefenster von vier verschiedenen Pixeln bei Beleuchtung mit dem Laser-Kalibrationssystem. Die Auslese erfolgte im Abtastmodus.

6.4 Das Einzelphotoelektronenspektrum

Die Kalibration der Kamera hat unter anderem zum Ziel, den Konversionfaktor $K_{Phe/Adc}$ zur Umrechnung der gemessenen ADC-Werte in Photoelektronen zu bestimmen.

Wenn S_n ein Signal ist, das durch n_{phe} Photoelektronen ausgelöst wurde, dann ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$n_{phe} = K_{Phe/Adc} \cdot S_n \quad (6.1)$$

Ist die Lage des Einphotoelektronensignals S_1 in ADC-Einheiten bekannt, ergibt sich $K_{Phe/Adc} = 1/S_1$.

Im Folgenden wird das Einzelphotoelektronenspektrum, sowie eine Methode zur Bestimmung der Lage des Einphotoelektronensignals beschrieben.

Abbildung 6.7 zeigt ein typisches Einzelphotoelektronenspektrum. Hierunter versteht man das Ladungsspektrum, welches entsteht, wenn die Beleuchtung so gering ist, daß jeweils nur ein einzelnes Photoelektron den Photomultiplier-Puls auslöst. Charakteristisch ist seine zweigipflige Struktur. Die Lage des ersten Maximums ist bestimmt durch die Nulllinie. Die Breite ist gegeben durch das elektronische Rauschen. Im Folgenden wird hier vom Pedestal gesprochen. Das zweite stellt den Einzelphotoelektronenpeak dar.

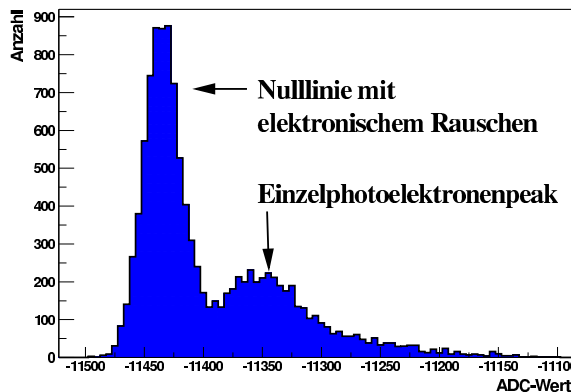


Abbildung 6.7: *Typisches Einzelphotoelektronenspektrum eines Pixels der H.E.S.S. Kamera. Die Beleuchtung erfolgte durch die LED-Matrix, mit einer Stärke von ungefähr einem Photoelektron.*

Messungen am Institut L.P.H.N.E. Paris 6/7 ergaben, daß eine Verstärkung von $2 \cdot 10^5$ resultiert, wenn der Abstand zwischen elektronischem Rauschsignal und dem Maximum des Einzelphotoelektronenpeaks 80 ADC-Einheiten beträgt (siehe [15]). Die Messung des Einzelphotoelektronenpeaks wird mit Hilfe der LED-Matrix durchgeführt (Beschreibung der LED-Matrix siehe Kapitel 6.2.1). Unter Beleuchtung mit

einer Intensität von ca. 1 Photoelektron pro Meßintervall wird das Einzelelektronenspektrum der einzelnen Pixel ermittelt. Im nächsten Abschnitt wird eine Funktion abgeleitet, die diese Spektren beschreibt. Durch Anpassen dieser Funktion an die experimentell ermittelten Kurven, lassen sich die charakteristischen Parameter und damit die Lage des Einzelphotoelektronenpeaks relativ zum Mittelwert des elektronischen Rauschsignals bestimmen.

6.4.1 Die Antwortfunktion des Photomultipliers

Die Photonenverteilung an der Photokathode des Photomultipliers wird als poissonverteilt angenommen. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Photonen unabhängig voneinander und mit konstanter Intensität pro Laserpuls eintreffen. An der Photokathode werden durch den photoelektrischen Effekt Photoelektronen erzeugt. Dieser Prozeß sowie die Sammelprozesse des Dynodensystems sind binäre Zufallsprozesse, die daher binomialverteilt sind. Aus der Faltung dieser Prozesse resultiert erneut eine Poissonverteilung für die Photoelektronen.

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \quad (6.2)$$

$$\mu = n_{\text{Photon}} \cdot q \quad (6.3)$$

n_{Photon} ist die Anzahl von Photonen, die auf die Photokathode treffen, q die Quanteneffizienz gefaltet mit der Sammeleffizienz der Dynoden. $P(n, \mu)$ stellt die Wahrscheinlichkeit dar, mit der n Photoelektronen detektiert werden. μ ist der Erwartungswert der Einzelphotoelektronenzahl pro Messung, der unter den oben geschilderten Meßbedingungen nahe 1 liegen sollte. Er ist das Produkt aus der Anzahl der eintreffenden Photonen und der Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Photon ein Photoelektron erzeugt und eine Sekundärelektronenkaskade auslöst.

Ein aus der Photokathode herausgelöstes Elektron wird durch das elektrische Feld beschleunigt. Die Anzahl der Sekundärelektronen n_s hängt von der Primärenergie (E) nach dem Gesetz:

$$n_s = \text{const} \cdot E^\alpha \quad (6.4)$$

$$\alpha < 1$$

ab.

Wird zuerst der idealisierte Fall ohne elektronisches Rauschen betrachtet, erwartet man als Antwortfunktion eines Photomultipliers eine Überlagerung von Einzelphoto-

elektronenverteilungen. Die einzelnen Verteilungen sind mit der Poissonwahrscheinlichkeit $P(n, \mu)$ gewichtet. Man erhält:

$$S_{ideal}(x) = e^{-\mu} \cdot S_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}} \quad (6.5)$$

S_0 ist der idealisierte Beitrag für 0 Photoelektronen, der einer Deltafunktion entspricht. Q_1 ist die mittlere Ladung, σ_1 die Standardabweichung des Einzelphotoelektronenpeaks.

Der nächste Schritt ist die Berücksichtigung des elektronischen Rauschens. Es wird als gaußverteilt angenommen:

$$S_{el.Rauschen} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} e^{-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}} \quad (6.6)$$

Q_0 gibt die Lage des elektronischen Rauschens an, σ_0 seine Standardabweichung. Als Ergebnis erhält man für die Antwortfunktion des Photomultipliers mit Normierungskonstanten N_0 :

$$N(x) = N_0 \left(e^{-\mu} \cdot S_{el.Rauschen} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(x-nQ_1-Q_0)^2}{2n\sigma_1^2}} \right) \quad (6.7)$$

Dabei enthält σ_1 der Gleichung 6.7 im Gegensatz zur Gleichung 6.5 den Beitrag des elektronischen Rauschens.

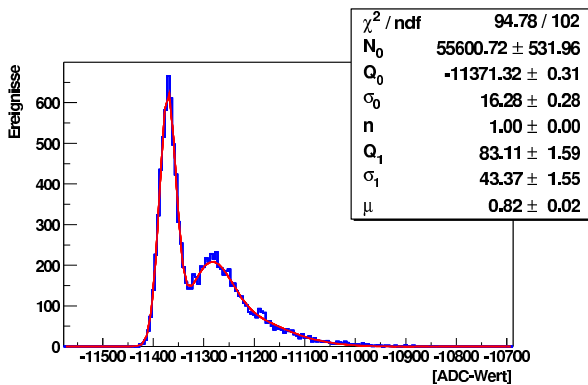


Abbildung 6.8: *Typisches Beispiel eines Einzelphotoelektronenspektrums mit der angepaßten Funktion 6.7.*

In Abbildung 6.8 ist ein Einzelphotoelektronenspektrum gezeigt. Die rote Kurve das Ergebnis der Anpassung von Funktion 6.7 mit N_0 , Q_0 , Q_1 , σ_0 , σ_1 und μ als freie Parameter.

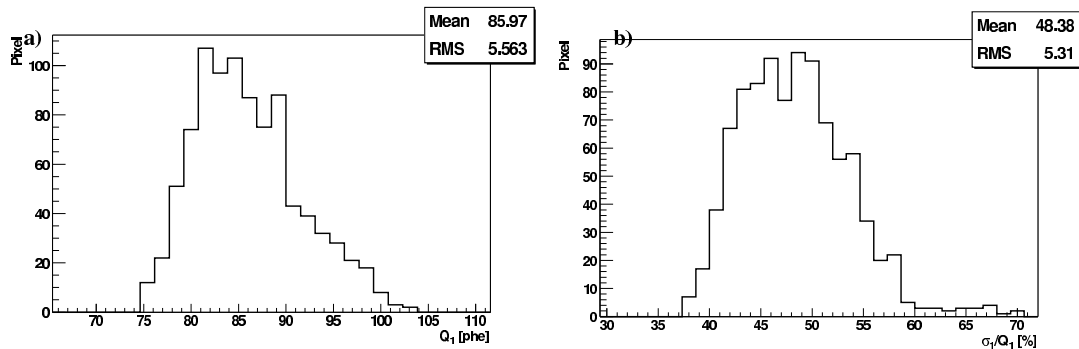


Abbildung 6.9: In a) ist die Verteilung der Lage des Einzelphotoelektronensignals der Kamera von Messungen im Juni 2002 gezeigt. b) zeigt das Verhältnis der Breite σ_1 zur Lage des Einzelphotoelektronensignals.

Abbildung 6.9 zeigt oben links die Verteilung der Lage des Einzelphotoelektronensignals relativ zum elektronischem Rauschsignal für die Photomultiplier der H.E.S.S.-Kamera im Juni 2002. Der Einzelphotoelektronenpeak liegt bei $85,97 \pm 5,56$. In der Abbildung rechts ist in gleicher Weise die Breitenverteilung des Einzelphotoelektronenpeaks dargestellt. Die mittlere Breite liegt bei 48%.

In Abbildung 6.10 sind Verteilungen der ADC-Werte eines Pixels bei unterschiedlicher Beleuchtung abgebildet. Die Beleuchtung betrug $\sim 0,3$, $\sim 0,7$, $\sim 1,4$ und $\sim 2,3$ Photoelektronen in a), b), c) und d). Bei stärkerer Beleuchtung nimmt die Qualität der Anpassung sehr schnell ab. Bei Beleuchtung im Bereich von 0,7 bis 1,3 Photoelektronen liegt der Fehler im Bereich von 2%. Unterhalb sowie oberhalb nimmt der Fehler sehr stark zu.

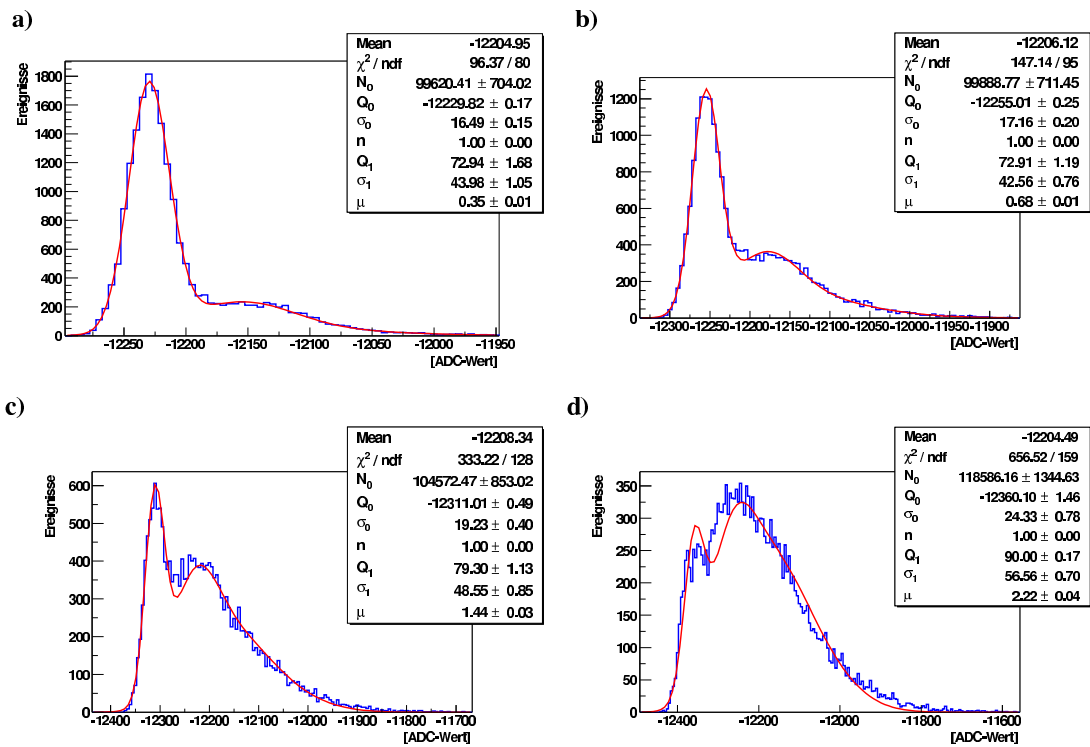


Abbildung 6.10: *Abgebildet sind die ADC-Werte Verteilung eines Pixels bei unterschiedlicher Beleuchtung. In a) bei $\sim 0,3$, b) bei $\sim 0,7$, c) bei $\sim 1,4$ und d) bei $\sim 2,3$ Photoelektronen.*

6.5 Bestimmung der Nulllinie

Zur Bestimmung des Signals eines Pixels muß der mittlere Wert der Nulllinie genau bekannt sein. Schwankungen der Nulllinie können durch Temperaturänderungen, Beleuchtung der Pixel und durch Alterungserscheinungen hervorgerufen werden. Der Nulllinie überlagert ist das elektronische Rauschen und das Rauschen, hervorgerufen durch die Beleuchtung der Photomultiplier.

In den folgenden Abschnitten werden die Bestimmung der Nulllinie, auch Pedestal genannt, ihre Temperaturabhängigkeit sowie die Charakteristika des Rauschens diskutiert.

6.5.1 Verteilung des elektronischen Rauschens

Zur Bestimmung des elektronischen Rauschens wird bei geschlossenem Kamera- deckel die Kamera künstlich getriggert. Die typische Breite des elektronischen Rauschens liegt für Kanal 0 bei 15 ADC-Werten, für Kanal 1 bei 6 ADC-Werten. Typische ADC-Verteilungen für das elektronische Rauschen eines Pixels sind in den Abbildungen 6.11a) für Kanal 0 und in 6.11b) für Kanal 1 gegeben. Sie sind gaußförmig und weisen für Kanal 0 eine Breite von 15,6 ADC-Werten, für Kanal 1 von 6,7 ADC-Werten auf.

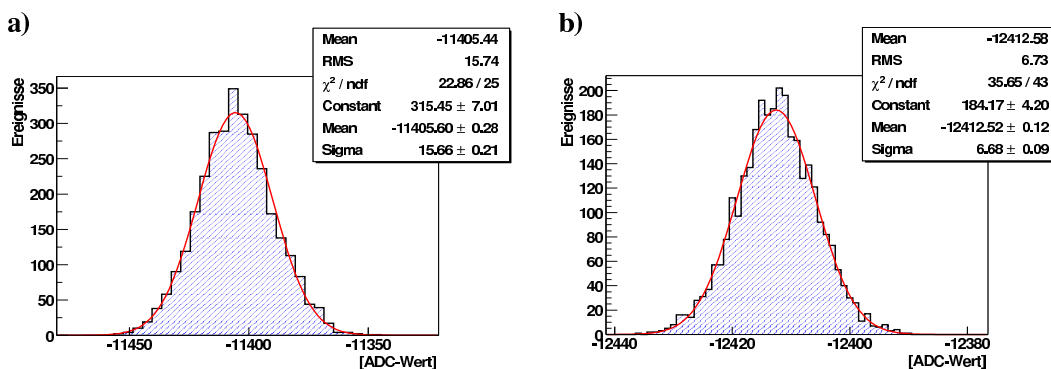


Abbildung 6.11: *Abgebildet sind typische ADC Verteilung des elektronischen Rauschens. a) zeigt die Verteilung von Kanal 0, b) die von Kanal 1. Das elektronische Rauschen liegt für Kanal 0 bei 15,6 ADC-Werten, für Kanal 1 bei 6,7 ADC-Werten.*

In der Abbildung 6.12 sind Verteilungen der RMS Breiten des elektronischen Rauschens der gesamten Kamera abgebildet, links für Kanal 0, rechts für Kanal 1. In beiden Histogrammen sind Ausreißer zu erkennen, die von einem nicht gaußförmigen

Anteil des elektronischen Rauschens stammen und keine Relevanz für die Datenanalyse haben. Dies wird in Kapitel 6.10 im Detail diskutiert.

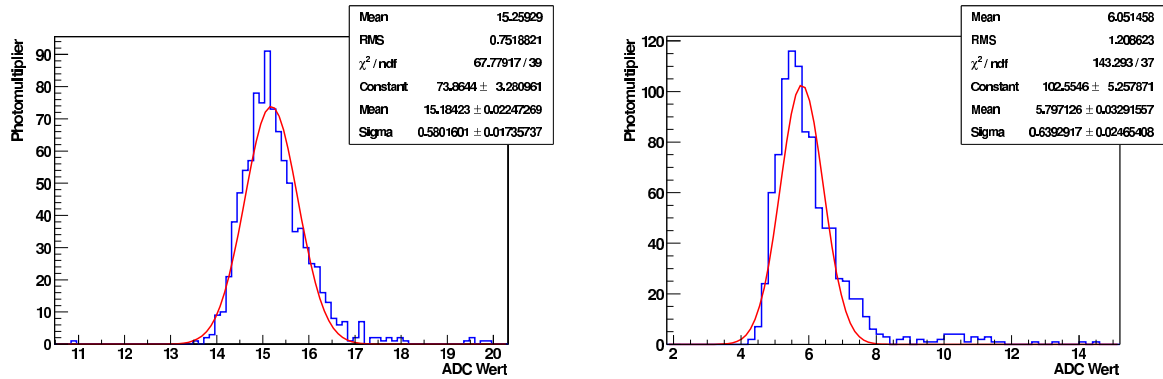


Abbildung 6.12: Breite des elektronisches Rauschens aller Pixel der H.E.S.S. Kamera, links für Kanal 0., recht für Kanal 1. An die Verteilungen wurde jeweils eine Gaußkurve angepaßt. Das mittlere Rauschen beträgt für Kanal 0 $15 \pm 0,6$ mit einer Streuung von 4%. Bei Kanal 1 liegen die Werte bei $5,8 \pm 0,6$ und 11%.

Temperaturabhängigkeit der Nulllinie

Die Daten von 10 Pedestallruns aus der Zeit zwischen dem 27.10.2002 und dem 11.11.2002 wurden im Hinblick auf eine mögliche Temperaturabhängigkeit der Nulllinie analysiert. Trägt man die Temperatur des jeweiligen Einschubs gegen die Lage des Pedestals auf, so findet man eine weitgehend lineare Abhängigkeit. Anpassen einer Geraden an die Meßwerte ergibt den Temperaturkoeffizienten in ADC-Werten je °C. Abbildung 6.13 zeigt das Ergebnis dieser Analyse für alle Photomultiplier der Kamera. Farblich kodiert wurde χ^2 je Freiheitsgrad als Maß für die Güte der Anpassung hinzugefügt. In Abbildung 6.14 wurde χ^2 pro Freiheitsgrad als Funktion des Pedestal-Temperaturkoeffizienten aufgetragen. Man erkennt, daß hohe Temperaturkoeffizienten mit hohen χ^2 -Werten korrelieren. Hohe Temperaturkoeffizienten sind also schlecht definiert. Das liegt nicht an systematischen Abweichungen von der Linearität, sondern an erratischen Schwankungen. Um das zu zeigen, wurden 3 typische Pixel mit unterschiedlichem χ^2 je Freiheitsgrad ausgewählt. Abbildung 6.15 zeigt die Temperatur des jeweiligen Einschubs in Abhängigkeit von der Lage des Rauschsignals mit der angepaßten Geraden.

Tabelle 6.2 listet die Anzahl der Photomultiplier in Abhängigkeit der Fitgüte auf. Ca. 60 % der Photomultiplier liegen unter 0.5 für χ^2 je Freiheitsgrad. Der mittlere Temperaturkoeffizient von Kanal 0 liegt bei 7 ADC Werten je °C mit einer RMS-Breite von 1,1 ADC Werten je °C. Die restlichen Photomultiplier zeigen erratisches

Temperaturverhalten.

	Anzahl Photomultiplier	%
$0,00 < \chi^2/\text{ndf} < 0,25$	478	49,79
$0,25 < \chi^2/\text{ndf} < 0,50$	112	11,67
$0,50 < \chi^2/\text{ndf} < 0,75$	69	7,19
$0,75 < \chi^2/\text{ndf} < 1,00$	108	11,25
$1,00 < \chi^2/\text{ndf} < 1,25$	100	10,42
$1,25 < \chi^2/\text{ndf} < 1,50$	62	6,46
$1,50 < \chi^2/\text{ndf} < 1,75$	21	2,19
$1,75 < \chi^2/\text{ndf} < 2,00$	5	0,52
$2,00 < \chi^2/\text{ndf} < 2,25$	4	0,42
$2,25 < \chi^2/\text{ndf} < 2,50$	1	0,10

Tabelle 6.2: Anzahl der Photomultiplier nach Klassen von χ^2/ndf .

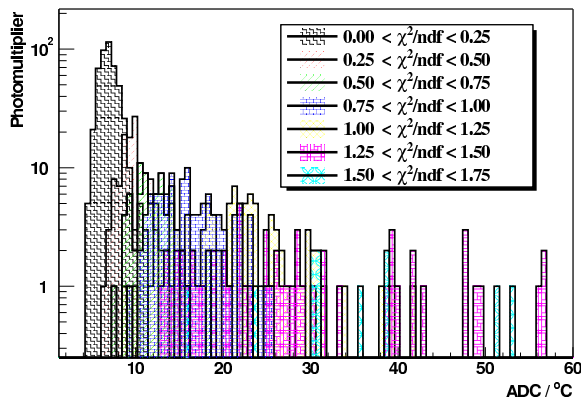


Abbildung 6.13: Verteilung der Temperaturkoeffizienten des Pedestals aller Photomultiplier der H.E.S.S. Kamera mit χ^2 je Freiheitsgrad als Farbkodierung.

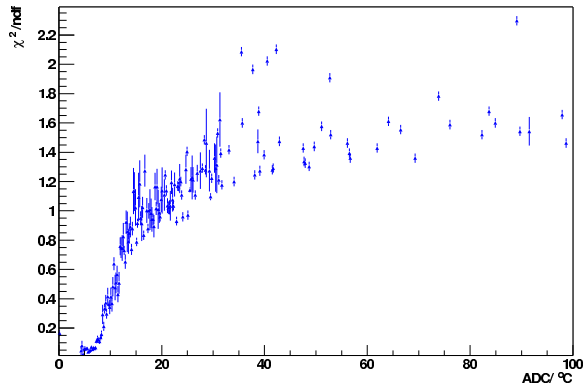


Abbildung 6.14: χ^2 je Freiheitsgrad als Funktion des Temperaturkoeffizienten.

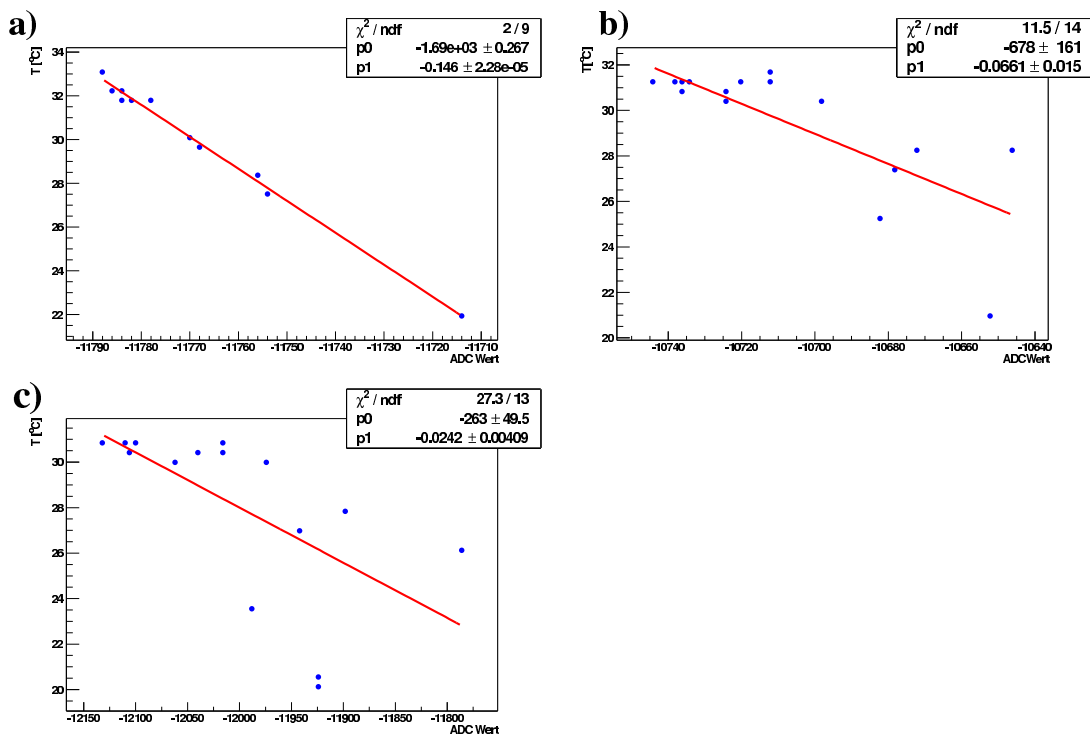


Abbildung 6.15: Temperatur des jeweiligen Einschubs gegen den ADC-Wert des Pedestals mit zugehöriger Fitgerade für drei typische Pixel mit unterschiedlichem χ^2 pro Freiheitsgrad.

6.5.2 Bestimmung des Pedestals bei Anwesenheit von Nachthimmelslicht

Im Vorgehenden wurde bereits erläutert, daß während der Datennahme das eigentliche Signal und das elektronische Rauschen von einem Beitrag des Nachthimmelslichtes überlagert wird. Um das von Luftschauern erzeugte wahre Signal zu extrahieren, muß die Nulllinie vom Meßwert abgezogen werden. Die Differenz ergibt das Meßsignal. Das Rauschen der Nulllinie beschränkt die Auflösung der Kamera für kleine Pulse. Aus diesem Grund ist eine Messung der Rate des Nachthimmelslichtes von Interesse. In den folgenden Abschnitten wird die Bestimmung der Nulllinie unter Meßbedingungen, d.h. bei Anwesenheit von Nachthimmelslicht diskutiert.

Das natürliche Nachthimmelslicht setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: einem diffusen Anteil und dem Beitrag von Sternen, die auf die Kamera abgebildet werden. Die wichtigsten Beiträge zur diffusen Komponente sind:

1. diffus gestreutes Sternenlicht
2. Fluoreszenzlicht, welches in der Atmosphäre entsteht
3. Zodiakallicht: an interplanetarem Staub gestreutes Sternenlicht.

Eine weitere manchmal sehr bedeutsame künstliche Komponente ist der sogenannte anthropogene Lichtuntergrund. Hierunter versteht man das in der Atmosphäre gestreute Licht von Städten. Dieser Anteil ist am Standort des H.E.S.S.-Teleskops vernachlässigbar gering.

Messungen des Nachthimmelshintergrundlichtes wurden am H.E.S.S. Standort durchgeführt (siehe [45]). Als Mittelwert des Nachthimmelslichtes wurde im Bereich von 300 bis 650 nm ein Photonenfluß von

$$2,21 \pm 0,22 \cdot 10^{12} \frac{\text{Photonen}}{\text{sterad} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^2} \quad (6.8)$$

gemessen.

Zur Bestimmung des Pedestals ohne zusätzliche Beleuchtung wird die Kamera bei geschlossenem Kameradeckel ~ 1000 mal künstlich getriggert und für jedes Pixel ein Spektrum der ADC-Werte aufgenommen. Die Mittelwerte dieses Spektrums stellen den Wert der Nulllinie dar. Im Folgenden wird bei dieser Art der Datennahme von Pedestalsruns geredet. Im Mittel dauert ein Pedestalsrun eine Minute.

Zusätzliches Hintergrundlicht erzeugt eine Erhöhung des Rauschens, die Lage der Nulllinie ist wiederum der Mittelwert. Hieraus folgt, daß unter konstanten Bedingungen der Wert des Pedestals, der mittels eines Pedestalsruns bestimmt wurde, für Messungen bei Anwesenheit von Hintergrundlicht weiterhin gültig bleibt.

Während des Betriebs der Kamera erfährt diese jedoch Temperaturänderungen und somit Änderungen des Pedestalwertes, die wie in Abschnitt 6.5.1 gezeigt wurde, nicht zuverlässig vorhersagbar sind, da ca. 40% der Pixel ein “chaotisches“ Temperaturverhalten aufweisen.

Aus diesem Grund muß der Wert der Nulllinie auf einem anderen Wege bestimmt werden. Während der Datennahme wird alle 30 s ein neuer Wert der Nulllinie bestimmt. Hierbei wird ausgenutzt, daß Abbilder von Luftschauern nur einen kleinen Teil der Kamera überdecken. Im Mittel sind 23 Pixel betroffen. Die restlichen können zur Bestimmung der Nulllinie herangezogen werden. Im Folgenden wird die Vorgehensweise näher beschrieben.

In Abbildung 6.16 ist die Lage der Nulllinie in ADC-Werten in Abhängigkeit von der Nummer des Pixels gegeben. Rechts zeigt das Ergebnis für Kanal 1, links für Kanal 0. Die Bestimmung erfolgte mit Pedestalsruns. Aufgrund der Abwesenheit von Hintergrundlicht ist die Lage der Nulllinie besser definiert. Für Kanal 1 (rechtes Diagramm) liegt der Mittelwert bei (-11385 ± 300) ADC-Werten, bei Kanal 0 (linkes Diagramm) bei (-11390 ± 381) . Abbildung 6.17 zeigt für die einzelnen Pixel die Temperatur während des Pedestalsruns, der der Abbildung 6.16 zu Grunde liegt. Die Fehlerbalken geben die Breite der Temperaturschwankungen an, die während der Meßdauer auftraten. Sie liegen im Schnitt bei 0.04° und sind vernachlässigbar.

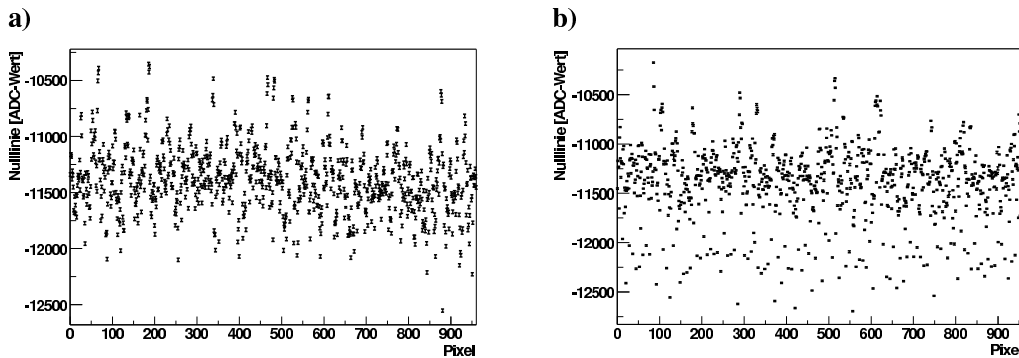


Abbildung 6.16: Lage der Nulllinie in ADC-Werten in Abhängigkeit der Nummer des Pixels. a) zeigt das Ergebnis für Kanal 0, b) für Kanal 1. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die Breite des elektronischen Rauschens wieder. Die Bestimmung erfolgte mit Hilfe eines Pedestalsruns. Der Mittelwert der Nulllinie für Kanal 0 beträgt (-11385 ± 300) ADC-Werte, der von Kanal 1 (-11390 ± 381) ADC-Werte.

Die Pedestalwerte liegen deutlich unterhalb -8000 ADC-Werten. Aus diesem Grund werden Signale oberhalb dieses Wertes nicht zur Pedestalbestimmung herangezogen.

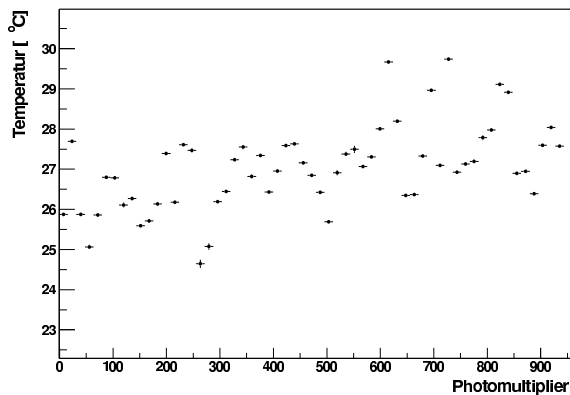


Abbildung 6.17: Temperaturverteilung während des Pedestals zur Bestimmung der elektronischen Pedestalwerte von Abbildung 6.16. Die angegebenen Fehler sind die Temperaturschwankungen während dieser Zeit.

Die verbleibenden Signale werden in Histogramme gefüllt. Je Pixel und Kanal wird ein Histogramm verwendet. Nach 5000 Ereignissen, dies entspricht ca. einer halben Minute, wird das Pedestal bestimmt. Nach der Identifizierung der Untergrundregion wird der Mittelwert der verbleibenden Ereignisse berechnet. Die Bestimmung des Pedestals erfolgt je Kanal auf Grund der hohen Variationen der Nulllinie zwischen den Kanälen.

Die eben beschriebene Methode wird im Folgenden Standardmethode genannt. Zur Überprüfung, ob alle Pedestalereignisse berücksichtigt wurden und alle Signaleereignisse weggeschnitten worden sind, wird eine Alternativmethode (*Schwerpunktschnittmethode*) zur Nulllinienbestimmung angewendet. Hierbei wird der folgende Algorithmus verwendet:

1. Bestimmung des Schwerpunktes des Schauerabbildes nach der in Kapitel 2.1 beschriebenen Methode.
2. Nur Pixel, die mindestens 1° vom Schwerpunkt entfernt sind, werden zur Bestimmung der Nulllinie verwendet. Ebenfalls wird eine Gesamtamplitude des Schauerbildes kleiner 200 Photoelektronen verlangt.
3. Das Pedestal wird nach jeweils 5000 Kameraereignissen für jeden Pixel als Mittelwert bestimmt. Gemittelt wird über alle, für diesen Pixel nach Punkt 2, akzeptierten Ereignisse.

Die Schwerpunktschnittmethode erfordert einen deutlich höheren Rechenaufwand als die Standardmethode. Zum Extrahieren des Signals benötigt man die Lage der Nulllinie. Diese wird mit der Standardmethode bestimmt.

Abbildung 6.18 zeigt die Differenz der Pedestalwerte, die mit den beiden Methoden

bestimmt wurden. P_1 steht für die Standardmethode, P_2 für die Schwerpunktschnittmethode. Man findet eine systematische Verschiebung um $-0,01$ Photoelektronen und eine Streuung von $0,07$ Photoelektronen. Unterschiede in dieser Größenordnung sind für die Datenanalyse unerheblich. Rechts in Abbildung 6.18 ist die Differenz der RMS-Breiten der Pedestals beider Methoden dargestellt. Im Mittel wird die Breite mit der Standardmethode um $0,03$ Photoelektronen überschätzt, die Streuung liegt bei $0,08$ Photoelektronen. Diese Gegenüberstellung macht deutlich, daß die Standardmethode zuverlässig die Pedestalwerte bestimmen kann. Es ist nicht erforderlich, die aufwändige Schwerpunktschnittmethode anzuwenden.

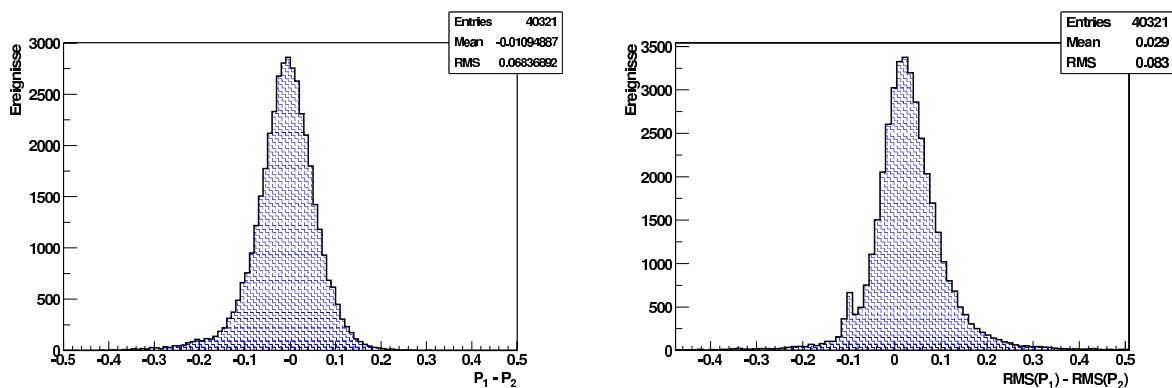


Abbildung 6.18: Links ist die Differenzverteilung der Pedestalwerte der beiden Bestimmungsmethoden gezeigt. Für jeden Photomultiplier und alle Einzelbestimmungen des Pedestals wurde zunächst der Wert mit der Standardmethode bestimmt und davon der Wert der Schwerpunktschnittmethode abgezogen. Rechts ist die Differenzverteilung der Pedestalbreiten gezeigt.

Da mit der Standardmethode etwa alle 30 s neue Pedestalwerte ohne Unterbrechung der Datennahme bestimmt werden können, bietet es sich an, die nach der Standardmethode ermittelten Pedestal nochmals in Bezug auf ihre Temperaturabhängigkeit zu überprüfen. In Abschnitt 6.5.1 wurde Temperaturabhängigkeit des Pedestals unter Verwendung der Ergebnisse von speziellen Pedestalsruns untersucht, d.h. diese Pedestalwerte wurden in Abwesenheit von Hintergrundlicht bei geschlossenem Kameradeckel bestimmt. Da ein solcher spezieller Pedestalsrun im Schnitt eine Minute dauert, ist es nicht möglich, die Temperaturabhängigkeit über einen längeren zusammenhängenden Zeitraum zu bestimmen. Während eines normalen Datenruns, der ca. eine halbe Stunde dauert, ergeben sich trotz aller Bemühungen, die Temperatur in der Kamera möglichst konstant zu halten, Temperaturdifferenzen von $1,5$ bis 2°C . Dies reicht aus, um die Temperaturabhängigkeit mit dem im Abschnitt 6.5.1 beschriebenen Verfahren zu untersuchen. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf diejenigen Pixel gelegt, die in der Analyse des elektronischen Rauschens ein hohes χ^2

je Freiheitsgrad aufwiesen. Das frühere Ergebnis wurde bestätigt, ca. 60 % der Pixel zeigen eine gut definierte lineare Temperaturabhängigkeit. Untersucht man die restlichen 40 % genauer, so zeigt sich, daß zwei Gruppen mit deutlich unterschiedlichen Verhalten existieren. Die eine Gruppe zeigt ein erratisches Verhalten.

Für die zweite findet man, wenn man sich bei der Analyse auf eine einzige Datennahme von ca. 30 Minuten beschränkt, eine gut definierte lineare Temperaturabhängigkeit. Der Temperaturkoeffizienten ändert sich jedoch sprunghaft von Run zu Run. Dies ist in Abbildung 6.19 für zwei verschiedene Runs gezeigt.

Die geschilderten Tatsachen, insbesondere Abbildung 6.19, machen deutlich, wie wichtig es ist, das Pedestal häufig und möglichst zeitgleich zur Messung zu bestimmen. Dies ist auch der Grund, warum diese Messungen schon nach 5000 Kameraereignissen wiederholt werden.

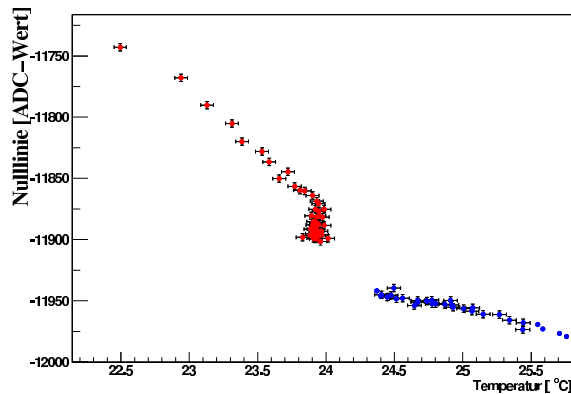


Abbildung 6.19: Lage des Pedestals als Funktion der Temperatur. Die Ergebnisse zweier Datenruns werden für einen Pixel gezeigt. Die Datenruns sind durch unterschiedliche Farben, blau bzw. rot, gekennzeichnet.

6.5.3 Methode zur Bestimmung der Nachhimmelslichtstärke

Im Abschnitt 6.4 wurde die Antwortfunktion von Photomultipliern diskutiert. Die Auslese des Photomultipliers wurde durch das eintreffende Signal ausgelöst. Das gewährleistet, daß das zeitliche Auslesefenster so mit dem Signal synchronisiert wird, daß das Signal vollständig im Fenster liegt. Genauer gesagt, wird während der Datennahme ein Triggersignal nur dann generiert, wenn vier Photomultiplier innerhalb eines Sektors der Kamera oberhalb einer Schwelle von $\sim 5,8$ Photoelektronen liegen (siehe Kapitel). Für die Photomultiplier, die kein Nutzsignal enthalten, hat dies zur Folge, daß die dort eintreffenden Signale des Nachhimmelslichtes nicht mit dem Auslesefenster synchronisiert sind. Es ist dem Zufall überlassen, ob das von einem Photoelektron ausgelöste Signal ganz, teilweise oder gar nicht im Auslesefenster liegt. In den folgenden Abschnitten wird die Antwortfunktion von Photomultipliern und Ausleseelektronik bei externen Trigger hergeleitet und eine Methode zur Bestimmung der Nachhimmelslichtstärke vorgestellt.

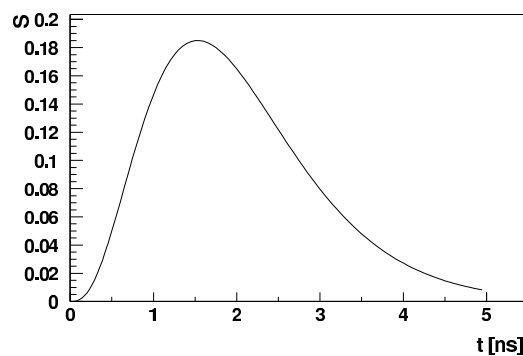


Abbildung 6.20: Photomultipliersignal nach Gleichung 6.9

Da das Signal im allgemeinen nicht vollständig im Auslesefenster liegt, spielt die Form des Photomultipliersignals eine wichtige Rolle. Die Zeitabhängigkeit des nichtintegrierten Signals eines Photomultipliers kann durch folgende Gleichung approximiert werden (siehe [20]):

$$S = t^\alpha \cdot e^{-\lambda t} \quad (6.9)$$

Für die H.E.S.S.-Kamera ist $\lambda = 1.92$ und $\alpha = 2.94$, wenn t in ns gemessen wird. Die Dauer des Photomultipliersignals beträgt ca. 5 ns. Sie wird im Folgenden als exakt 5 ns angenommen. Abbildung 6.5.3 zeigt die resultierende Kurve.

Die Verteilung des integrierten Signals

Die Länge des Auslesefensters beträgt 16 ns. Bezeichnet man mit θ den Beginn des Auslesefensters und mit τ den Beginn des Signals, dann entscheidet $\delta = \theta - \tau$ über die Lage des Signals. Mit Hilfe der sogenannten unvollständigen Gammafunktion

$$\Gamma(\alpha, t) = \alpha \cdot \int_0^t t^{\alpha-1} \cdot e^{-t} \cdot dt \quad (6.10)$$

läßt sich das auf 1 normierte Integral der Formel 6.9 berechnen. Zur Bestimmung des Signalanteils $\psi(\delta)$, der sich im Auslesefenster befindet, erhält man hiermit folgende Funktion:

$$\psi(\delta) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \delta < -5 \text{ ns} \text{ oder } 16 \text{ ns} < \delta \\ \frac{\Gamma(\alpha+1, 5 \cdot \lambda) - \Gamma(\alpha+1, -5 \cdot \delta)}{\Gamma(\alpha+1, 5 \cdot \lambda) - \Gamma(\alpha+1, 0)} & -5 \text{ ns} \leq \delta \text{ und } \delta < 0 \text{ ns} \\ \Gamma(\alpha + 1, 16 - \delta \cdot \lambda) & 0 \text{ ns} < \delta \text{ und } \delta \leq 16 \text{ ns} \end{array} \right\} \quad (6.11)$$

δ ist in ns gegeben. Die resultierende Verteilung von $\psi(\delta)$ ist in Abbildung 6.21 dargestellt.

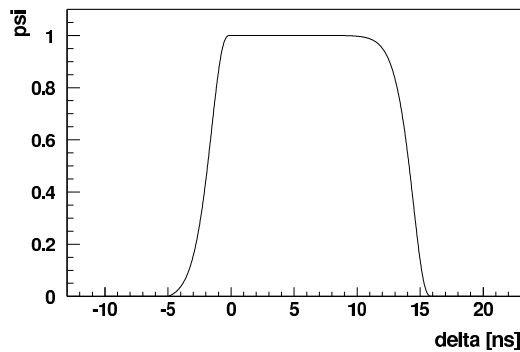


Abbildung 6.21: Verteilung des integrierten Signals $\psi(\delta)$.

Ein Montecarlomodell für die Photomultiplierantwortfunktion

Einige Werte wurden fest vorgegeben:

Breite des elektronischen Rauschsignals $\sigma_0 = 16$

Abstand des Einelektronensignals von der Nulllinie $p_e = 80$

Breite des Einelektronensignals $\sigma_e = 30$

Basis für die Simulation ist die Funktion $\psi(\delta)$ der Gleichung 6.11. Jedes δ innerhalb des Auslesefensters ist gleich wahrscheinlich. Man erzeugt in diesem Intervall eine Menge gleichverteilter Zufallszahlen δ_i , berechnet für jedes δ_i $\psi(\delta_i)$ und aus diesen Werten die dazu gehörigen ADC-Werte $P_i = p + p_e \cdot \psi(\delta_i)$, die in ein Histogramm gefüllt werden. Dabei bezeichnet p die Lage der Nulllinie in ADC-Einheiten. Man erhält ein Histogramm der gewünschten Verteilung für ein Photoelektron. Allerdings enthält diese Simulation noch nicht die natürliche Breite des Einphotoelektronensignals. Deshalb muß jeder Wert $\psi(\delta_i)$ noch mit einer gaußförmigen Streuung von σ_e versehen werden. Die Länge des Auslesefenster Δt muß mindestens 21 ns betragen, da auch die Zeitspanne, in der das Signal nicht vollständig im Auslesefenster liegt berücksichtigt werden muß. Hier wurde $\Delta t = 21$ ns festgelegt.

Für $n > 0$, n sei die Anzahl der Photoelektronen werden dementsprechend zur Berechnung eines Histogrammeintrags n Zufallszahlen δ_i unabhängig voneinander generiert, aus ihnen werden nach Gleichung 6.11 n Zahlen ψ_i berechnet, unabhängig voneinander wird für jeden dieser Werte eine gaußförmige Streuung der Breite σ_e generiert und hinzu addiert. Daraus wird mit Gleichung 6.12 der ADC-Wert P_n berechnet. Dieser wird schließlich in das zugehörige Histogramm eingetragen.

$$P_n = p + p_e \cdot \sum_{i=1}^{i=n} \psi_i \quad (6.12)$$

Man erhält Histogramme, die die Verteilungen der ADC-Signale für n gleichzeitig erzeugte Photoelektronen darstellen. Sie werden mit h_n bezeichnet. Eine Gaußverteilung um p mit der Breite σ_0 wird zur Beschreibung des elektronischen Rauschens herangezogen. Die Histogramme werden mit den Poissonkoeffizienten $(\mu^n \cdot \exp(-\mu))/(n!)$ gewichtet aufaddiert. Sie beschreiben die Antwortfunktion $F(x)$. μ ist der Erwartungswert für die Anzahl der Photoelektronen im Auslesefenster Δt . Mit einer Photoelektronenfrequenz f_{nsb} gilt:

$$\mu = f_{nsb} \cdot \Delta t \quad (6.13)$$

Das Ergebnis der Simulationen zeigt Abbildung 6.22 für 50, 100, 150 und 250 MHz Photoelektronen. n wurde auf maximal 7 beschränkt. Die Lage der Nulllinie wurde willkürlich auf 0 gesetzt. Farblich eingezeichnet sind die Beiträge der einzelnen Histogramme h_n . Abgesehen vom elektronischen Rauschen sind diese einzelnen Komponenten unsymmetrisch. Der Abstand der Mittelwerte der Kurven f_n zum Mittelwert

des elektronischen Rauschens f_0 bzw. dem Mittelwert der benachbarten Komponenten $f_n + 1$ bzw. $f_n - 1$ beträgt 60,7, ist also deutlich geringer als 80,0. Das spiegelt die Tatsache wieder, daß die Signale nur teilweise im Auslesefenster liegen, im Mittel nur $(100 * 60,7)/80 = 76\%$ des vollständigen Einzelphotoelektronensignals.

Die Beschränkung auf $n = 7$ ist bis zu einer Nachthimmelslichtstärke von 150 MHz akzeptabel. Der Beitrag beträgt bei 150 MHz 2,4% vom Gesamtsignal. Bei höheren Werten ist der Beitrag zu groß. In Abbildung 6.22 unten rechts für 250 MHz sieht man einen großen Beitrag von $n=7$.

Definition einer analytischen Beschreibung der Antwortfunktion

Die Antwortfunktion des Pixels kann als Summe von poissongewichteten Funktionen f_n angenommen werden. f_n läßt sich parametrisieren durch die folgende Funktion:

$$f_{n,fit}(x) = s_n \cdot e^{(\lambda_n \cdot c_n \cdot (x - x_{0,n}))} \cdot (c_n \cdot (-x + x_{0,n}))^{\alpha_n} \quad (6.14)$$

Benötigt werden die Parameter Parameter s_n , λ_n , c_n , α_n und $x_{0,n}$. Durch Anpassung von 6.14 an die Histogramme h_n werden sie bestimmt. Für $n=0$ wird eine entsprechend normierte Gaußfunktion $f_{0,fit}(x)$ angesetzt.

Die Teilbilder der Abbildung 6.23 zeigen Anpassungen für $n = 1$ und $n = 7$.

Aus den Funktionen erhält man die Antwortfunktion des Pixels

$$F(x, \mu) \sim F_{fit}(x) = N \cdot \sum_{n=0}^7 \frac{\mu^n \cdot \exp(-\mu)}{n!} \cdot f_{n,fit}(x - p) \quad (6.15)$$

Diese Funktion wird im Folgenden Fitfunktion genannt.

6.5.4 Anwendung der Fitfunktion auf Simulationen des Nachthimmelslichts; Bestimmung der Nachthimmelslichtstärke

Abbildung 6.25 zeigt das Ergebnis der Anwendung der Fitfunktion auf simulierte Daten mit Nachthimmelshintergrundfrequenzen von 60 MHz, 100 MHz und 150 MHz Photoelektronen. Es ist jeweils ein Beispiel der Intensitätsverteilung eines Pixels und die Verteilung des Nachthimmelslichts aller Pixel gezeigt. Der theoretische Wert wird gut rekonstruiert. Man findet eine geringe systematische Abweichung zu niedrigeren Werten, wie Tabelle 6.3 und Abbildung 6.24 zeigen. Das Verhältnis von rekonstruierten zu den theoretischen Werten der Montecarlosimulation beträgt im Mittel 0,99.

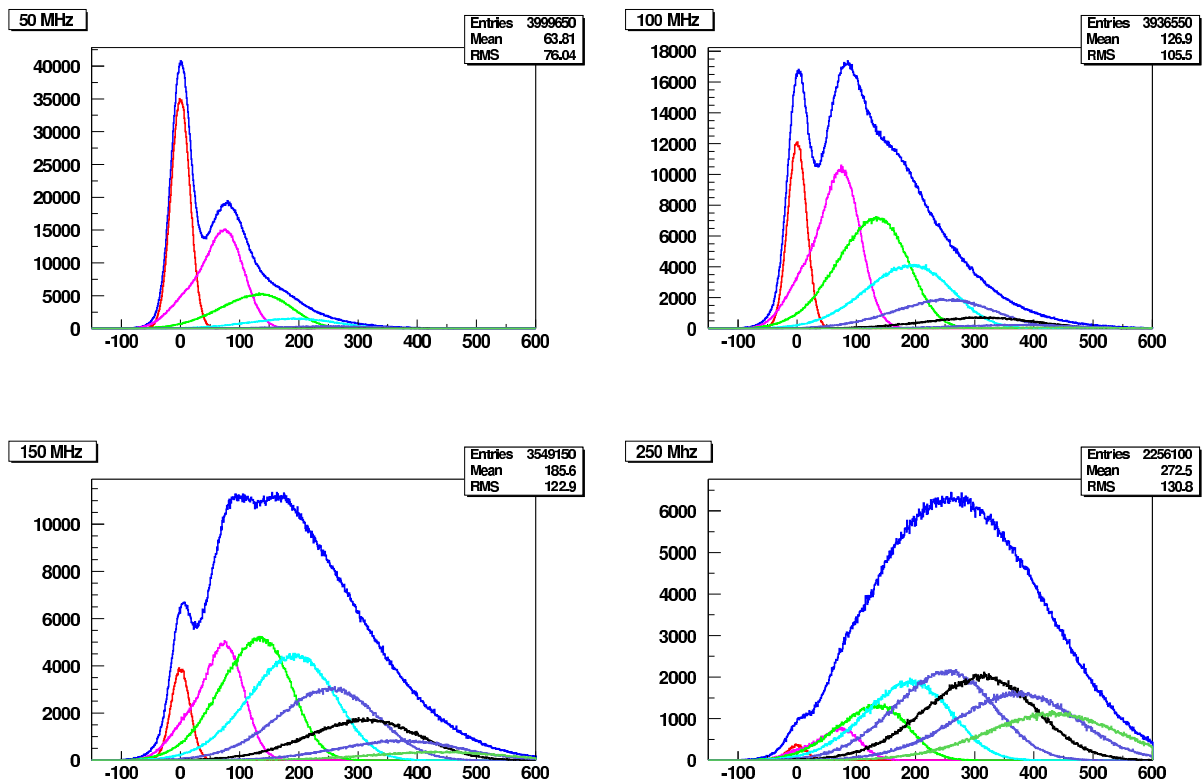


Abbildung 6.22: *Simulierte Antwortfunktionen für verschiedene Nachthimmelslichtstärken. Nulllinie bei 0, Breite des elektronischen Rauschens 16; Lage des Einzelphotoelektronensignals 80, Breite 30. In allen Diagrammen wurden, farblich abgesetzt, die einzelnen Komponenten der Poissonverteilung eingezeichnet.*

6.5.5 Anwendung der Fitfunktion auf reale Daten; Bestimmung der Nachthimmelslichtstärke

Krebsnebel

Die Abbildung 6.26 zeigt das Ergebnis der Nachthimmelslichtbestimmung der Umgebung des Krebsnebels. Der Mittelwert beträgt 149 ± 23 MHz.

PKS 2155-304

In den Abbildung 6.27 findet sich ein Histogramm von Run 6369. Die beobachtete mittlere Nachthimmelslichtstärke beträgt 107 ± 17 MHz.

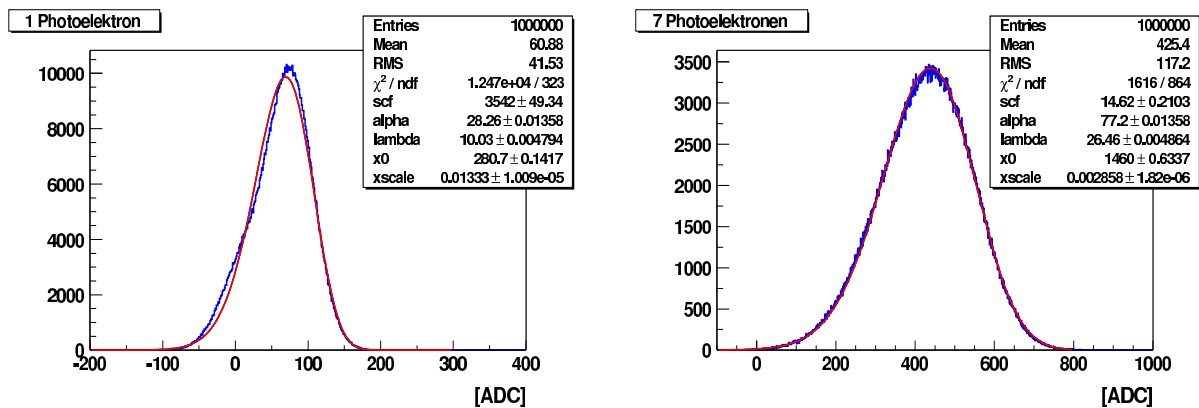


Abbildung 6.23: Fits an Histogramme für 1 und 7 Photoelektronen

Theorie	rekonstruiert	rel. Fehler	Theorie - reko.	rel. Abw.
20 MHz	15 ± 1 MHz	6,5 %	5,1 MHz	25,5 %
40 MHz	34 ± 2 MHz	5,2 %	5,7 MHz	14,3 %
60 MHz	57 ± 3 MHz	4,5 %	3,1 MHz	5,2 %
80 MHz	78 ± 3 MHz	4,3 %	2,1 MHz	2,6 %
100 MHz	97 ± 4 MHz	4,0 %	2,9 MHz	2,9 %
120 MHz	116 ± 5 MHz	4,0 %	4,4 MHz	3,7 %
150 MHz	143 ± 6 MHz	4,1 %	7,2 MHz	4,8 %
250 MHz	229 ± 10 MHz	4,4 %	21,3 MHz	8,5 %

Tabelle 6.3: Nachthimmelslicht, theoretische Werte von Montecarlosimulationen und die entsprechenden rekonstruierten Werte

Der Unterschied der Nachthimmelslichtfrequenzen wird durch die Lage des Krebsnebels und PKS 2155-304 hervorgerufen. Die Streuung der Meßergebnisse ist im Vergleich zu den Ergebnissen bei der Anwendung auf Simulationen deutlich größer. (15 % im Vergleich zu $\sim 6\%$). Der Grund liegt unter anderem an dem Vorhandensein von Sternen im Gesichtsfeld der Kamea. Bei der Extraktion der Histogramme der Krebsnebel- und PKS 2155-304 Daten wurde zwar die Schwerpunktschnittmethode verwendet. Pixel, die jedoch nicht voll vom Sternenlicht betroffen sind, detektieren ein erhöhtes Nachthimmelslicht, werden jedoch nicht aus der Analyse herausgenommen.

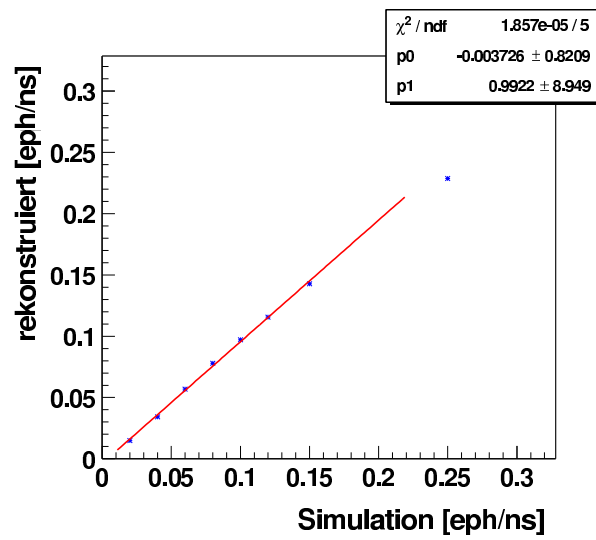


Abbildung 6.24: Gegenüberstellung der rekonstruierte Werte des Nachthimmelslicht und der theoretischen Werte.

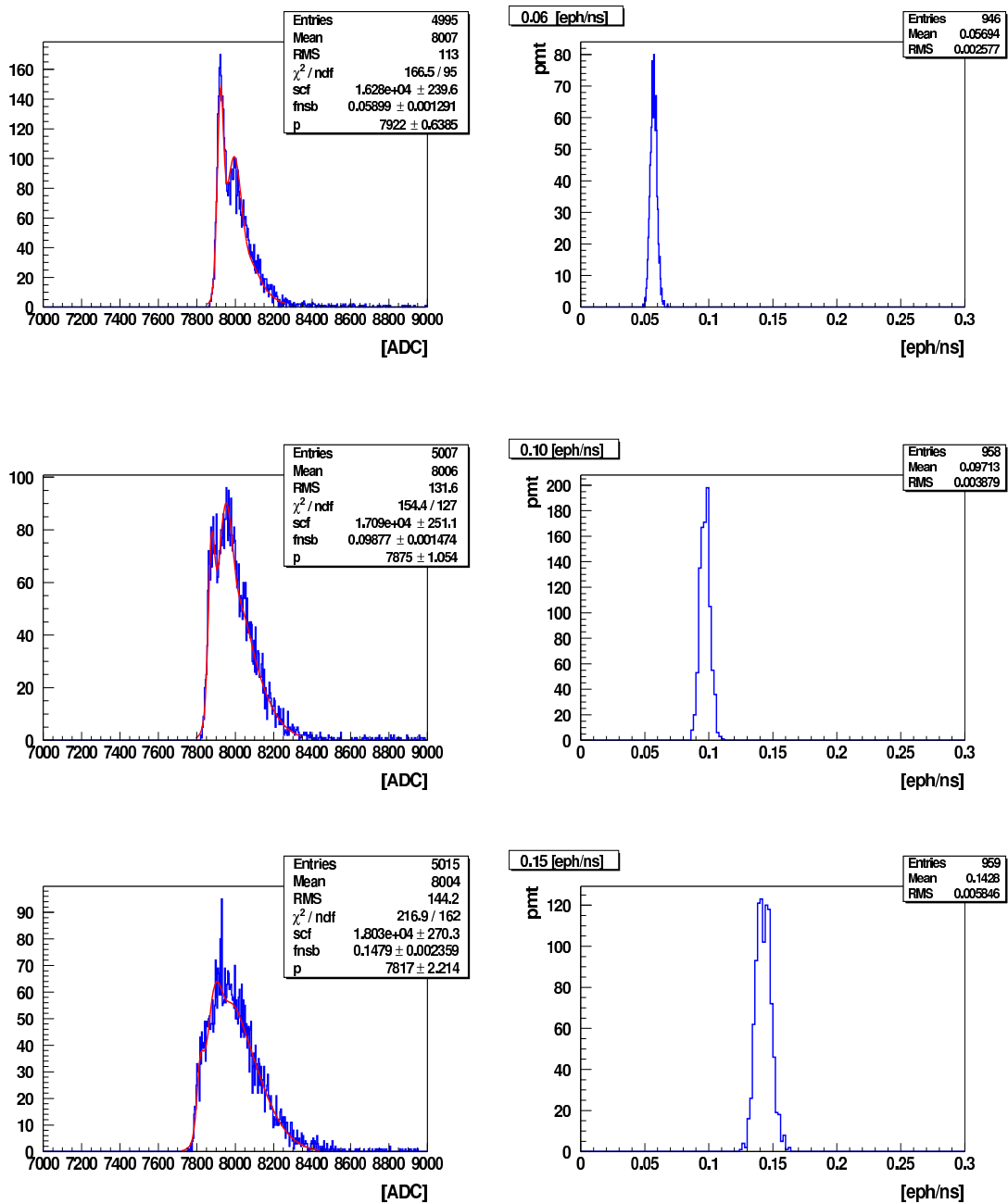


Abbildung 6.25: Anpassung der Fitfunktion an Montecarlosimulationen von Kamerabildern mit Nachthimmelshintergrundfrequenzen von 60 MHz, 100 MHz und 150 MHz Photoelektronen. Je ein Beispiel mit der Intensitätsverteilung für ein Pixel und die Verteilung der Nachthimmelslichtstärke für alle Pixel.

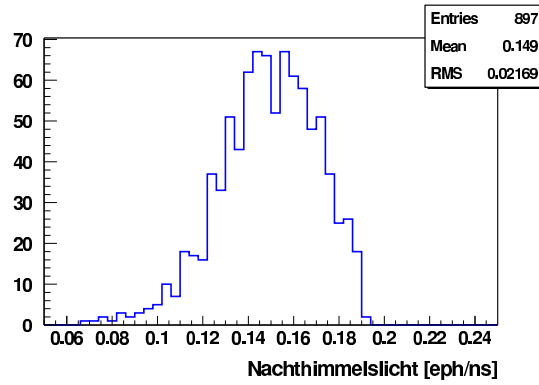


Abbildung 6.26: Bestimmung des Nachthimmelslichtes im Bereich des Krebsnebels für den Run 6746.

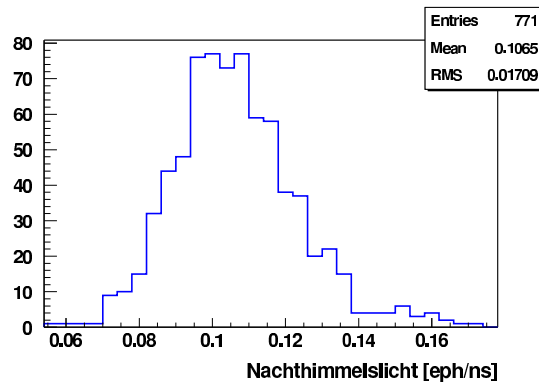


Abbildung 6.27: Bestimmung des Nachthimmelslichtes im Bereich des PKS 2155 für den Run 6369 .

6.6 Verstärkung des Photomultipliersignals

Wie in Kapitel 5 erwähnt, existieren für jeden Pixel zwei Verstärkerkanäle. Die direkte Messung des Konversionsfaktors von ADC-Werten zu Photoelektronen ($K_{Phe/ADC}$) ist nur mit der starken Verstärkung (Kanal 0) möglich, da nur hier das Einzelphotoelektronensignal aufgelöst werden kann. Zur Umrechnung der gemessenen ADC-Werte in Photoelektronen für die geringere Verstärkung benötigt man das Verhältnis der beiden Verstärkungen ($R_{K0,K1}$). Dieses Verhältnis sollte theoretisch gleich dem Verhältnis der Nennverstärkungen der beiden Kanäle $50:3.8 = 13.16$ sein. Die Anzahl der detektierten Photoelektronen für Kanal 1 (Phe_{K1}) berechnet sich damit wie folgt:

$$\begin{aligned} Phe_{K1} &= ADC_{K1} \cdot \frac{V_{K0}}{V_{K1}} \\ &= \frac{ADC_{K1}}{K_{Phe/ADC}} \cdot R_{K0,K1} \end{aligned} \quad (6.16)$$

ADC_{K1} steht für den in Kanal 1 gemessenen ADC Wert. $K_{Phe/ADC}$ ist der für Kanal 0 gültige Konversionfaktor von ADC Werten zu Photoelektronen, d.h die Lage des Einzelphotoelektronensignals. V_{K0} ist die hohe Verstärkung, V_{K1} die schwache.

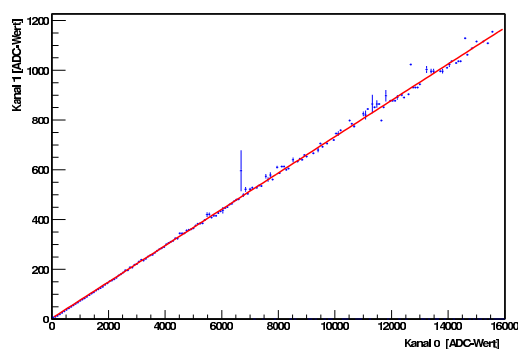


Abbildung 6.28: Mittelwerte von Kanal 1 als Funktion von Kanal 0 im linearen Bereich der starken Verstärkung. Alle Werte stammen von einem Photomultiplier.

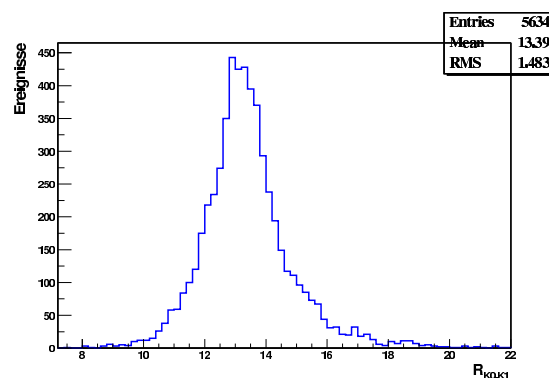


Abbildung 6.29: Das Verhältnis der beiden Verstärkungen desselben Photomultipliers wie in Abbildung 6.28 während einer Meßzeit von 30 min.

Zur Bestimmung des Verhältnisses werden normale Meßdaten verwendet. Trägt man die pedestalkorrigierten ADC Werte der schwachen Verstärkung gegen die der starken auf, gibt die Steigung das Verhältnis wieder. In Abbildung 6.28 sind die Werte

der beiden Signale gegeneinander aufgetragen. Die Steigung ist $7,4 \cdot 10^{-2} \pm 4,3 \cdot 10^{-3}$, dies entspricht einem $R_{K0,K1}$ von 13,89. Abbildung 6.29 zeigt die Verteilung des Wertes $R_{K0,K1}$, hier berechnet mit der folgenden Formel:

$$R_{K0,K1} = \frac{ADC_{K0} - P_{K0}}{ADC_{K1} - P_{K1}} \quad (6.17)$$

ADC_{K0} und ADC_{K1} sind die gemessenen Werte der beiden Verstärkungskanäle, P_{K0} und P_{K1} stehen für die Pedestalwerte. Die RMS-Breite der Verteilung beträgt 1,5 ADC-Einheiten.

Abbildung 6.30 zeigt das Ergebnis aller Photomultiplier der H.E.S.S. Kamera für eine Nacht im November 2002. Der Mittelwert liegt bei $13,0 \pm 0,4$. Der Wert $R_{K0,K1}$ wird jede Nacht neu bestimmt. Auf die Stabilität dieser Meßgröße wird in Abschnitt 6.11 eingegangen.

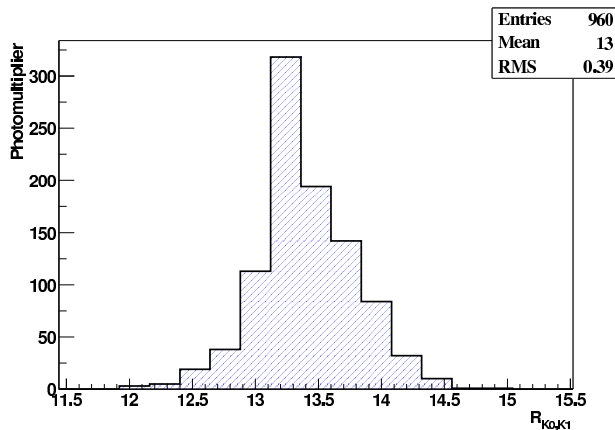


Abbildung 6.30: Verteilung des Verhältnisses der starken Verstärkung zur schwachen Verstärkung. Gemessen im November 2002.

6.7 Abgleich der Empfindlichkeit der Photomultiplier

Um ein homogenes Verhalten aller Pixel der Kamera zu erhalten, muß das Ausgangssignal jedes einzelnen Photomultipliers angepaßt werden. Dazu dient das Laserkalibrationsystem. Bei konstanter Beleuchtungsstärke wird die Kamera ca. 1000 Mal mit einer Frequenz von 20 Hz mit dem Laser beleuchtet. Jeder einzelne Photomultiplier wird auf den Mittelwert der Kamera abgeglichen. Die Genauigkeit des Abgleichs hängt nicht allein von der Kamera ab. Vielmehr tragen Laserfluktuationen zusätzlich zur Ungenauigkeit bei. Zur Steigerung der Genauigkeit wird diese zusätzliche

Laserfluktuation aus den Photomultiplierdaten herausgerechnet. Das Rechenverfahren läuft in mehreren Schritten ab und wird im Folgenden kurz skizziert.

1. Bestimmung des Mittelwertes der Photomultipliersignale der Kamera ($\overline{A_k}$) unter Verwendung aller Ereignisse

Ist $P_{n,p}$ die Amplitude des Photomultipliers p für das Ereignis n und N die Anzahl der Gesamt Ereignisse, dann ergibt sich für den Gesamtmittelwert ($\overline{A_k}$):

$$\overline{A_k} = \frac{\sum_{n=0}^N \sum_{p=0}^{959} P_{n,p}}{N \cdot 960} \quad (6.18)$$

Der relative Fehler des Mittelwertes berechnet sich zu:

$$\Delta \overline{A_k} = \frac{1}{\overline{A_k}} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{n=0}^N \sum_{p=0}^{959} (P_{n,p} - \overline{A_k})^2}{N \cdot (N - 1) \cdot 960 \cdot 959}} \quad (6.19)$$

Bei einer typischen Beleuchtung mit 30 Photoelektronen pro Laserpuls ist die Breite der Amplitude eines einzelnen Photomultiplier 20 %. Aufgrund von unterschiedlichen Quanteneffizienzen der Photomultiplier verbreitert sich die Gesamtverteilung aller Photomultiplieramplituden auf ca. 30 %. Bei insgesamt 1000 Laserschüssen und 30 % Amplitudenbreite liefert Formel 2 0,03% als Fehler auf den Kameramittelwert. Abhängig von der Anzahl der Laserstatistik und der Photomultiplieramplitude ist eine relativer Fehler von kleiner 1% gegeben.

2. Eliminierung der Laserfluktuation aus den Meßdaten

Um die Fluktuation des Lasers aus den Meßdaten herauszurechnen, bestimmt man für jedes einzelne Laserereignis den Mittelwert über alle Photomultiplier ($\overline{A_{k,n}}$). Hierdurch erhält man die aktuelle Abweichung dieses Laserpulses vom Mittelwert ($\overline{A_k}$) und damit die Möglichkeit die Amplitude jedes einzelnen Photomultipliers für diesen Puls auf $\overline{A_k}$ unter Berücksichtigung der Laserfluktuation zu normieren. So ergibt sich für die korrigierte Amplitude $P_{korrr,n,p}$:

$$K_{Laser,n} = \frac{\overline{A_{k,n}}}{\overline{A_k}} \quad (6.20)$$

$$P_{korrr,n,p} = P_{n,p} \cdot K_{Laser,n} \quad (6.21)$$

Der Fehler auf den Korrekturfaktor $K_{Laser,n}$ ist gegeben durch

$$\Delta K_{Laser,n} = \sqrt{\Delta \overline{A_{k,n}}^2 + K_{Laser,n}^2 \cdot \Delta \overline{A_k}^2} \quad (6.22)$$

$\Delta \overline{A_{k,n}}$ der Formel 6.22 ist der relative Fehler von $\overline{A_{k,n}}$ bezogen auf $\overline{A_k}$. Betrachtet man das unter 2 gegebene Beispiel ergibt sich ein Fehler von 1%.

Abbildung 6.31 zeigt die Verteilung von $K_{Laser,n}$ der Gleichung 6.20, d. h. die Mittelwerte $\overline{A_{k,n}}$ über alle Photomultiplier der Kamera für einzelne Laserereignisse normiert auf den Gesamtmittelwert aller Ereignisse $\Delta \overline{A_k}$. Diese Verteilung spiegelt das Verhalten des Lasers selbst ohne die Fluktuationen der Photomultiplier wider. Die Laserbreite liegt bei $\sim 3\%$.

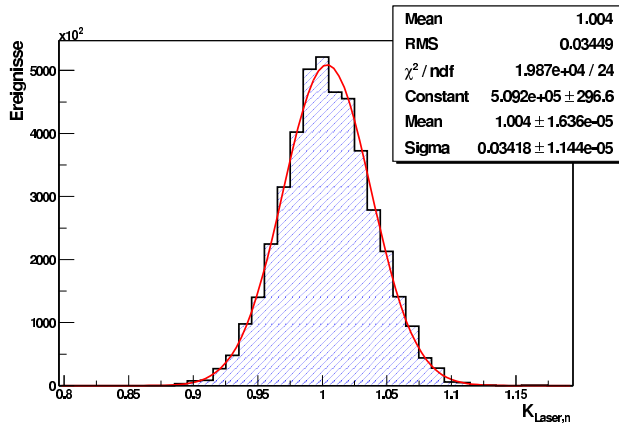


Abbildung 6.31: Verteilung der Amplitudenmittelwerte aller Photomultiplier der Kamera einzelner Laserereignisse normiert auf den Gesamtmittelwert aller Ereignisse.

3. Bestimmung des Mittelwertes des einzelnen Photomultipliers (\overline{P}).

Als nächstes wird der Mittelwert der korrigierten Photomultiplieramplituden $P_{corr,n,p}$ über alle Ereignisse für jeden einzelnen Photomultiplier berechnet. Bei der Fehlerbetrachtung muß der Fehler des Normierungsfaktors $\Delta K_{Laser,n}$ berücksichtigt werden. Dieser ist mit 1% vernachlässigbar, da die Streuung des einzelnen Photomultipliers bei $\sim 20\%$ liegt. Man erhält als Fehler 1%.

4. Abgleich der Empfindlichkeit der Photomultiplier

Als letzter Schritt wird die relative Abweichung der mittlere Photomultiplieramplitude vom Kameramittelwert $\overline{A_{k,n}}$ bestimmt. Dieser Wert wird im folgenden *Flatfieldkoeffizient* (Ff_p) des Photomultiplier p genannt. Der Fehler liegt in der Größenordnung von 1-2 %, abhängig von der Anzahl der Laserschüsse.

Zur Überprüfung des vorstehend beschriebenen Verfahrens wurden zwei Laserruns bei gleicher Beleuchtungsstärke unmittelbar hintereinander aufgenommen. Jeder Laserrun umfaßte 1000 Schüsse. Der erste Run diente zur Bestimmung der Flatfieldkoeffizienten, deren Verteilung in Abbildung 6.32 links dargestellt ist. Man erkennt,

daß die Verteilung der Quanteneffizienz eine Breite von 11% aufweist. Dabei ist hier die Quanteneffizienz der Photomultiplier einschließlich der Sammeleffizienz der Winstoncones gemeint.

Mit den so ermittelten Kalibrationswerten wurden die Daten des zweiten Datensatzes korrigiert und die Empfindlichkeit der Photomultiplier abgeglichen. Auf diesen 'flatfield kalibrierten' Datensatz wurde die vorhin beschriebene Prozedur angewendet und erneut die Abweichung der mittleren Photomultiplieramplitude vom Kameramittelwert berechnet. In Abbildung 6.33 ist das Ergebnis des Abgleichs der Photomultiplier gezeigt. Links für Kanal 0, rechts für Kanal 1. Aufgetragen ist die Abweichung des Mittelwertes des einzelnen Photomultipliers vom Mittelwert der Kamera. Man erkennt, daß der erreichte Wert 0,5 % ist. Dieser Wert ist abhängig von der Laserstatistik. Er stellt eine untere Grenze dar. Änderungen der Empfindlichkeit oder der Verstärkung während der Datennahme können nicht berücksichtigt werden und resultieren in einer Verschlechterung der Kamerahomogenität.

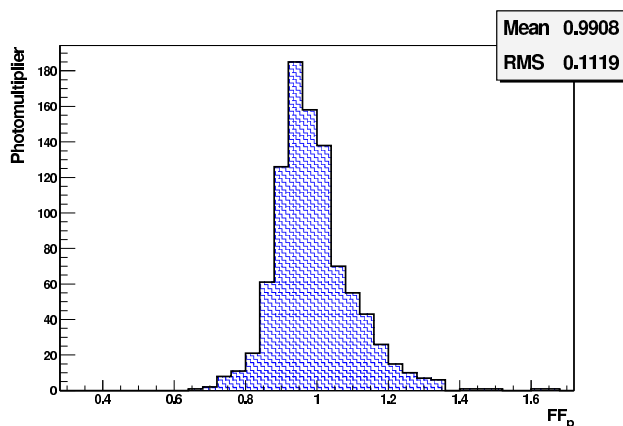


Abbildung 6.32: Abgebildet ist die Verteilung der Flatfieldkoeffizienten. Diese Verteilung entspricht der Quanteneffizienzverteilung der Photomultiplier .

6.8 Eine weitere unabhängige Kalibrationsmethode

Wie im folgenden gezeigt wird, läßt sich aus Streuung der Amplitudenverteilung von Pixeln bei Beleuchtung mit konstanter Intensität die Anzahl der Photoelektronen bestimmen. Zur Messung der Amplitudenverteilung wird wieder das Laserkalibrationsystem genutzt.

Ist N die mittlere Anzahl der Photoelektronen, die an der Photokathode eines Pixels

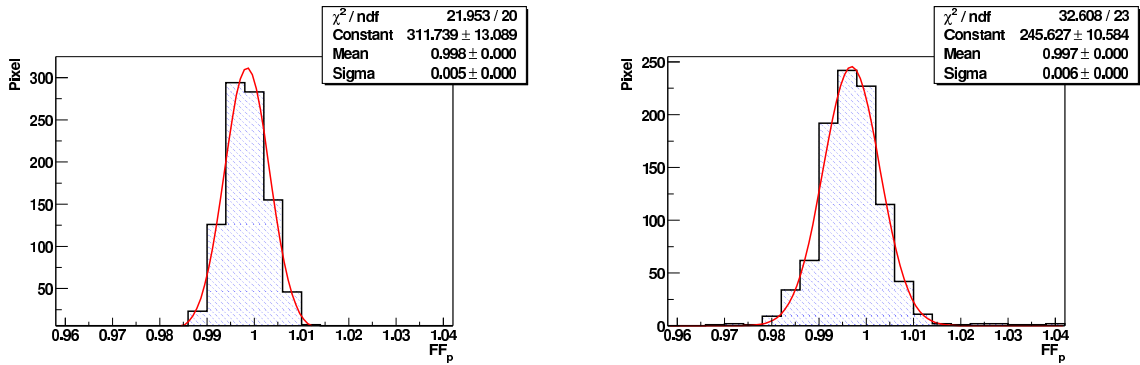


Abbildung 6.33: Abgebildet ist die Abweichung der mittleren Photomultiplieramplitude vom Kameramittelwert. Die Laserdaten wurde vorher vollständig kalibriert. Links ist Kanal 0, recht Kanal 1.

erzeugt werden, so gilt für die relative Breite der Amplitudenverteilung:

$$\sigma_{M^*}^2 = \frac{1}{N} + \frac{\sigma_{SPE}^2}{N} + \sigma_L^2 \quad (6.23)$$

Der erste Term berücksichtigt die Fluktuation der Anzahl der erzeugten Photoelektronen, der zweite Term die Einzelektronenstatistik. Drittens tragen die Schwankungen der Lichtintensität des Lasers (σ_L) zur Breite der Verteilung bei. Da das Laserkalibrationssystem so konstruiert ist, daß der Laser die gesamte Kamera homogen ausleuchtet, kann die Laserintensität mit allen Pixeln gleichzeitig gemessen werden. Wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben wurde, kann man die relative Intensität aller Pixel mit einer Genauigkeit von ca. 1% bestimmen und die Pixel-signale mit entsprechender Genauigkeit normieren. Die Laserfluktuation aus diesen relativen Intensitäten ist herauskorrigiert. Bei Verwendung solcher Daten entfällt der Term σ_L^2 in der Gleichung 6.23, sodaß man die Anzahl der Photoelektronen des Pixels direkt berechnen kann:

$$\overline{Phe_i} = \frac{1 + \sigma_S^2 PE}{\sigma_M^{(i)2} - p^2} \quad (6.24)$$

Wenn $\overline{F_i}$ den mittleren Amplitudenwert des Pixels i bezeichnet, erhält man für den Konversionsfaktor von ADC-Einheiten in Anzahl der Photoelektronen das folgende Ergebnis:

$$K_{Phe/ADC,2} = \frac{\overline{Phe_i}}{\overline{F_i}} \quad (6.25)$$

Zur Kontrolle wurde dieses Verfahren (2) mit der in den vorgängigen Abschnitten beschriebenen Methode (1) verglichen. Die Abbildung 6.34 zeigt ein Histogramm

der Differenz $K_{Phe/ADC,1} - K_{Phe/ADC,2}$ der nach beiden Methoden für die einzelnen Pixel gemessenen Konversionsfaktoren, die zudem auf $K_{Phe/ADC,1}$ normiert wurden. Beide Methoden liefern innerhalb des zu erwartenden Fehlerbereichs das gleiche Ergebnis. Wir bevorzugen jedoch die aufwendigere, früher beschriebene Methode (1), da sie im Rechenablauf vielfache Möglichkeiten zur Fehlerkontrolle bietet und daher weniger fehleranfällig erscheint.

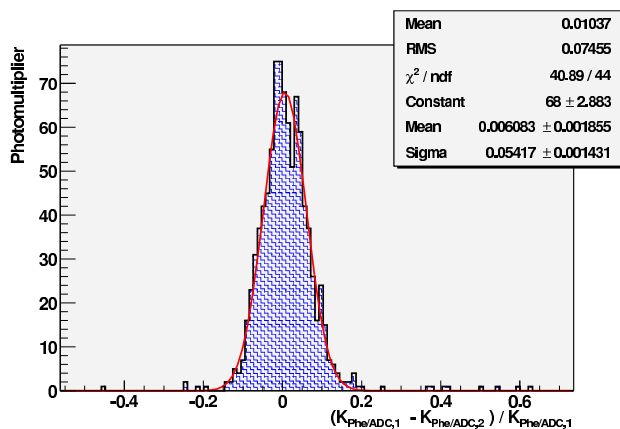


Abbildung 6.34: Histogramm der auf $K_{Phe/ADC,1}$ normierten Differenz $K_{Phe/ADC,1} - K_{Phe/ADC,2}$.

6.9 Wahl des Verstärkungskanals

Jede Pixel hat zwei Verstärkungskanäle mit unterschiedlichen Linearitätsbereichen: Kanal 0 zwischen 0 und ~ 150 Photoelektronen, Kanal 1 zwischen 3 und 1600 Photoelektronen. Unterhalb 100 Photoelektronen werden daher die Daten der empfindlicheren Kanals 0 zur weiteren Analyse verwendet, oberhalb dieser Schwelle die Daten aus Kanal 1 (siehe [15])

6.10 Qualität der einzelnen Meßkanäle

Eine konstante und hohe Datenqualität kann nur durch genaue Kontrolle der Elektronik und jedes einzelnen Pixels gewährleistet werden. Ein erster notwendiger Schritt dazu ist die Klassifizierung und Kennzeichnung fehlerhafter Pixel.

Folgende Klasseneinteilung hat sich bewährt:

1. in Ordnung
2. grob fehlerhaft, aus der Analyse auszuschließen

3. besondere Behandlung der Meßdaten erforderlich

Einige Probleme und Fehler, die in der Vergangenheit häufiger aufgetreten sind, werden in den folgenden Abschnitten aufgezeigt und ihre Auswirkungen auf Analyse und Kalibration diskutiert.

Zweigipflige Verteilung des elektronischen Rauschens

In Abschnitt 6.5.1 wurde bereits erwähnt, daß sich das elektronische Rauschen einiger Pixel vom Rauschverhalten der restlichen deutlich unterscheidet. Die RMS Breite solcher Pixel ist deutlich größer als 15 ADC-Werte für Kanal 0 und 6 ADC-ADC-Werte für Kanal 1. Betrachtet man die Verteilung der ADC-Werte eines betroffenen Pixels, erkennt man eine zweigipflige Struktur. Abbildung 6.35 zeigt beispielhaft die Verteilungen von zwei verschiedenen Pixeln. Es werden die Meßergebnisse von verschiedenen Datenruns graphisch dargestellt.

Die Datennahme erfolgte bei geschlossenem Kameradeckel, d.h. bei völliger Dunkelheit. Deutlich ist zu erkennen, daß diese zweigipflige Struktur und die Breite der Verteilung während der gesamten Meßperiode konstant blieb. Zweigipflige Verteilungen findet man in Kanal 1 häufiger als in Kanal 0. In Kanal 0 liegt die Anzahl der betroffenen Pixel unterhalb 1%, für Kanal 1 dagegen bei 2 %. Die Ursache der zweigipfligen Verteilungen kann nicht am Photomultiplier liegen, da beide Kanäle unterschiedlich betroffen sind. Die Ursache liegt an der nachgelagerten Elektronik. Diese Verteilungen stellen für die Datenanalyse kein Problem dar, da das Verhalten während der gesamten Meßperiode unverändert bleibt, ist die einzige Folge eine noch unkritische Verbreiterung des elektronischen Rauschens.

Stern im Gesichtsfeld eines Photomultipliers

Liegt ein Stern im Gesichtsfeld der Kamera, so werden einzelne Photomultiplier ständig einer erhöhten Lichtintensität ausgesetzt. Berücksichtigt man diese Signale bei der Berechnung der Bildparameter, werden falsche Hillasparameter-Werte bestimmt. Die Identifizierung dieser Pixel und ihr Ausschluß aus der Analyse wird auf zweierlei Weise verwirklicht.

Die erste beruht auf der Tatsache, daß während der Datennahme der Anodenstrom der Photomultiplier dauernd gemessen wird. Dieser ist ein Maß für den auf den Photomultiplier einwirkenden Photonenstrom. Wenn der Anodenstrom eine vorgegebene Schwelle überschreitet, wird die Hochspannung der betroffenen Photomultiplier ausgeschaltet. Dies dient dem Schutz der Photomultiplier. Die Höhe der Schwelle wurde auf der Basis von Laborversuchen festgelegt (siehe [15]).

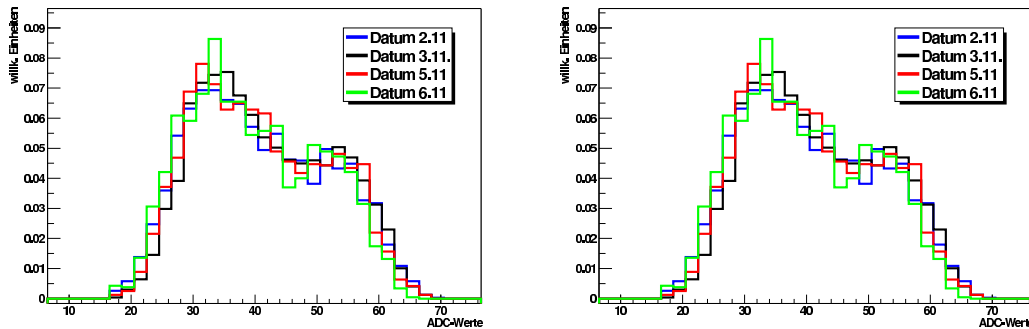


Abbildung 6.35: Verteilung des elektronischen Rauschens von Kanal 1 zweier Pixel im November 2002. Zu erkennen ist eine zweigipflige Struktur, die während der gesamten Messperiode gleich blieb.

Während die erste Methode *Online* während der Datennahme vor sich geht, wird die zweite Methode nach erfolgter Datennahme *Offline* angewendet. Um eine optimale Qualität der Daten sicherzustellen, werden beide Methoden angewendet.

Zwei unterschiedliche Kriterien dienen bei der zweiten Methode zur Identifizierung von Pixeln, die direkt von Sternenlicht betroffen sind. Zum einen wird die Breite des Pedestals betrachtet und zum anderen die Häufigkeit, mit der das Signal oberhalb von drei bzw. zehn Photoelektronen liegt.

Abbildung 6.36 zeigt den Blick auf die Kamera. Gelb eingezeichnet sind drei Pixel, in deren Gesichtsfeld sich ein Stern während der Datennahme befunden hat. Der Stern ist von Pixel Nummer 834 über 837 nach 838 gewandert.

In Abbildung 6.37 links oben ist die Häufigkeit von Ereignissen mit einem Signal oberhalb zehn Photoelektronen für die Pixel 824 bis 880 aufgetragen. Es handelt sich um die Datennahme, die der Abbildung 6.36 zu Grunde liegt. Die anderen drei Histogramme zeigen die Amplitudenverteilung der Pixel 834, 838 und 837 farbkodiert zu unterschiedlichen Zeiten der Datennahme.

Die Meßdauer für jedes Histogramm betrug jeweils eine halbe Minute. Die farbliche Kodierung bezieht sich auf die Zeit nach Beginn der Datennahme:

Pixel 834 zeigt anfangs eine breite Verteilung. Nachdem die kritische Stromstärke erreicht ist, wird nach Methode 1 die Hochspannung abgeschaltet. Danach sieht der Photomultiplier kein Signal mehr (rote Kurve in Abbildung 6.37). Der Stern gelangt langsam in das Gesichtsfeld von Pixel 837, dies ist deutlich im Histogramm rechts oben der Abbildung 6.37 zu erkennen. Schließlich gelangt er zu Pixel 838. Betrachtet man die Häufigkeitsverteilung links oben genauer, so stellt man fest, daß das

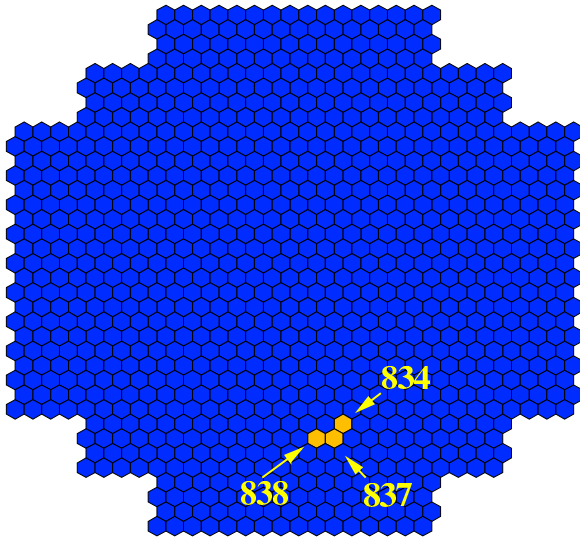


Abbildung 6.36: *Blick auf die Kamera. Pixel, in deren Gesichtsfeld sich ein Stern befindet, sind gelb markiert. Der Stern wanderte in diesem Beispiel von Pixel 834 über 837 nach 838.*

grün:	0 Minuten
rot:	6 Minuten
blau:	16 Minuten
braun:	30 Minuten

Sternenlicht in Kanal 838 deutlich zu sehen ist, wohingegen Pixel 837 und 834 keine Auffälligkeiten aufweisen. Das liegt daran, daß diese Histogramme alle Ereignisse der Datennahme enthalten, die Pixel 834 und 838 aber nur eine relativ kurze Zeit betroffen waren.

Aus dem vorher Besprochenem ergibt sich, daß die Breite des Pedestals und die Häufigkeit der Signale über einer geeigneten Schwelle gemeinsam die Identifikation von Pixeln unter direktem Sternenlicht ermöglichen.

Das eben beschriebene Verfahren wird ein zweites Mal durchgeführt diesmal allerdings für Pixel mit Signal über 3 Photoelektronen. Beide Ergebnisse, also mit den Grenzwerten 3 und 10 Photoelektronen, werden gemeinsam zur Identifikation von Pixeln unter direktem Sternenlicht und zum Ausschluß dieser Pixel aus der Analyse herangezogen. Das geschieht auf folgende Weise:

Aus den Häufigkeitsverteilungen wird jeweils das Maximum bestimmt. Dann wird

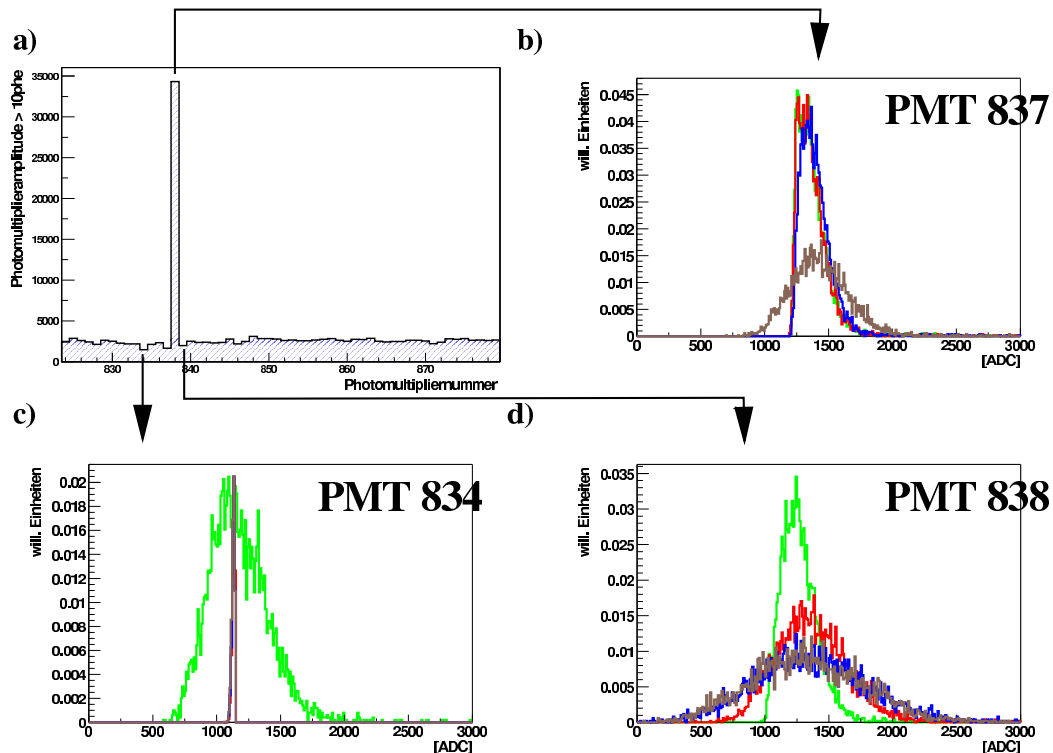


Abbildung 6.37: Links oben die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Ereignisse je Pixel mit einem Signal größer 10 Photoelektronen für die Pixel 824 bis 880. Die restlichen Histogramme zeigen die Amplitudenverteilung der Pixel 834, 837 und 838. Die Messperiode dauerte jeweils eine halbe Minute. Farblich kodiert ist die zeitliche Abfolge: Grün nach 0 Minuten, rot nach 6, blau nach 16 und braun nach 16.

eine Gaußkurve angepaßt und die Breite der Verteilung bestimmt. Dabei werden Pixel mit hohem Einträgen nicht mit einbezogen. Alle Pixel, die weiter als 4σ vom Maximum entfernt liegen, werden von der Analyse ausgeschlossen. Weiterhin werden alle jene Pixel eliminiert, bei denen die Breite des Pedestals eines Pixels mehr als viermal über der mittleren Breite der anderen Pixel liegt.

Probleme des Analog Ring Samplers

In Kapitel 5.2.1 wurde die Ausseelektronik der Kamera beschrieben. Das Kernstück stellt hierbei der Analog Ring Sampler dar, in dem die Daten gespeichert und ausgelesen werden. Eine wichtige Größe ist der Nd-Wert, der die Zeitspanne angibt, die verstreicht, bis ein Photomultipliersignal ein Triggersignal erzeugt hat. Dieser Wert steuert die Auslese. Die aktuell in der H.E.S.S.-Kamera verwendete Elektronik weist

das Problem auf, daß der Startpunkt bei $\sim 5\%$ der Photomultiplier nicht korrekt gesetzt wird. Damit liegt das Auslesefenster zeitlich beliebig versetzt gegenüber dem Photomultipliersignal. Dies hat zur Folge, daß hauptsächlich Untergrund und kaum Signal ausgelesen wird. Da jeweils vier Kanäle einem ARS Chip zugeordnet sind, betrifft dieses Problem immer gleichzeitig vier Kanäle. Anders ausgedrückt heißt das, es sind jeweils entweder Kanal 0 oder 1 von vier benachbarten Photomultipliern betroffen. Im Folgenden nennen wir diesen Elektronikfehler *ARS-Problem*.

Die Identifikation von Kanälen, die vom ARS-Problem betroffen sind, geschieht nach der Datennahme. Hierbei wird ausgenutzt, daß solche Kanäle mehr Untergrundereignisse im Vergleich zu normal funktionierenden aufweisen. Ebenfalls fehlt die eindeutige Korrelation zwischen der großen und der kleinen Verstärkung. In Abbildung 6.38 sind Meßwerte der kleinen Verstärkung (Kanal 1) gegen die zugehörigen Werte mit hoher Verstärkung (Kanal 0) aufgetragen. Es wurden nur Werte im linearen Bereich der starken Verstärkung eingetragen. Oben links ist der Fall eines Pixels gezeigt, das keine Probleme aufweist. Man erkennt eine eindeutige Korrelation zwischen Kanal 0 und 1. Rechts daneben findet man ein ARS-Problem in Kanal 1, unten links ein ARS-Problem des Kanals 0. Photomultiplier mit ARS-Problem lassen sich durch getrenntes Aufsummieren der Ereignisse in den Bereichen 1, 2 und 3, wie sie in der Abbildung 6.38, rechts unten definiert sind, identifizieren. Ist das Verhältnis der Ereigniszahl in Region 1 zur Ereigniszahl in Region 2 kleiner als 0,1, so handelt es sich um ein ARS-Problem des Kanals 0, ist das Verhältnis der Ereigniszahlen in 3 zu denen in 2 kleiner als 0,013, so handelt es sich um ein Problem von Kanal 1.

6.11 Stabilität der Detektorkomponenten

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die einzelnen Schritte der Kalibration im Detail beschrieben und einige typische Kalibrationswerte der H.E.S.S.-Kamera angegeben. In diesem Abschnitt wird anhand von Kalibrationskoeffizienten eine Aussage über die Stabilität der Kamera getroffen.

Die Zeitspanne zwischen Juni und November 2002 muß in drei Meßperioden bzw. Detektorphasen unterteilt werden. Im Juni erfolgte die Datennahme mit vollbestückter Kamera. Anfang Juli wurden bei $\sim 70\%$ der Pixel die Spannungsteiler beschädigt. Da kein vollständiger Ersatz vorhanden war, wurde die Datennahme nur mit 86 % der Pixel fortgesetzt. In Abbildung 6.39 ist der Blick auf die Kamera gezeigt. Gelb eingezeichnet sind die fehlenden Einschübe. Ende Oktober wurden die Kamera wieder vollständig bestückt. In Tabelle 6.4 sind die einzelnen Perioden aufgelistet. Zur Überprüfung der Stabilität der Detektorkomponenten werden Laserruns ver-

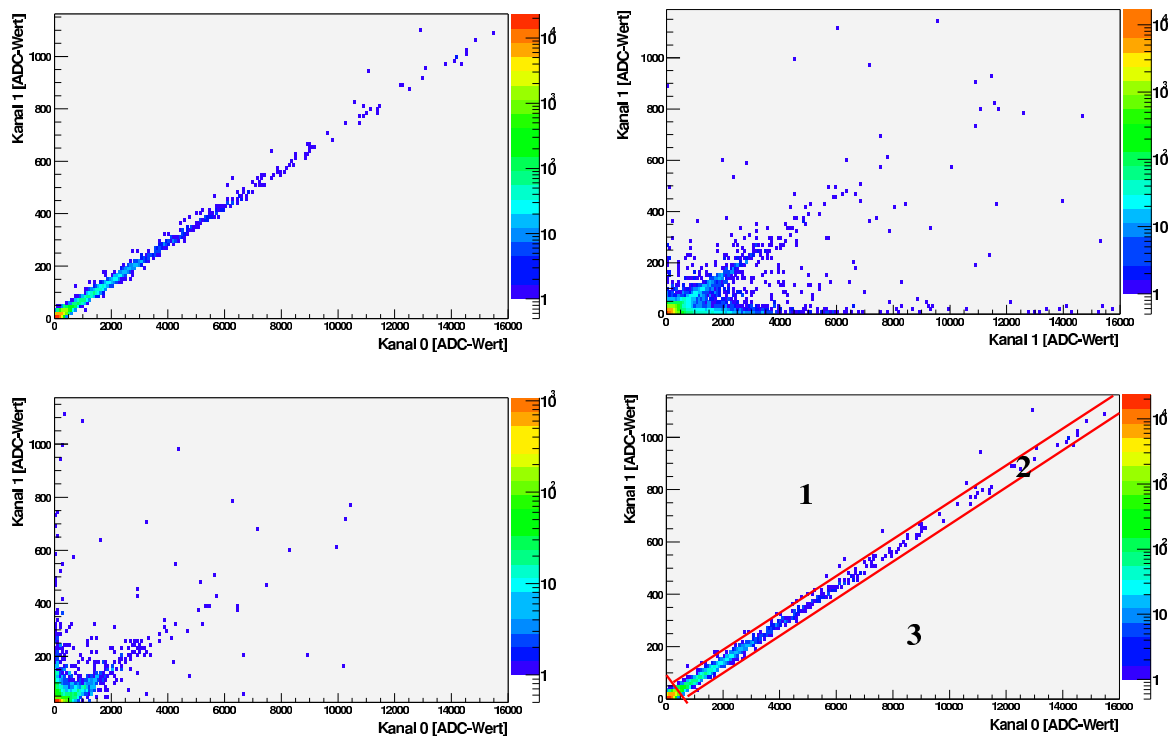


Abbildung 6.38: Meßwerte der hohen Verstärkung als Funktion der kleinen Verstärkung. Oben links für ein Pixel ohne Probleme, daneben für ein ARS-Problem im Kanal 1, links unten für ein Problem des Kanals 0. Unten rechts sind die zur Erkennung verwendeten Bereiche 1, 2 und 3 eingezeichnet.

Periode	Zeitraum	Anzahl Einschübe
Periode I	10.-17 Juli	60
Periode II	17.9- 13.10	52
Periode III	2.11-9.11	60

Tabelle 6.4: Detektorperioden mit jeweiliger Anzahl von Einschüben

wendet. Alle während einer Meßperiode aufgenommenen Laserdaten werden mit dem ersten Satz Kalibrierungskoeffizienten kalibriert, der innerhalb dieses Zeitraums bestimmt worden ist. Unter einem Satz Kalibrierungskoeffizienten wird hierbei die Gesamtheit der folgenden Werte aller Pixel der Kamera verstanden: Konversionsfaktor ADC-Wert zu Photoelektronen, Verhältnis der Verstärkungen von Kanal 0 zu Kanal 1, die Flatfieldkoeffizienten. In einem zweiten Schritt wird die Streuung der Pixelamplituden relativ zum Kameramittelwert berechnet. Es wird das gleiche Ver-

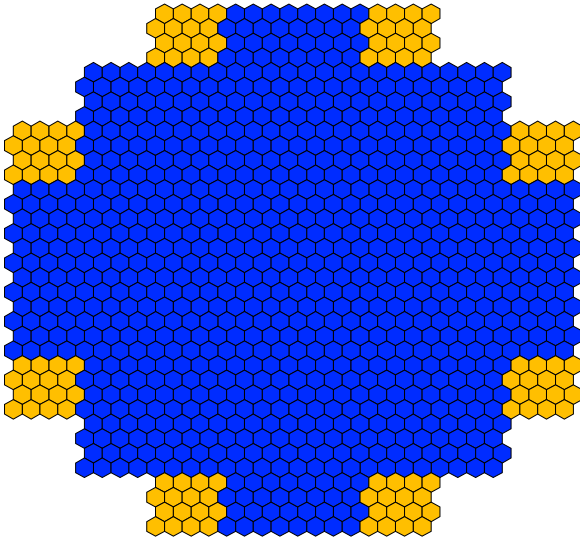


Abbildung 6.39: *Blick auf die Kamera. Gelb eingezeichnet sind die Einschübe, die in Meßperiode II nicht bestückt waren.*

fahren benutzt, daß zum Abgleich der Pixelempfindlichkeiten verwendet wird und in Kapitel 6.7 beschrieben ist. Dieses Verfahren läßt sich nur auf Meßperiode II und III anwenden, da in der ersten Meßperiode nur ein einziger Laserrun aufgenommen wurde. Aus diesem Grund wird bei dieser Meßperiode die Stabilität der einzelnen Kalibrationskoeffizienten untersucht. Dies ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

6.11.1 Meßperiode Juni 2002 (Periode I)

Für diese Meßperiode stehen nur Laserruns eines einzigen Meßtages zur Verfügung. Aus diesem Grund werden zur Bestimmung der Stabilität der Kamera die einzelnen Kalibrationskoeffizienten betrachtet. Abbildung 6.40 zeigt den Mittelwert des Einzelphotoelektronenpeaks über die gesamte Kamera in Abhängigkeit vom Meßdatum. Die Fehlerbalken geben der RMS-Breite der Verteilung aller Pixel an. Wie in Kapitel 6.4 beschrieben, entspricht die Lage des Einzelphotoelektronenpeaks der Verstärkung des betreffenden Pixels. Es wurden Werte zwischen 76,8 und 73,3 ADC-Einheiten gemessen. Die Fehler liegt im Mittel bei 1,5 %, d.h. innerhalb der Fehlergrenzen sind die Meßwerte konsistent.

Um auch für den Kanal 1 das ADC-Signal in die Anzahl der Photolektronen umrechnen zu können, wird das Verhältnis der starken zur schwachen Verstärkung ($R_{K0,K1}$) benötigt (s.a. Kapitel 6.6). $R_{K0,K1(p,n)}$ sei das Verhältnis der starken zu schwachen Verstärkung des Pixels p und der Messung n sowie $\overline{R_{K0,K1(p)}}$ der Mittelwert des Pixels über alle Messungen, die im Juni 2002 genommen worden sind. In Abbildung

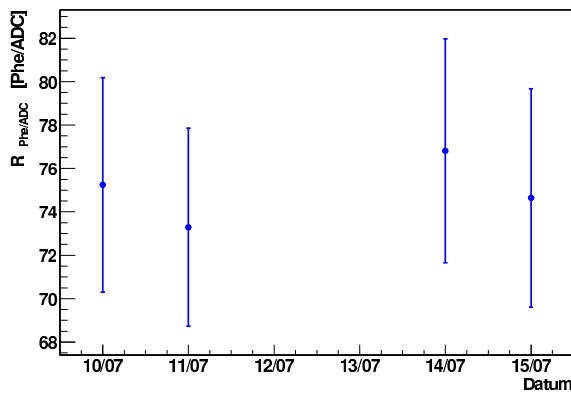


Abbildung 6.40: Der Mittelwert der Lage des Einzelphotoelektronenpeaks über die Kamera als Funktion des Meßdatums. Die angegebenen Fehlerbalken geben die RMS-Breite der Verteilung der Einzelphotoelektronenpeaks aller Pixel der Kamera wieder.

6.41 ist die Abweichung $\Delta R_{K0,K1}$ des jeweiligen Meßwerts $R_{K0,K1(p,n)}$ vom Mittelwert $\overline{R_{K0,K1(p)}}$ für alle Pixel der Kamera aufgetragen. Die Messungen erstreckten sich über die gesamte Meßperiode. Der Mittelwert liegt bei 0, die RMS-Breite bei 0,13. Das Verhältnis der Verstärkungen kann über diese Meßperiode als stabil betrachtet werden.

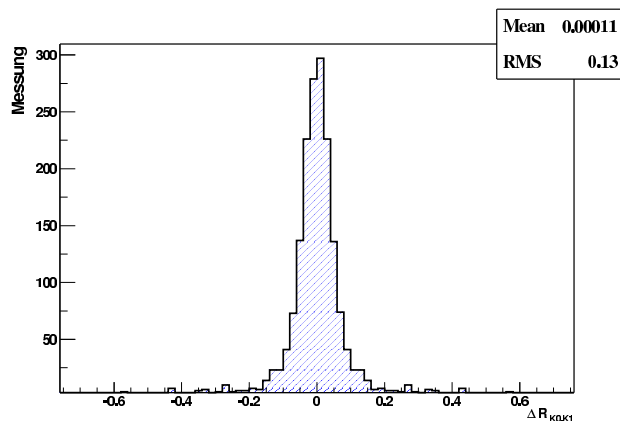


Abbildung 6.41: Abweichung $\Delta R_{K0,K1}$ des Meßwerts $R_{K0,K1(p,n)}$ vom Mittelwert $\overline{R_{K0,K1(p)}}$ des einzelnen Pixels.

Der letzte Schritt der Kalibration ist der Abgleich der Empfindlichkeiten der Pixel. In Abschnitt 6.7 wurde für die Genauigkeit der Flatfieldkoeffizienten der Wert 0,5 % angegeben. Dieser Wert stammt aus der hier betrachteten Meßperiode I. Unter Berücksichtigung aller Kalibrationsparameter kann die Aussage getroffen werden, daß die Kamera in der Meßperiode stabil war.

6.11.2 Meßperiode September 2002 bis 15. Oktober 2002 (Periode II)

Während dieser Periode erfolgte die Datennahme mit 52 Einschüben. Nach der Hälfte der Zeit wurde eine Neuanpassung der Hochspannung und Nd-Werte vorgenommen. Auch gibt es für den ersten Teil der Meßperiode nur einen verwertbaren Laserrun. Aus diesem Grunde werden zur Prüfung der Stabilität in der ersten Hälfte dieser Meßperiode wiederum die einzelnen Kalibrationskoeffizienten untersucht. Abbildung 6.42 zeigt den Verlauf des Konversionsfaktors ADC zu Photoelektronen. Der maximale Wert ist 79,83, der minimale liegt bei 73,2.

In der zweiten Hälfte dieser Meßperiode und in der darauf folgenden wird die Detektorstabilität mit Hilfe von Laserruns überprüft. Wie bereits in Kapitel 6.7 erwähnt, ist die Genauigkeit des Abgleichs der Pixelempfindlichkeit sehr stark von der Stabilität der restlichen Detektorkomponenten bzw. Kalibrationskoeffizienten abhängig. Aus diesem Grund wird die Homogenität der Kamera zur Überprüfung der Kamerastabilität herangezogen.

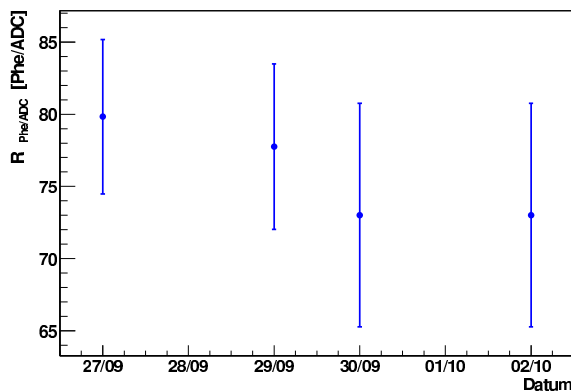


Abbildung 6.42: Der Mittelwert der Lage des Einzelphotoelektronenpeaks über die Kamera als Funktion des Meßdatums. Der angegebene Fehlerbalken gibt die RMS-Breite der Verteilung der Einzelphotoelektronenpeaks aller Pixel der Kamera wider.

Dies geschieht nach folgendem Schema:

1. Bestimmung der Kalibrationskoeffizienten, d.h. des Konversionsfaktors ADC-Einheiten zu Photoelektronen, des Verhältnisses der starken zur schwachen Verstärkung und des Flatfieldkoeffizientens zu Beginn der Meßperiode.
2. Kalibration der Laserruns anderer Nächte mit diesen Werten.
3. Neubestimmung der Flatfieldkoeffizienten, diesmal jedoch mit den unter Punkt 1 ermittelten Werten, einschließlich des Abgleichs der Pixel.

4. Überprüfung der Breite der Verteilung.

Wie in Kapitel 6.7 gezeigt, kann die Kamera bei einer Beleuchtung von 30 Photoelektronen mit 1000 Laserschüssen auf ca 0,5 % genau abgeglichen werden. Dieser Wert hängt von der Laserstatistik ab. Wenn die Streuung im Laufe der Zeit zunimmt, hat sich der Detektor verändert. Vielfältige Einflüsse können solche Veränderungen bewirken, z.B. Drift der Verstärkung, Änderungen der Hochspannung der Pixel usw..

Die Abbildungen 6.43 und 6.44 zeigen Histogramme der Flatfieldkoeffizienten, die nach dem vorhin geschilderten Verfahren zu unterschiedlichen Zeiten bestimmt wurden. Es stehen 5 Datensätze zur Verfügung, die am ersten Tag, dritten, vierten, fünften und siebten Tag nach der erstmaligen Bestimmung der Flatfieldkoeffizienten (siehe Punkt 1) aufgenommen worden sind. Die linken Histogramme gehören zu Kanal 0, die rechten zu Kanal 1. Innerhalb der sieben Tage verschlechtert sich Kanal 0 um $\sim 1.5\%$ und Kanal 1 um $\sim 2\%$. Während dieser Meßperiode waren die Detektorkomponenten stabil.

Es soll hier ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß diese Art der Kalibration nur zur Überprüfung der Detektorstabilität angewendet wurde. Auch wenn die Kamera, wie eben gezeigt wurde, über längere Zeiträume hinreichend stabil ist, werden die Meßdaten mit neu bestimmten Kalibrationkoeffizienten kalibriert. In dieser Meßperiode mit werden die Kalibrationskoeffizienten der Tage 1,3,4,5 und 7 verwendet. Die Homogenität der Kamera liegt für die kalibrierten Daten in der Größenordnung von 1 %.

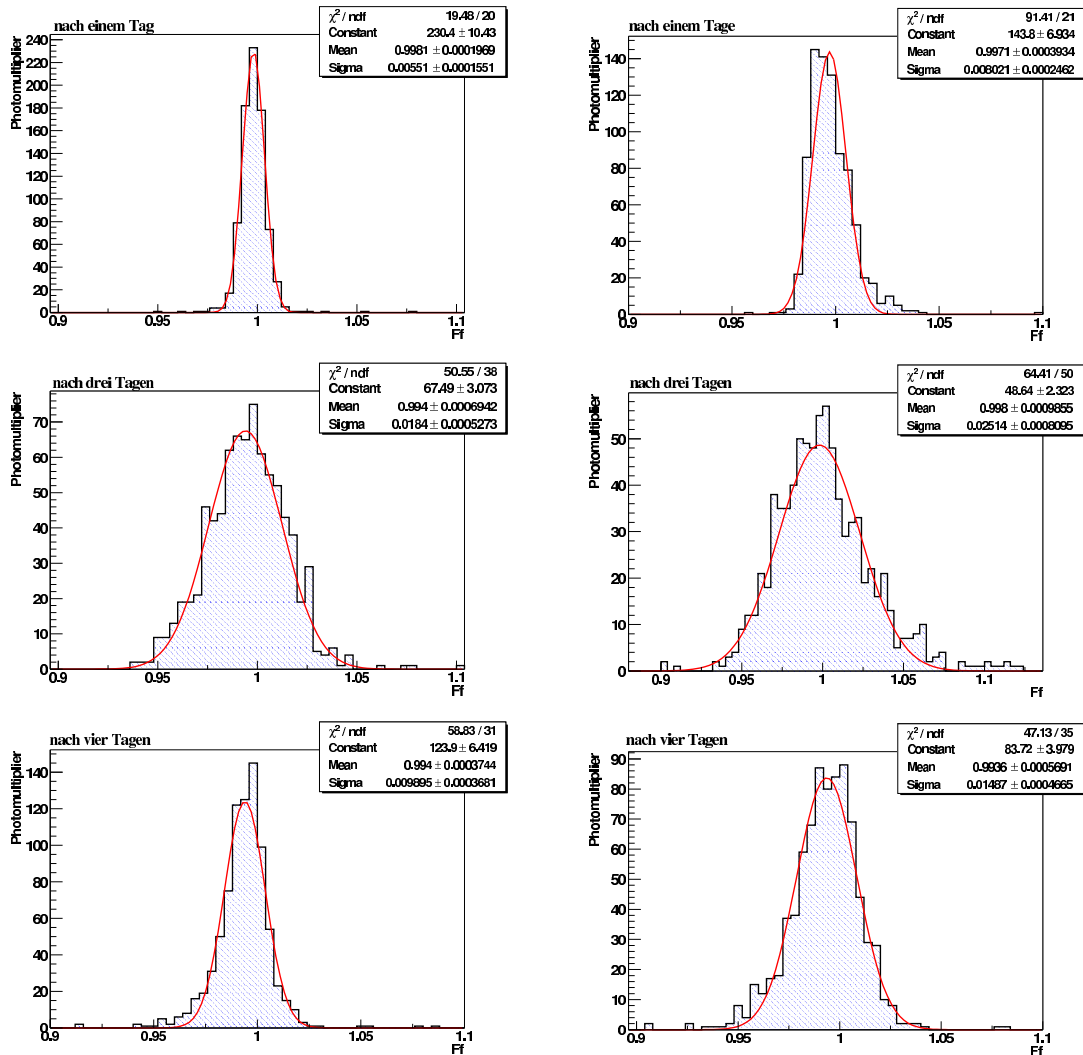


Abbildung 6.43: Meßperiode II. Histogramme der Flatfieldkoeffizienten, die nach dem in 6.11.2 beschriebenen Verfahren bestimmt wurden. Die Daten wurden am fünften und siebten Tag nach der ersten Flatfieldkoeffizientenbestimmung aufgenommen. Links sind die Verteilungen des Kanals 0 gezeigt, rechts die des Kanals 1.

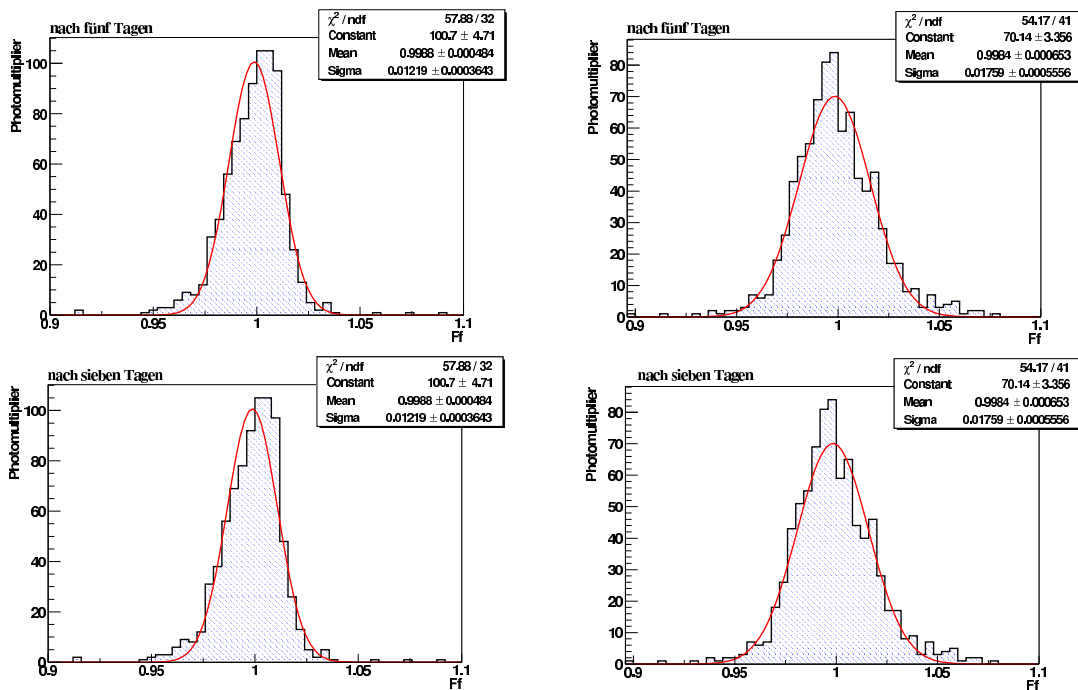


Abbildung 6.44: Meßperiode II. Histogramme der Flatfieldkoeffizienten, die nach dem in 6.11.2 beschriebenen Verfahren bestimmt wurden. Die Daten wurden am ersten, dritten und vierten Tag nach der ersten Flatfieldkoeffizientenbestimmung aufgenommen. Links sind die Verteilungen des Kanals 0 gezeigt, rechts die des Kanals 1.

6.11.3 Meßperiode 1. bis 10. November 2002 (Periode III)

Die Stabilität der Detektorkomponente und somit die Datenqualität kann in dieser Meßperiode nach dem gleichen Prinzip überprüft werden, wie im vorangegangenen Abschnitt. In Abbildung 6.45 sind die Verteilungen der Flatfieldkoeffizienten gezeigt, die nach Verfahren 6.11.2 bestimmt worden sind. Die Laserruns wurden an 4 verschiedenen Tagen aufgenommen. Anpassung einer Gaußkurve an die Meßdaten liefert eine Verteilungsbreite von 1,2 % am zweiten und dritten Tag und von 1,7 % am fünften Tag. Die Anzahl der Pixel, die außerhalb der angepaßten Gaußkurve liegen, hat leicht zugenommen. Sie liegt an den ersten Tagen bei vier bzw. sieben, am fünften Tag bei 42. Werden diese bei der Bestimmung der Streuung mit eingeschlossen, dann steigt der Wert auf 3,8 %. Dies bedeutet, daß sich die Homogenität der Kamera um 3% verschlechtert. In Wirklichkeit nimmt die Datenqualität aber nicht ab, da normalerweise in jeder Nacht neue Kalibrationkoeffizienten bestimmt werden.

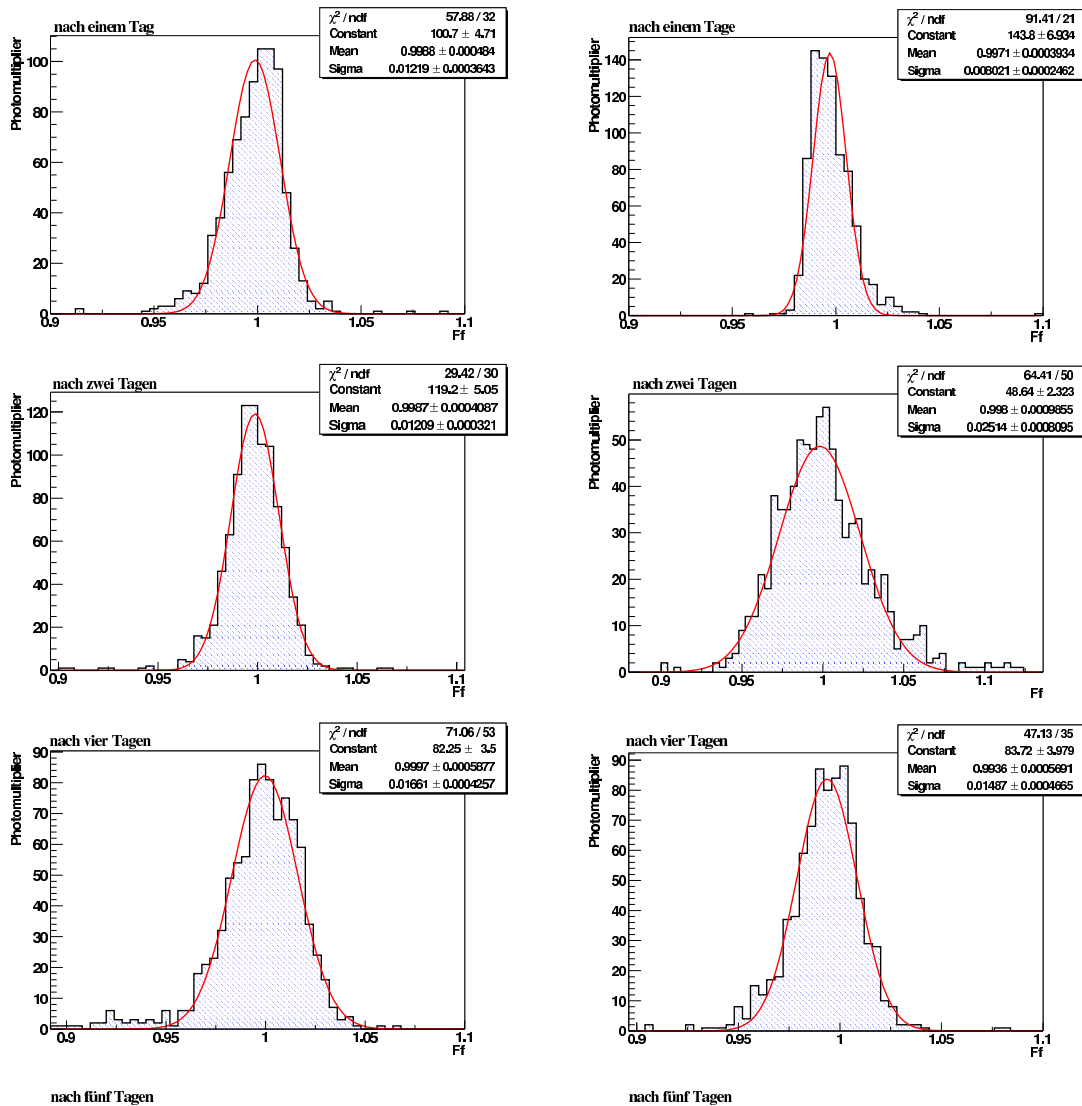


Abbildung 6.45: Meßperiode III. Histogramme der Flatfieldkoeffizienten, die nach dem in 6.11.2 beschriebenen Verfahren bestimmt wurden. Die Daten wurden am ersten, dritten und vierten Tag nach der ersten Flatfieldkoeffizientenbestimmung aufgenommen. Links sind die Verteilungen des Kanals 0 gezeigt, rechts die des Kanals 1.

Kapitel 7

Monte-Carlo Simulationen

Cherenkovteleskope messen das von Luftschauern emittierte Cherenkovlicht. Um Aussagen über die Primärteilchen treffen zu können, muß man Zusammenhänge zwischen den gemessenen Bildparametern einerseits und Primärteilchen-Art und -Energie andererseits herstellen können. Dies ist mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen möglich, die alle relevanten Effekte der Luftschauerphysik berücksichtigen und eine detaillierte Simulation der Detektoren beinhalten. Solche Simulationen dienen auch zur Untersuchung der Fluktuationen von Bildparametern und anderen Meßgrößen oder Korrelationen zwischen ihnen.

7.1 Vergleich der Simulationen

In der nachfolgenden Analyse werden zwei verschiedene Monte-Carlo-Simulationen verglichen. Die eine basiert auf einer Simulation von Luftschauern und der resultierenden Emission von Cherenkovlicht, die von A. Plyascheschnikow und A. Konopelko ([43], [33]) entwickelt wurde (*MC 1*). Die andere (*MC 2*) verwendet den CORSIKA-Code ([9], [21]). Dazu gehören unterschiedliche Detektorsimulationen, die im ersten Fall von A. Konopelko, im zweiten Fall von K. Bernlöhr entwickelt wurden. Die Ergebnisse beider Simulationen werden mit Meßdaten verglichen. Der folgende Abschnitt befaßt sich mit Protonenschauern. Danach werden die γ -Schauer im Detail betrachtet. Ein wichtiger Teil der Untersuchung ist der Vergleich geeigneter Bildparameter und die Kontrolle der Triggerbedingungen, die in der Simulation angewendet wurden.

7.1.1 Vergleich von Protonen-Simulationen und Meßdaten

Zum Vergleich stehen Datensätze beider Monte-Carlo-Simulationen für Protonenschauer mit Zenitwinkeln 20° und 50° zur Verfügung. Der verwendete spektrale Index entspricht mit $-2,7$ dem gemessener Spektren [18]. Die Zahl der simulierten Ereignisse beträgt 139 000 bei MC 1 und 10 600 bei MC 2. Bei den Meßdaten handelt es sich um sogenannte OFF-Runs, die zur Bestimmung des Untergrundes verwendet werden. Beim Vergleich ist zu bedenken, daß der größte Teil der Ereignisse in diesen Runs auf Protonen zurückzuführen ist (*ca.* 87%), jedoch ein mit *ca.* 12% nicht unbedeutlicher Teil auf Heliumereignisse zurückgeht. Die Daten mit einem mittleren Zenitwinkel von $20,1^\circ$ stammen aus einer Meßperiode im Oktober 2002, zur Untersuchung von PKS 2155-304, während die Daten mit einem mittleren Zenitwinkel von $49,5^\circ$ in den Monaten Ende Oktober, Anfang November 2002 bei der Untersuchung des Krebsnebels gemessen wurden.

Eine aussagekräftige Größe ist das Verhältnis der Bildlänge zur Bildamplitude La/L . Lokal erzeugte Myonen weisen ein ausgeprägtes Maximum in der Verteilung La/L aus. Wie Folgenden gezeigt wird, können aus der Lage des Maximums Aussagen über die detektierte Lichtmenge abgeleitet werden.

Die Anzahl der emittierten Cherenkovphotonen I_1 , die in einer Höhe h entlang einer Wegstrecke Δh in einem Wellenlängenbereich von λ_1 bis λ_2 emittiert worden sind, ist nach Gleichung 1.29 gegeben durch:

$$I_1 = 2 \pi \alpha \sin^2 \theta_C \Delta h \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (7.1)$$

Die Änderung des Cherenkovwinkels θ_C entlang Δh wird vernachlässigt. Abbildung 7.1 verdeutlicht, daß nur Photonen, die entlang einer ganz bestimmten Wegstrecke emittiert wurden, auf die Spiegelfläche eines Teleskops auftreffen können. Es ergibt sich mit $\Delta h = d / \tan \theta_C$:

$$I_1 = 2 \pi \alpha \sin \theta_C \cos \theta_C d \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (7.2)$$

Die Anzahl der in der Kamera detektierten Photonen ist proportional zum Raumwinkel Ω und der Sammeleffizienz des Detektors (ϵ).

$$I_2 \approx I_1 \cdot \Omega(r) \cdot \epsilon \quad (7.3)$$

Diese Größe entspricht der Gesamtlichtmenge. Betrachtet man nun die Bildlänge des Myonabbildes L_M , so erhält man

$$L_M = 2 \theta_C \sin \Phi = \theta_C \frac{d}{r} \quad (7.4)$$

Damit erhält man für das Verhältnis L_M/I_2 :

$$\begin{aligned} \frac{L_M}{I_2} &\approx \frac{\theta_C d}{r I_1 \Omega(r) \epsilon} & (7.5) \\ &\approx \frac{\theta_C}{r 2\pi \alpha \sin \theta_C \cos \theta_C \Omega(r)} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{\epsilon} \end{aligned}$$

Da h groß ist, ist Ω nur wenig variabel und die Größe L_M/I_2 ungefähr umgekehrt proportional zu $1/\epsilon$, d.h. ungefähr proportional zur Sammeleffizienz.

Protonenschauer weisen eine große Anzahl von lokal erzeugten Myonen auf. Die La/L -Verteilungen weisen ein ausgeprägtes Maximum.

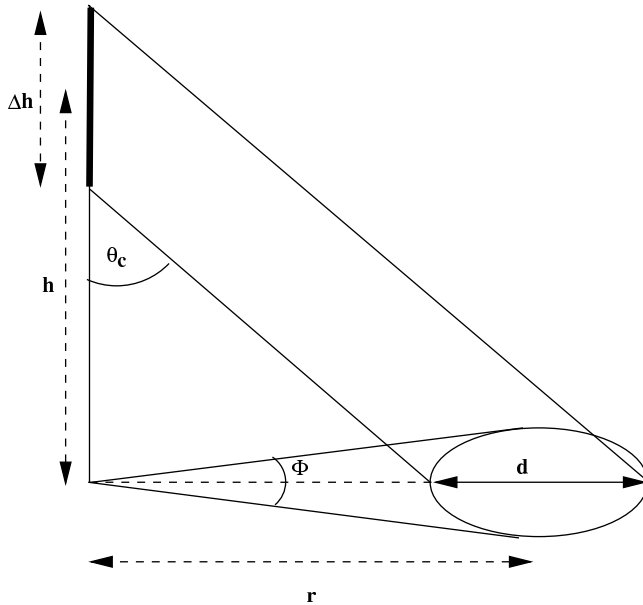


Abbildung 7.1: Definition der verwendeten Größen.

Abbildung 7.2 zeigt Verteilungen von La/L für beide Zenitwinkel und beide Simulationen im Vergleich zu Meßdaten. Im Bereich des jeweiligen Maximums wurden Gaußkurven an die Verteilungen angepaßt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Betrachten wir zuerst die Ergebnisse mit Zenitwinkel 20° . Das Maximum der Verteilung der OFF-Runs liegt mit $2.6 \cdot 10^{-5} \pm 1.2 \cdot 10^{-5}$ rad/phe zwischen den Simulationen MC 1 und MC 2. Das Maximum von MC 1 liegt bei höheren Werten $2,8 \cdot 10^{-5} \pm 0,8 \cdot 10^{-5}$ rad/phe und das von MC 2 bei niedrigeren $2.4 \cdot 10^{-5} \pm 0.8 \cdot 10^{-5}$ rad/phe. Zenitwinkel 50° liefert innerhalb der Fehlergrenzen das gleiche Ergebnis. Ein Peak bei kleineren Werten bedeutet eine höhere Photoelektronenanzahl. Insgesamt weist MC1 also eine um 20 % geringere Anzahl von Photoelektronen auf. Dies

kann zum einen durch unterschiedliche Detektorsimulationen hervorgerufen werden, (verschiedener $K_{Phe/ADC}$, unterschiedliche Reflektivität der Spiegel) oder durch die Unterschiede in der Simulation der Schauer.

	MC 1 [rad/Phe]	MC 2 [rad/Phe]	OFF-Daten [rad/Phe]
20° Zenitwinkel			
Maximum	$2,8 \cdot 10^{-5} \pm 0,8 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5} \pm 0,8 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5} \pm 1,2 \cdot 10^{-5}$
50° Zenitwinkel			
Maximum	$2,9 \cdot 10^{-5} \pm 1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5} \pm 0,7 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5} \pm 1,3 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 7.1: Lage der Maxima von der Verteilungen der Bildlänge über Gesamtlichmenge des Schauerabbildes La/L für beide Simulationen und Meßdaten. Die Lage der Maxima wurde durch Anpassung von Gaußkurven ermittelt.

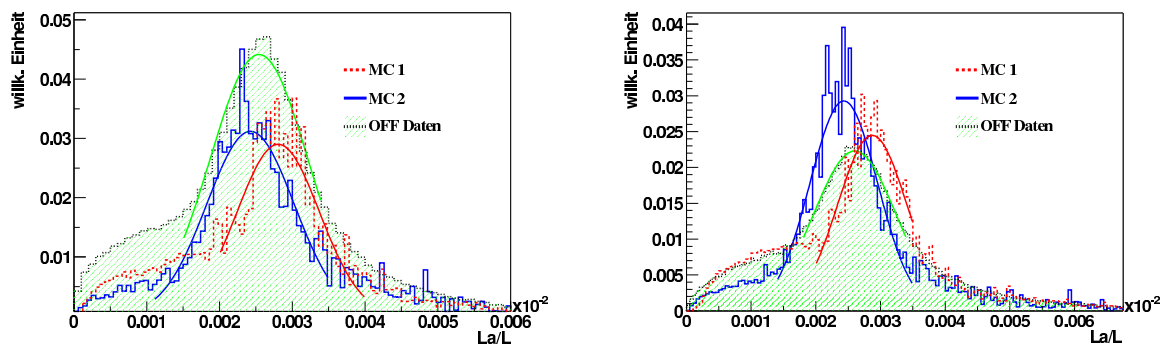


Abbildung 7.2: Protonenschauer: Verteilungen des Verhältnisses Bildlänge zu Gesamtamplitude des Schauerabbildes La/L ; links für Zenitwinkel 20° und rechts für 50° . Rot gestrichelt die Verteilung von MC 1, durchgehend blau MC 2 und grün unterlegt die Verteilung der Meßdaten. An jede Kurve wurde im Bereich des Maximums eine Gaußkurve angepasst. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Zur Überprüfung der Triggerbedingung betrachtet man am besten diejenigen Photomultiplier, die bei einem Ereignis die vierthöchste Amplitude aufweisen. Der Grund hierfür liegt an der Triggerbedingung der Kamera. Ein Trigger wird ausgelöst, wenn mindestens vier Photomultiplier eines Sektors ein Signal oberhalb einer Schwelle von 28 mV aufweisen. Dies entspricht einer Signalschwelle von 5,8 Photoelektronen. Daraus folgt, daß die Amplitude des vierthöchsten Photomultiplier-Signals für das Auslösen des Triggers verantwortlich ist. Die Verteilung der Amplitude des

vierthöchsten Pixels wird in Abbildung 7.3 gezeigt. Die statistischen Unsicherheiten bei MC 1 und Amplituden unterhalb von 30 Photoelektronen liegen bei $\sim 2\%$, im Amplitudenbereich zwischen 30 und 60 Photoelektronen unter 5% und im Bereich zwischen 60 und 100 Photoelektronen unter 8%. MC 2 weist eine deutlich schlechtere Statistik auf mit Fehlern von 25 - 35% im Bereich oberhalb von 60 Photoelektronen. Die statistischen Fehler der Meßdaten liegen bei 6%.

Betrachtet man nun den Verlauf der Verteilungen in Abbildung 7.3, so zeigt sich, daß Meßdaten und MC 2 die gleiche Schwelle aufweisen: 5 Photoelektronen. MC 1 zeigt eine um ca. 1 Photoelektron höhere Schwelle. Die Kurven fallen zu höheren Werten in allen drei Fällen in gleicher Weise ab. Die Kurve von MC 2 liegt etwas unterhalb der anderen Verteilungen. Die Abweichung liegt noch innerhalb der statistischen Unsicherheit.

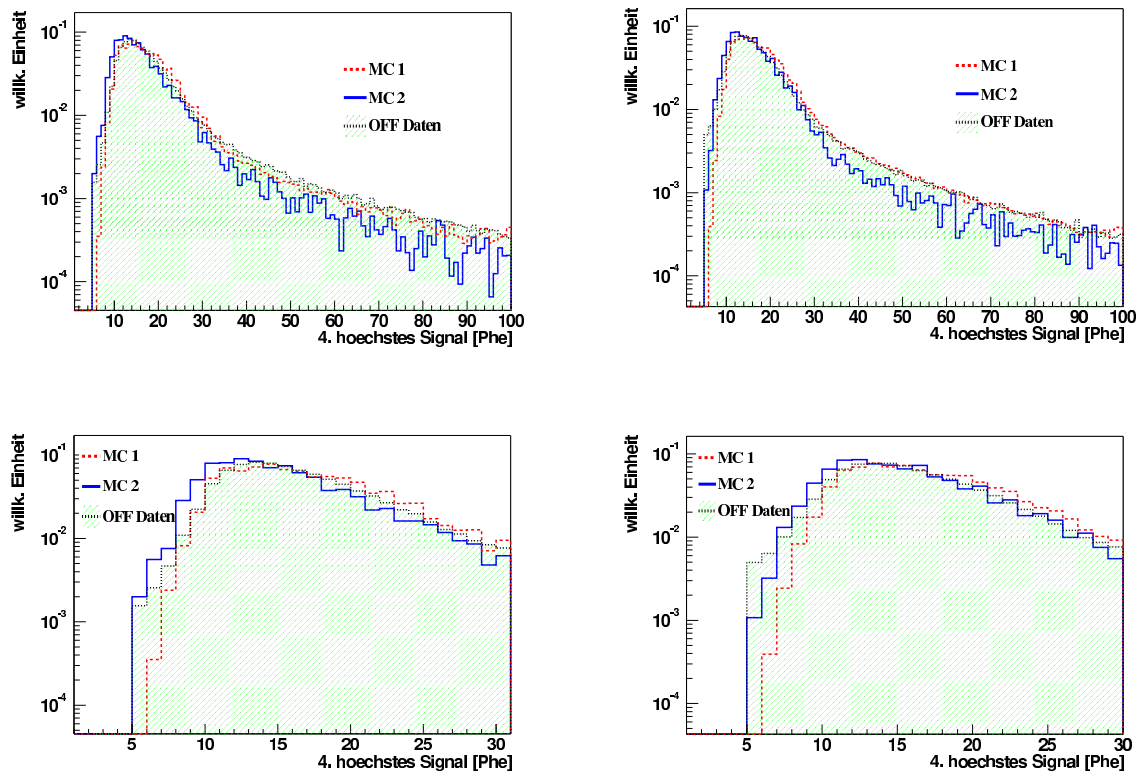


Abbildung 7.3: Protonenschauer: Amplitudenverteilungen der Photomultiplier mit dem vierthöchsten Signal; links für Zenitwinkel 20° ; rechts für Zenitwinkel 50° . In den unteren Diagrammen ist der Bereich von 1 bis 30 Photoelektronen vergrößert wiedergegeben.

In Abbildung 7.4 ist die Ereignisrate als Funktion einer Softwareschwelle des viert-

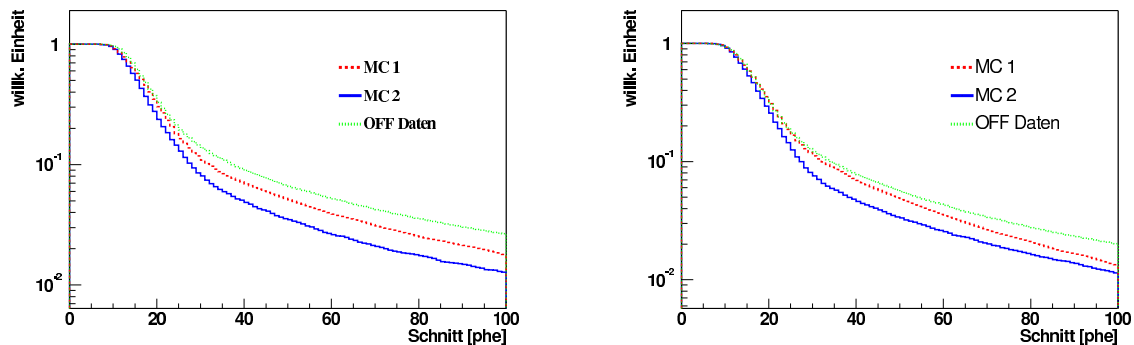


Abbildung 7.4: Protonenschauer: Die Ereignisrate als Funktion einer Softwareschwelle des vierthöchsten Photomultipliersignals. Links für Zenitwinkel 20° , rechts für 50° . Unter Ereignisrate wird hierbei das Verhältnis von allen Ereignissen zu den Ereignissen oberhalb der gesetzten Schwelle verstanden.

höchsten Photomultipliersignals aufgetragen, das heißt es wurde für die Amplitude des vierthöchsten Photomultiplier eine Untergrenze festgelegt und der Bruchteil der überlebenden Ereignisse gegen diese Untergrenze aufgetragen. Links in der Abbildung findet man das Diagramm für den Zenitwinkel 20° , rechts für 50° . Die statistischen Fehler liegen bei MC 1 und den Meßdaten im Bereich von 1% bei MC 2 im Bereich von 1 - 4%. Man erkennt, daß die Meßdaten im Vergleich zu den Simulationen langsamer abfallen. Die Meßdaten enthalten also im Vergleich zu den Simulationen eine höhere Anzahl an Ereignissen mit größerer Amplitude.

Zum Vergleich der einzelnen Bildparameter finden sich in Abbildung 7.5 und 7.6, die Verteilungen der Bildbreite, der Bildlänge, der Entfernung des Bildschwerpunktes vom Kameramittelpunkt und die Verteilung des Logarithmus der Gesamtamplitude L jeweils für den Zenitwinkel 20° und 50° .

Bei 20° Zenitwinkel erkennt man einen deutlichen Unterschied in der Längen- und Breitenverteilung zwischen gemessenen und simulierten Werten. In beiden Simulationen ist der Anstieg im Vergleich zu den Meßdaten stärker. Gleiches gilt für den nachfolgenden Abfall.

Bei der Verteilung der Entfernung zwischen Bildschwerpunkt und Kameramittelpunkt bei 20° Zenitwinkel zeigen die Meßdaten einen früheren Abfall. Der Grund dafür ist, daß die Daten während Periode II aufgenommen worden sind. Während dieser Zeit waren nur 52 Einschübe in der Kamera.

Schließlich findet man bei der Verteilung der Gesamtlichtmenge, daß MC 1 das Verhalten der Meßdaten genau wiedergibt, während MC 2 deutlich zu geringeren Werten verschoben ist.

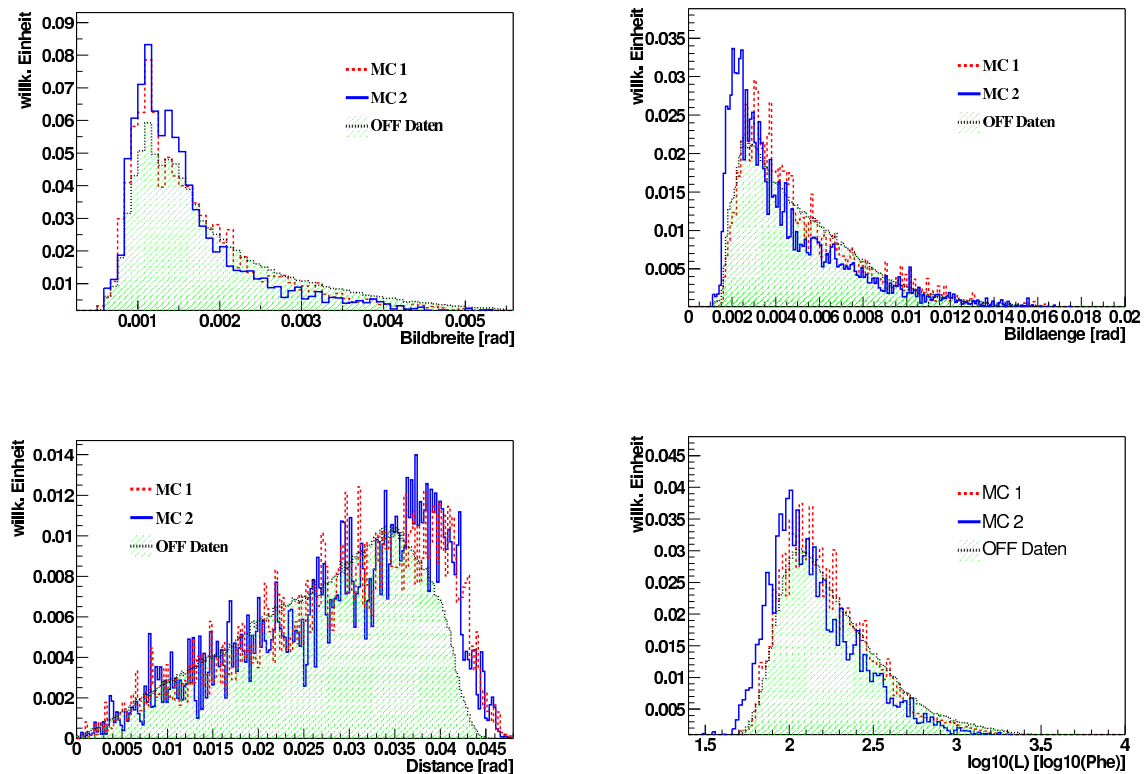


Abbildung 7.5: Protonenschauer: Aufgetragen sind die Verteilungen der Bildparameter für beide Simulationen MC 1 (rot strichliert), MC 2 (blau durchgehend) und Meßdaten (grün unterlegt) bei einem Zenitwinkel von 20° . In der oberen Reihe sind die Bildbreiten und -längen aufgetragen, unten die Entfernung des Bildschwerpunktes vom Kameramittelpunkt (*distance*) und die Verteilung des Logarithmus der Gesamtlichtmenge L .

Anders als beim Zenitwinkel 20° beobachtet man in den Diagrammen der Abbildung 7.6 für den Zenitwinkel 50° , keinen nennenswerten Unterschied zwischen Meßdaten und Simulationen.

Eine weitere interessante Größe zum Vergleich von Meßdaten mit Simulationen stellt die Triggerrate der kosmischen Strahlung dar. Die kosmische Strahlung setzt sich aus unterschiedlichen Komponenten zusammen, die verschieden große Beiträge zur Triggerrate liefern. In Tabelle 7.2 sind die einzelnen Komponenten sowie die prozentualen Beiträge zur Rate aufgelistet. Den größten Beitrag liefern Protonenschauer mit 72 %; Helium liefert mit 22,1 % noch einen erheblichen Anteil.

In Abbildung 7.7 ist der Verlauf der Triggerrate für unterschiedliche Multiplizitäten

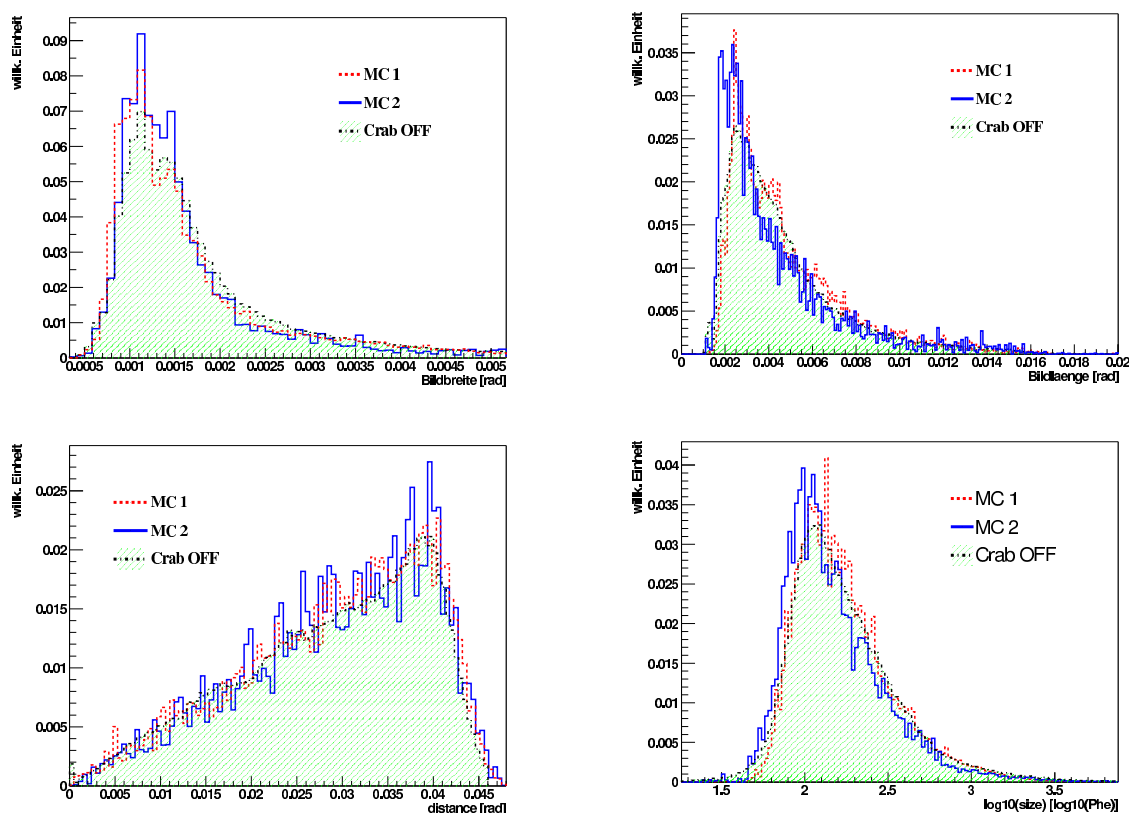


Abbildung 7.6: Protonenschauer: Aufgetragen sind die Verteilungen der Bildparameter für beide Simulationen MC 1 (rot strichliert), MC 2 (blau durchgehend) und Meßdaten (grün unterlegt) bei einem Zenitwinkel von 50° . In der oberen Reihe sind die Bildbreiten und -längen aufgetragen, unten die Entfernung des Bildschwerpunktes vom Kameramittelpunkt (*distance*) und die Verteilung des Logarithmus der Gesamtlichtmenge L .

Primäres Teilchen	prozentuale Anteil
p	72,4 %
He	22,1 %
CNO	2,7 %
schwere Kerne	2,8 %

Tabelle 7.2: Zusammensetzung der Triggerrate.

als Funktion der Triggerschwelle in Photoelektronen gezeigt. Türkis ist die Rate eingezeichnet, die mittels MC 1 bestimmt wurde. Man erkennt eine gute Überein-

stimmung.

Der gleiche Sachverhalt ist in Abbildung 7.8 für MC 2 wiedergegeben. Rechts im Bild für Meßdaten, links für simulierte Daten. Die Simulation betraf nur Protonschauer, die in einem Bereich von 1000 m generiert worden sind. Dieser Wert ist etwas zu gering. Man unterschätzt die Rate um ca. 8 %. Aus Tabelle 7.2, läßt sich entnehmen, daß die Triggerrate der kosmischen Strahlung ungefähr das 1,38-fache der Triggerrate von Protonen beträgt. Unter Berücksichtigung dieses Faktors stimmen die beiden Diagramme gut überein. Das sei an einem bestimmten Meßpunkt gezeigt. Greift beispielsweise den Punkt mit der Multiplizität von 5 Pixeln und Pixelschwelle von 3 Photoelektronen heraus, so liegt die gemessene Rate bei ~ 400 Hz, die simulierte bei 305 ± 15 Hz. Mit dem Faktor 1,38 erhält man 420 ± 21 Hz, was innerhalb der Fehlergrenzen mit der gemessenen Rate übereinstimmt.

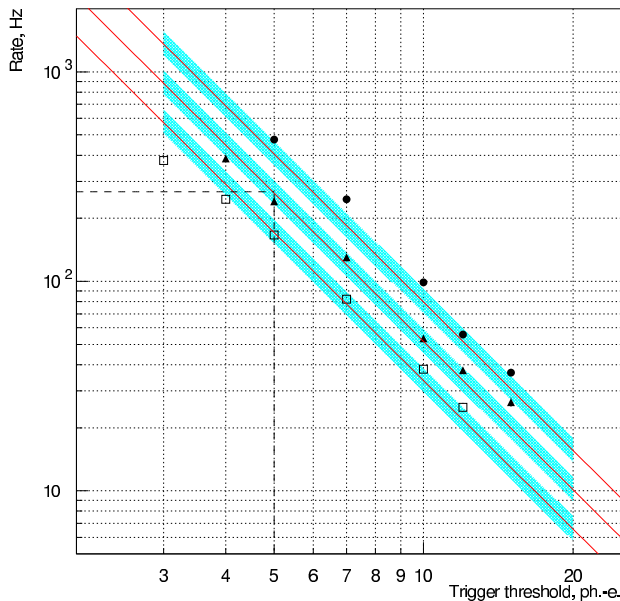


Abbildung 7.7: Gemessene Triggerrate als Funktion der Triggerschwelle bei unterschiedlichen Multiplizitäten p . Türkis sind die Simulationswerte der kosmischen Strahlung von MC 1 gezeigt. Kreise geben Meßwerte für $p = 2,5$, Dreiecke für $3,5$ und Quadrate für $4,5$ Photoelektronen wieder. (siehe Kapitel 5.3). Das Histogramm stammt von A. Kono-pelko.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bei gleicher Energie die Lichtmenge bei MC 1 ca. 20% höher ist als bei MC 2 und die Triggerschwelle von MC 1 um ca. 1 Photoelektron zu hoch liegt. Die Triggerraten werden in beiden Fällen innerhalb der

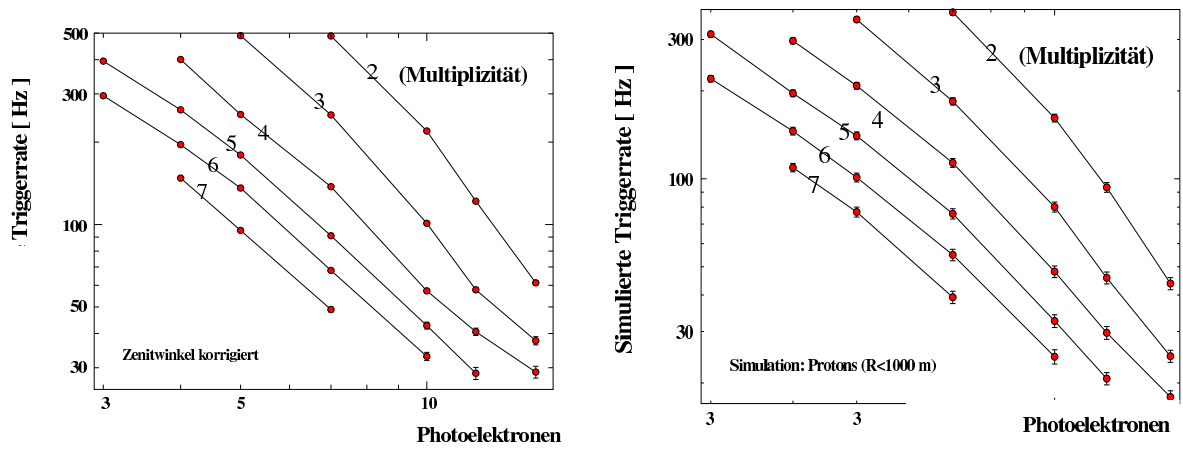


Abbildung 7.8: Rechts gemessene Triggerrate unterschiedlicher Multiplizitäten als Funktion der Triggerschwelle in Photoelektronen. Links simulierte Triggerraten von Protonenschauern der Simulation MC 2. Es wurden nur Protonenschauer innerhalb eines Radius von 1000 m generiert. Die Histogramme stammen von K. Bernlöhr.

Fehlergrenzen reproduziert.

7.1.2 Vergleich der Gamma-Schauer Simulationen

Für die Bestimmung der Primärteilchenenergie, die Festlegung von optimalen Schnitten für die Datenanalyse sowie die Vorhersage von Detektionsraten werden Simulationen von γ -Schauern gebraucht. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse beider Simulationen für Zenitwinkel von 20° und 50° vorgestellt. Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt werden wir den Vergleich mit gemessenen Daten zurückstellen. Dies wird im Kapitel 9 Abschnitt 9.4 geschehen.

In den Abbildungen 7.10 und 7.11 sind die Verteilungen der Bildparameter für Bildbreite, Bildlänge, Abstand des Bildschwerpunktes zum Mittelpunkt der Kamera und die Verteilung des Logarithmus der Gesamtamplitude gezeigt. Links im Bild für Zenitwinkel 20° , rechts für Zenitwinkel 50° . Unterschiede sind bei den Verteilungen der Bildbreite zu erkennen. MC 1 zeigt eine schmalere Verteilung und ist um $\sim 0,0001$ rad nach rechts verschoben. Der gleiche Effekt liegt bei der Verteilung der Gesamtlichtmenge (L).

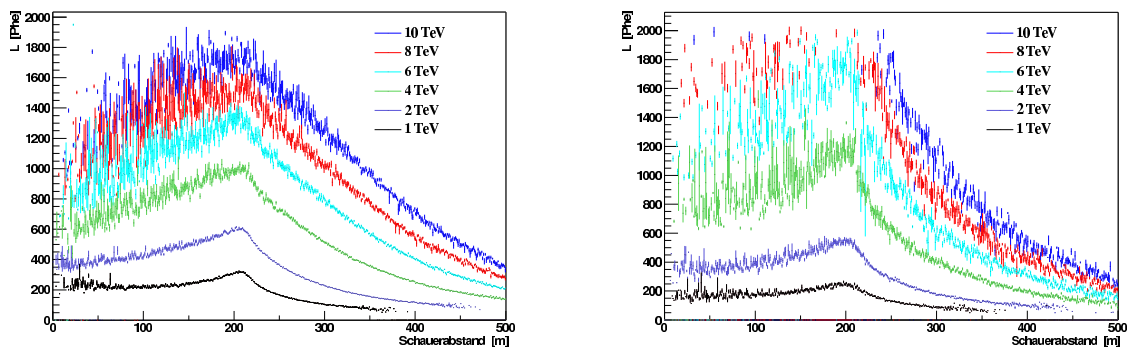


Abbildung 7.9: γ -Schauer: Abgebildet ist die Verteilung der mittleren Gesamtamplitude in Photoelektronen als Funktion des Schauerabstandes in der Ebene senkrecht zur Teleskopausrichtung mit statistischen Fehlern; links die Verteilungen von MC 1 für 1, 2, 4, 6, 8 und 10 TeV, rechts für MC 2.

Zur genaueren Untersuchung der Gesamtlichtmenge L wurden für die Energien 1, 2, 4, 6, 8 und 10 TeV und für den Zenitwinkel 50° Histogramme von L als Funktion der Entfernung des Schauerauftreffpunktes erstellt (Abbildung 7.9). Die Kurven für die einzelnen Energien wurden farbkodiert. Das linke Teilbild gehört zu MC 1, das rechte zu MC 2. Beide Verteilungen zeigen ein Maximum bei 200 m. Dieser Wert entspricht dem Rand des Cherenkovlichtkreises. Ebenfalls ist zu erkennen, daß der Abfall oberhalb von ~ 200 m im Falle von MC 1 bei hohen Energien nahezu linear ist. Die Kurven von MC 2 sind stärker konkav gekrümmt.

Die Unterschiede der Energieabhängigkeit von L , die die beiden Simulationen auf-

weisen, wurde anhand der Abbildungen 7.12a) und 7.12c) genauer untersucht. Die obere Bildreihe (a, b) gehört zum Zenitwinkel 20° , die untere (c, d) zu 50° . Die linken Diagramme (a bzw. c) zeigen die mittlere Bildamplitude als Funktion der Energie für MC 1 (rot) und MC 2 (blau). Man findet eine lineare Abhängigkeit von der Energie sowohl für MC 1 wie für MC 2. Die Steigungen sind aber deutlich verschieden und die Geraden schneiden sich. In Tabelle 7.3 sind die Steigungen aufgelistet:

Zenitwinkel	MC 1	MC 2
20°	$839 \pm 271[Phe/TeV]$	$1445 \pm 424[Phe/TeV]$
50°	$201 \pm 43[Phe/TeV]$	$262 \pm 56[Phe/TeV]$

Tabelle 7.3: Steigung von L als lineare Funktion der Energie für die Zenitwinkel 20° bzw. 50° sowie für die Simulationen MC 1 und MC 2.

In den Abbildungen 7.12b) und 7.12d) ist das Verhältnis der Amplituden L von MC 1 zu MC 2 als Funktion der Energie aufgetragen worden. Bei der Energie von einem TeV liegt L MC 1 um 10 % (20°) bzw. um $\sim 25\%$ (50°) höher als MC 2. Unabhängig vom Zenitwinkel hat MC 2 bei 5 TeV eine um $\sim 40\%$ geringere Amplitude als MC 1.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß bei Protonenschauern Simulationen und Meßdaten um jeweils 10 % in der Photoelektronenanzahl differieren. MC 1 lag hierbei unterhalb der Meßdaten, MC 2 oberhalb. Die Triggerschwelle stimmt bei MC 2 besser mit den Meßdaten überein, bei MC 1 liegt sie um ca. 1 Photoelektron zu hoch. Beim Vergleich der Amplituden des vierthöchsten Photomultipliers ergab sich, daß die Meßdaten im Mittel höhere Amplituden haben.

Bei γ -Schauern ergab der Vergleich der Simulationen untereinander einen deutlichen Unterschied der Abhängigkeit der mittleren Gesamtamplitude von der Energie. Auch gibt es merkliche Unterschiede, wenn man die Gesamtamplitude als Funktion der Distanz des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop untersucht. Die Unterschiede hängen stark vom betrachteten Energieintervall ab. Dies deutet auf Unterschiede in der Simulation der Schauer und nicht in der Detektorsimulation hin.

Die Vergleiche zeigen, daß beide Simulationen sich deutlich voneinander unterscheiden. Für Protonenschauer ergab der Vergleich mit Meßdaten, daß beide Simulationen die Meßdaten nur mit beschränkter Genauigkeit reproduzieren. Es konnten jedoch keine Gründe gefunden werden, die es gestatten würden, eine der Simulationen zu bevorzugen oder abzulehnen.

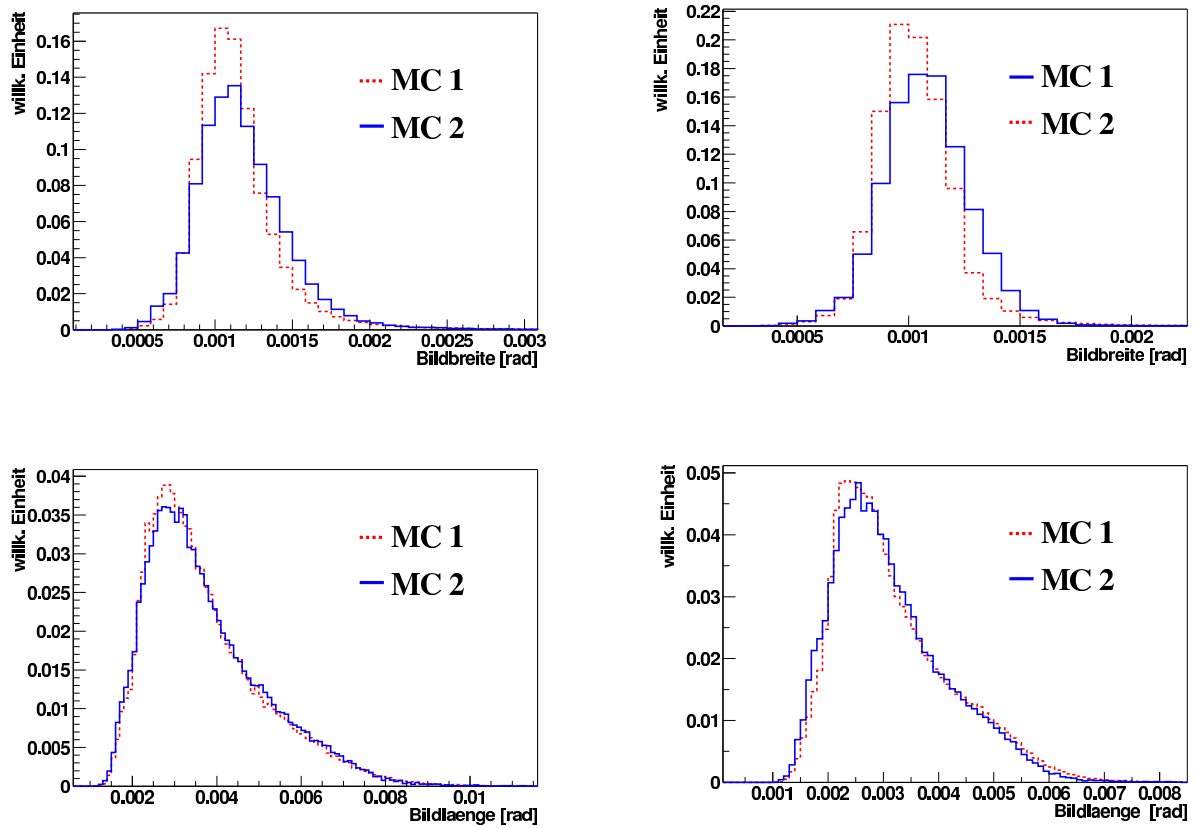


Abbildung 7.10: γ -Schauer: Verteilungen der Bildparameter Bildbreite und Bildlänge; links für Zenitwinkel 20° , rechts für Zenitwinkel 50° .

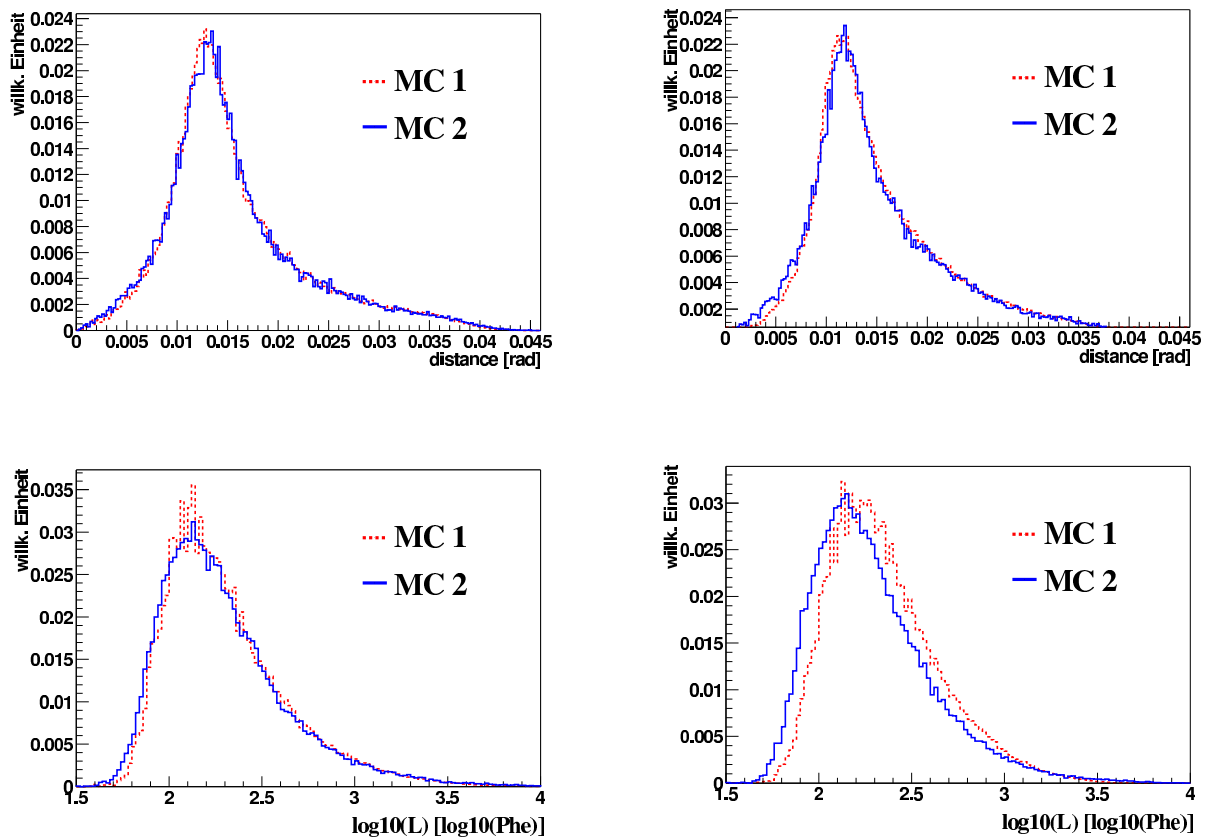


Abbildung 7.11: γ -Schauer: Verteilungen des Abstand des Bildschwerpunktes vom Mittelpunkt der Kamera und des Logarithmus der Gesamtamplitude; links für Zenitwinkel 20° , rechts für Zenitwinkel 50° .

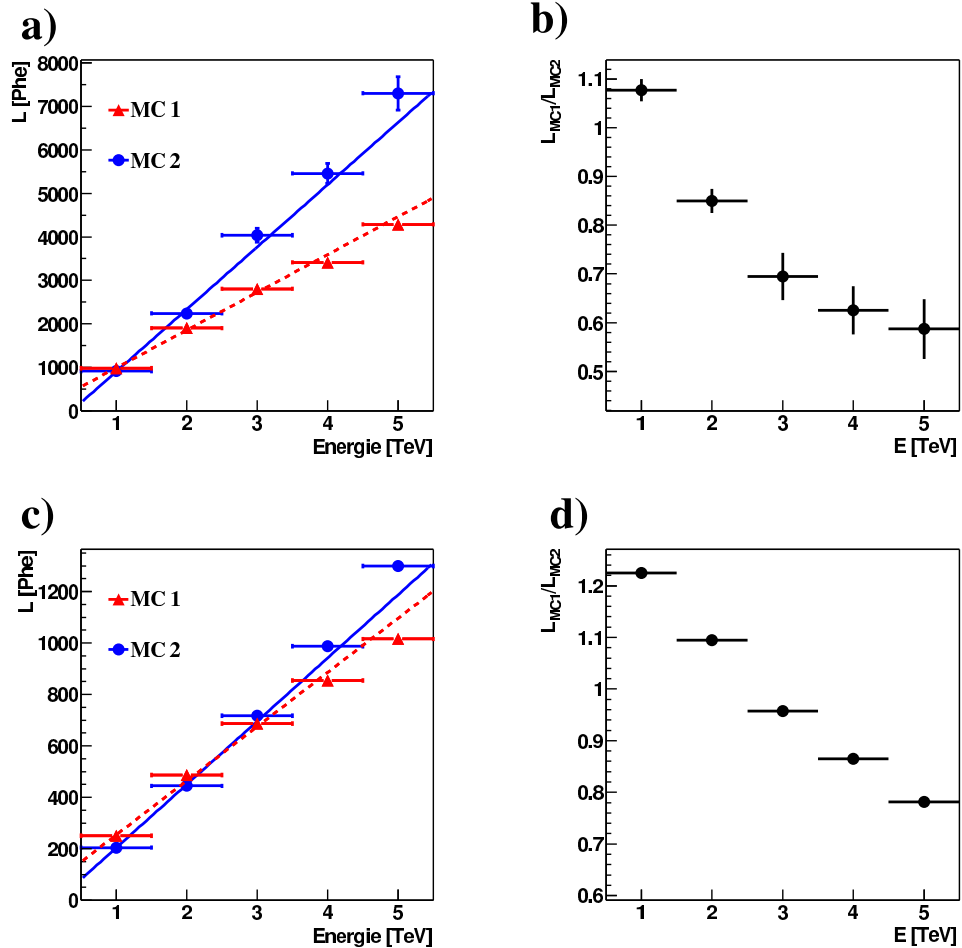


Abbildung 7.12: γ -Schauer: Die obere Bildreihe (a, b) gehört zum Zenitwinkel 20° , die untere (c, d) zu 50° . Die linken Diagramme (a bzw. c) zeigen die mittlere Bildamplitude als Funktion der Energie für MC 1 (rot) und MC 2 (blau). In den rechten Diagrammen (b bzw. d) wurde das Verhältnis der mittleren Amplituden von MC 1 zu MC 2 als Funktion der Energie aufgetragen.

7.2 Gamma-Hadron Separation

Da sich Gamma- und Hadronschauer unterscheiden, kann die in den Bildparametern enthaltene Information zur Separation dieser Luftschauer verwendet werden. Dazu dienen Schnitte, das sind Bedingungen an die Bildparameter, die nur solche Ereignisse akzeptieren, die alle Bedingungen zugleich erfüllen.

Für die Wahl der Schnittparameter gibt es verschiedene Ansätze. Wenn Einzelteleskopdaten analysiert werden sollen, werden häufig die sogenannten “standard Supercuts“ verwendet (siehe [38]). Hierbei handelt es sich um folgende Kombination von Schnitten:

- **Bildbreite B:** $b_0 < B < b_1$
- **Bildlänge La:** $l_0 < La < l_1$
- **Alpha:** $\alpha < a_0$
- **Distance dis:** $dis < d_0$

Ein Ereignis wird nur verwendet, wenn alle vier Schnittkriterien erfüllt sind. Ein Nachteil dieser Schnitte ist, daß hochenergetische Ereignisse verloren gehen, denn Bildbreite und -länge nehmen mit der Energie des Primärteilchens zu. Supercuts sind zur Signalextraktion gut geeignet, zur Bestimmung eines Energiespektrums jedoch nicht.

Um eine homogene Akzeptanz unabhängig von der Energie des Primärteilchens zu gewährleisten, kann man die Schnittgrenzen mit der Energie skalieren. Da die Primärenergie zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt ist, verwendet man an ihrer Stelle eine Schätzung, die man aus der Gesamtamplitude L des Schauerabbildes errechnet. Die Primärenergie ist proportional zur Gesamtamplitude, deren Logarithmus in erster Näherung linear mit Bildbreite, Bildlänge und Alpha korreliert. Durch Anpassung von Geraden an Diagramme dieser Größen als Funktion von $\ln(L)$ lassen sich die Parameter a_0, a_1, b_0, b_1, c_0 und c_1 der drei Anpassungsgeraden für die drei Parameter ermitteln und zur Definition von Intervallen benutzen, die den zulässigen Bereich der Bildparameter einschränken. Diese Schnitte werden Extended Supercuts genannt (siehe [38]). Sie sind folgendermaßen definiert:

- **Bildbreite B:** $|B + a_0 - a_1 \ln L| < s_0$
- **Bildlänge La:** $|La + b_0 - b_1 \ln L| < s_1$
- **Alpha:** $|\alpha + c_0 - c_1 \ln L| < s_2$

- **Distance dis:** $dis < d_0$

Schließlich gibt es noch eine weitere Variante, die bereits beim HEGRA Experiment Verwendung fand. Sie basiert wie die vorgehenden auf der Tatsache, daß Hadronenschauer am Boden deutlich diffuser als γ -Schauer ähnlicher Lichtintensität ankommen, ihr Abbild also unschärfer und breiter ist. Der Bildparameter, der hier zur Gamma-Hadron-Selektion verwendet wird, ist die Bildbreite. Dabei ist zu beachten, daß neben der Art des Primärteilchens auch folgende Parameter die Bildbreite beeinflussen: die Gesamtamplitude (L), die Entfernung des Teleskops von der Schauerachse (d), der Einfallswinkel des Primärteilchens relativ zum Zenit (θ). Darum wird die sogenannte *skalierte Breite* B_{ska} zum Schnitt verwendet, die folgendermaßen bestimmt wird. Mit Hilfe von Montecarlosimulationen ermittelt man die mittlere Bildbreite $B_{MC}(\theta, d, L)$ als Funktion des Zenitwinkels, der Entfernung des Schauerauftreffpunktes und der Gesamtlichtmenge in der Bildebene. Die gemessene Bildbreite B_{mes} wird mit B_{MC} skaliert. Bei HEGRA als Mehrteleskopsystem wurde der Mittelwert der skalierten Bildbreiten über die getriggerten Teleskope zur Berechnung der für den Schnitt maßgeblichen Breite B_{ska} benutzt:

$$B_{ska} = \frac{1}{N} \sum_{T_i} \frac{B_{mes}(\theta, d, L)}{B_{MC}(\theta, d, L)} \quad (7.6)$$

Man kann diese Art des Schnitts auch bei einem Einteleskopsystem anwenden. Dazu wird der Abstand des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop benötigt. Dieser ist korreliert mit dem Schwerpunkt des Abbildes in der Kamera. Dies ist in Abbildung 7.13 für simulierte γ -Schauer von 50° Zenitwinkel zu sehen. Der Abstand des Bildschwerpunktes vom Zentrum der Kamera ist gegen die Entfernung des Schauerauftreffpunktes von der Kamera in der Ebene senkrecht zur Teleskopausrichtung aufgetragen. Farblich kodiert ist darin die Anzahl der Ereignisse wiedergegeben. Basierend auf Simulationen wird diese Abhängigkeit genutzt und die mittlere Bildbreite als Funktion des Bildschwerpunktes (dis) und der Gesamtlichtamplitude (L) und des Zenitwinkels (θ) bestimmt. Damit wird der Schnittparameter B_{ska} nach Formel 7.7 berechnet. Die Abbildung 7.14 zeigt die Verteilung von B_{ska} für γ -Schauer und für Protonenschauer. Der Unterschied ist deutlich.

$$B_{ska} = \frac{B_{mes}(\theta, dis, L)}{B_{MC}(\theta, dis, L)} \quad (7.7)$$

In der vorliegenden Arbeit wird der vorstehend beschriebene Schnittparameter der Formel 7.7 verwendet. Hinzu kommen zusätzliche Schnitte auf den Schwerpunkt und das Verhältnis Bildlänge zu Gesamtamplitude La/L .

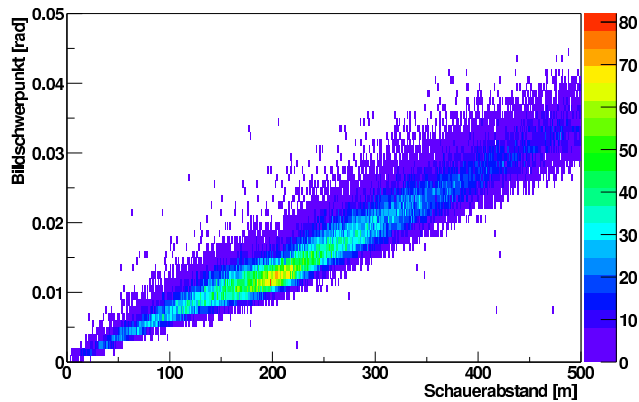


Abbildung 7.13: Abstand des Bildschwerpunkts vom Kamerazentrum als Funktion der Entfernung Schauer Auftreffpunktes vom Teleskop für simulierte γ -Schauer mit einem Zenitwinkel von 50° .

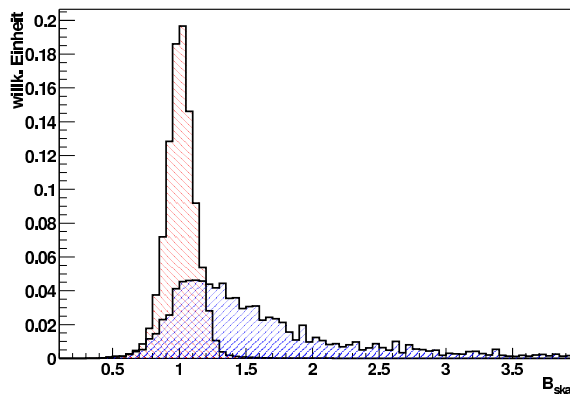


Abbildung 7.14: Skalierte Breite für γ (rot) und Protonenschauer (blau) mit Zenitwinkel 50° .

7.3 Schnitteffizienzen

Im folgenden Abschnitt werden die Effizienz der verwendeten Schnitte, sowie der Einfluß der beiden Simulationen MC 1 und MC 2 diskutiert. Zuerst werden die Schnitteffizienzen bestimmt durch Simulationen diskutiert.

Skalierte Breite

In Tabelle 7.4 sind die prozentualen Anteile an γ -Ereignissen zusammengefaßt, die den Schnitt auf die skalierte Breite überleben. Die mit "Schnitt mit B_{MC1} " bezeichnete Doppelspalte gibt die Ergebnisse wieder, die bei der Anwendung des Schnittparameters B_{MC1} , sowohl auf Daten von MC 1 (linke Unterspalte) und MC 2 (rechte Unterspalte) erhalten wurden. Entsprechendes gilt für die rechte Doppelspalte.

Vergleicht man die Spalten mit Schnitt B_{MC1} miteinander, so findet man, daß bei Anwendung auf MC 1 abhängig von B_{ska} zwischen 10% und 25 % mehr Ereignisse den Schnitt überleben als bei der Anwendung auf MC 2 Daten. Je enger der Schnitt desto größer wird der Unterschied. Die gleiche Tendenz findet man bei der rechten Doppelspalte, der Unterschied liegt hier zwischen $\sim 4\%$ und 18% und nimmt ebenfalls mit engeren Grenzen zu. Vergleicht man die äußerste linke Spalte mit der äußersten rechten, also die Fälle, in denen die Schnittparameter aus den eigenen Montecarlosimulationen gewonnen wurden, so zeigen die Überlebensraten praktisch den gleichen Verlauf. Bei MC 1 überleben allerdings 4 bis 10 % mehr Ereignisse den Schnitt. Dieses Verhalten ist unabhängig vom Zenitwinkel.

Abbildung 7.15 zeigt die Verteilung der skalierten Breiten aller Ereignisse des Zenitwinkels 50° . Im linken Teilbild wurde B_{MC1} benutzt, rechts B_{MC2} . Blau sind die Verteilungen, die mit Daten von MC 1 gewonnen wurden, rot diejenigen von MC 2. Die Verteilungen sind gegeneinander verschoben. Die Verteilungen aus MC 1 Daten liegen bei tieferen Werten und sind vergleichsweise enger.

γ -Schauer				
	Schnitt mit B_{MC1}		Schnitt mit B_{MC2}	
B_{sk}	MC 1	MC 2	MC 1	MC 2
20°-Zenitwinkel				
< 1.30	98,16 %	89,86 %	95,91 %	95,38 %
< 1.20	93,68 %	81,25 %	92,45 %	89,94 %
< 1.10	79,94 %	64,77 %	82,93 %	77,37 %
< 1.05	76,03 %	53,67 %	74,07 %	66,81 %
50°-Zenitwinkel				
< 1.30	99,65 %	91,15 %	98,34 %	97,09 %
< 1.20	95,56 %	80,25 %	95,99 %	92,26 %
< 1.10	83,11 %	60,21 %	88,85 %	78,92 %
< 1.05	69,73 %	47,60 %	81,92 %	67,10 %

Tabelle 7.4: Aufgelistet ist der prozentuale Anteil der Ereignisse, die den Schnitt überleben

Tabelle 7.5 zeigt entsprechende Ergebnisse von Protonensimulationen. Zusätzlich finden sich Ergebnisse, die aus der Anwendung des Schnitts auf Off Daten stam-

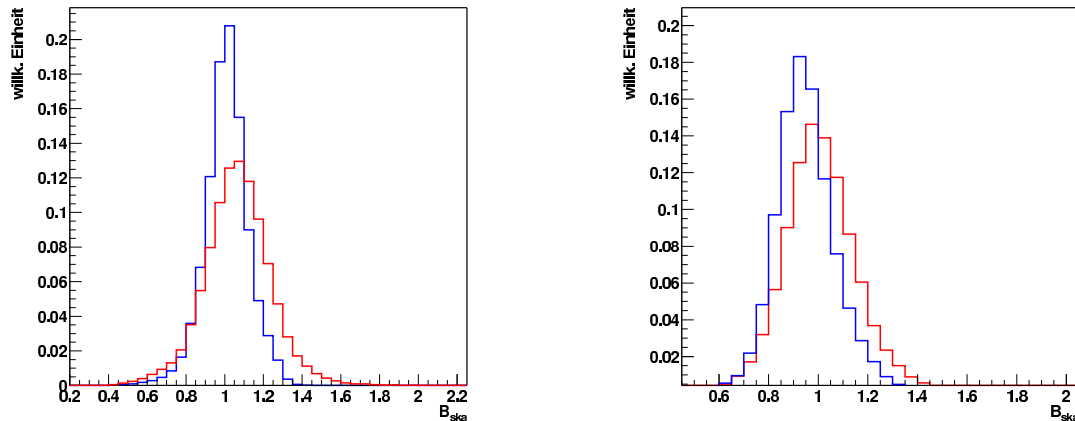


Abbildung 7.15: Verteilungen der skalierten Breite von MC 1 Daten (blau) und MC 2 Daten (rot) des Zenitwinkels 50° . Links unter Verwendung von B_{MC1} , rechts von B_{MC2} .

men. Der Aufbau der Tabelle 7.5 entspricht der Tabelle 7.4. Die ersten zwei Spalten zeigen die Ergebnisse der Verwendung von B_{MC1} und die letzten zwei von B_{MC2} . Vergleicht man die Ergebnisse dieser Schnitte auf die Daten der Simulationen MC 1 und MC 2 so findet man, daß bei den MC 1 Daten zwischen 5 % und 8 % mehr Ereignisse akzeptiert werden als bei MC 2. Beim Vergleich mit den Off Daten fällt die gute Übereinstimmung von MC 2 mit den Meßdaten bei einem Zenitwinkel von 50° auf. Die mittlere Abweichung liegt bei nur 0,5 % (B_{MC1}) bzw. bei 1,5 % (B_{MC2}). Bei einem Zenitwinkel von 20° liegen die mittleren Abweichungen bei 9 %, 4 %, 5 % und 3 % für MC1 mit B_{MC1} , MC 2 mit B_{MC1} , MC 1 mit B_{MC2} und MC 2 mit B_{MC2} .

Die Tatsache, daß die Abhängigkeit der Schnitteffizienz von der skalierten Breite für die beiden Montecarlosimulationen variiert, steht im Einklang mit den Befunden des Kapitels 7.1. Dort fand man ähnliche Unterschiede zwischen den beiden Simulationen für die Abhängigkeit der Gesamtamplitude von der Energie. Da die skalierte Breite empfindlich auf Variationen in den Verteilungen von Bildbreite und Gesamtamplitude reagiert, war dies auch hier zu erwarten.

Schnitt auf den Bildschwerpunkt

Ein Schnitt auf den Bildschwerpunkt (“distance“) bedeutet eine Verminderung des Gesichtsfeldes der Kamera und ist mit einem Verlust an Ereignissen verbunden. Dennoch ist eine gewisse Begrenzung des Gesichtsfeldes nützlich, da sie die Daten-

Proton-Schauer						
	Schnitt mit B_{MC1}			Schnitt mit B_{MC2}		
B_{sk}	MC 1	MC 2	OFF Daten	MC 1	MC 2	OFF Daten
20° – Zenitwinkel						
< 1.30	40,59 %	27,99 %	32,33 %	44,05 %	44,25 %	40,26 %
< 1.20	33,64 %	21,42 %	25,60 %	38,68 %	36,66 %	33,23 %
< 1.10	26,19 %	14,52 %	18,62 %	31,30 %	28,22 %	25,42 %
< 1.05	22,61 %	11,18 %	15,23 %	27,49 %	24,08 %	21,39 %
50° – Zenitwinkel						
< 1.30	34,67 %	27,99 %	27,89 %	47,50 %	42,68 %	40,26 %
< 1.20	28,65 %	21,42 %	21,43 %	41,49 %	35,54 %	33,23 %
< 1.10	21,80 %	14,52 %	15,09 %	34,37 %	26,28 %	25,42 %
< 1.05	17,87 %	11,18 %	12,14 %	30,67 %	22,05 %	21,39 %

Tabelle 7.5: Aufgelistet ist der prozentuale Anteil der Ereignisse, die den Schnitt überleben

qualität verbessern kann, wie im Folgenden gezeigt wird. Schauerabbilder, die am Rand der Kamera und nicht vollständig auf der Kamera liegen, führen zu Bildparametern, die nicht der Realität entsprechen. Es ist sinnvoll diese wegzuschneiden. Desweiteren ist die Verteilung des Schauerschwerpunktes um den Kameramittelpunkt für γ - und Hadronenschauer unterschiedlich. Dies zeigen die Abbildungen 7.6 in 7.1.1 und 7.11 in 7.1.2. Während Protonenverteilungen kontinuierlich vom Mittelpunkt zum Kamerarand ansteigen, zeigen γ -Schauer ein ausgeprägtes Maximum bei ungefähr 0,012 rad. Daher verbessern Schnitte auf den Bildschwerpunkt zugleich die Gamma-Hadronen-Separation. Tabelle 7.6 zeigt die Ergebnisse der Verwendung eines Schnittes auf den Bildparameter "distance", der auf Werte kleiner 0,021 rad begrenzt wird. Beide Simulationen verhalten sich unabhängig vom Zenitwinkel gleich. Durch diesen Schnitt verliert man nur 18 % der Gammaereignisse, es werden aber $\sim 77\%$ der Protonenereignisse weggeschnitten.

Distance			
	MC 1	MC 2	Daten
γ -Schauer			
20°-Zenitwinkel			
d < 0,021 rad	81,71 %	81,78 %	
Proton-Schauer			
d < 0,021 rad	22,22%	22,84 %	23,24 %
50°-Zenitwinkel			
d < 0,021 rad	82,09 %	82,30 %	
Proton-Schauer			
d < 0,021 rad	22,39 %	21,81 %	23,93 %

Tabelle 7.6: Prozentualer Anteil der akzeptierten Ereignisse beim Schnitt auf distance

Schnitt auf das Verhältnisses Bildlänge zu Gesamtlichtmenge im Schauerbild

Von Protonenschauern ausgelöste Myonenereignisse sind ein wesentlicher Anteil des Untergrundes. Im Gegensatz zu γ -Schauern ist bei Myonenereignissen das Verhältnis Bildlänge zu Gesamtlichtmenge L_a/L ungefähr konstant. Geeignete Schnitte auf dieses Verhältnis eliminieren bevorzugt Myonenereignisse und reduzieren die Untergrundrate. Der Vergleich der Ergebnisse von γ -Schauern mit Protonenschauern in Tabelle 7.7 macht dies deutlich.

Die Abbildung 7.2 in Abschnitt 7.1.1 zeigt einen unterschiedlichen Verlauf der Verteilungen beider Montecarlosimulationen. Deshalb erwartet man unterschiedliche Schnitteffizienzen. Ein Vergleich der Daten der Tabelle 7.7 für die beiden Simulationen zeigt die Unterschiede: bei γ -Schauern eine Differenz von $\sim 10\%$, bei Protonenschauern $\sim 7\%$. Meßdaten und MC 2 stimmen gut überein.

Bildlänge über Gesamtlichtmenge			
	MC 1	MC 2	Daten
γ-Schauer			
20°-Zenitwinkel			
$< 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad	46,67 %	43,33 %	
$< 1,6 \cdot 10^{-5}$ rad	39,52 %	36,36 %	
50°-Zenitwinkel			
$< 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad	62,73 %	53,16 %	
$< 1,6 \cdot 10^{-5}$ rad	54,94 %	45,75 %	
Proton-Schauer			
20°-Zenitwinkel			
$< 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad	20,53 %	16,53 %	28,39 %
$< 1,6 \cdot 10^{-5}$ rad	17,16 %	12,48 %	22,91 %
50°-Zenitwinkel			
$< 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad	25,92 %	22,18 %	22,53 %
$< 1,6 \cdot 10^{-5}$ rad	18,50 %	18,50 %	18,51 %

Tabelle 7.7: Prozentualer Anteil der akzeptierten Ereignisse nach dem Schnitt auf das Verhältnis Bildbreite zu Gesamtlichtmenge im Abbild des Schauers.

7.3.1 Wahl der Schnitte für die Analyse

Die in den vorhergehenden Abschnitten durchgeführten Vergleiche zwischen beiden Simulationen zeigen, daß sich die Unterschiede zwischen den Simulationen, wie erwartet, stark auf die vorhergesagten Schnitteffizienzen auswirken. Es gibt aber derzeit keinen objektiven Grund, eine der Simulationen zu bevorzugen und zur Bestimmung der Schnittparameter auszuwählen. Wir haben daher einen anderen Weg beschritten. 10 % der Meßdaten von Messungen des Krebsnebels bzw. PKS 2155-304 wurden zur Ableitung von Schnittparametern verwendet. Es wurden jeweils Schnittparameter für B_{MC1} und B_{MC2} bestimmt. Ziel war es, den Untergrund soweit wie möglich zu reduzieren und gleichzeitig möglichst viele γ -Ereignisse zu erhalten. Die Ergebnisse werden im Folgenden mit den Vorhersagen verglichen. Es ergab sich, daß sich ein einziger Schnitt als der effektivste sowohl für B_{MC1} als auch für B_{MC2} erwies. Folgende Schnittkombinationen wurden für den Zenitwinkel 20° bzw. 50° festgelegt:

1. Zenitwinkel 20°

- (a) **skalierte Breite $B_{ska} < 1, 2$**
- (b) **$\alpha < 9^\circ$**
- (c) **distance $< 0,021$ rad**
- (d) **$La/L < 2,0 \cdot 10^{-5}$ rad**

2. Zenitwinkel 50°

- (a) **skalierte Breite $B_{ska} < 1, 2$**
- (b) **$\alpha < 10^\circ$**
- (c) **distance $< 0,021$ rad**
- (d) **$La/L < 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad**

In den folgenden Tabellen 7.8 und 7.9 sind die Schnitteffizienzen zusammengefaßt. Tabelle 7.9 zeigt außerdem die erwarteten γ -Raten des Krebsnebels, die für Zenitwinkel 50° bestimmt wurden. Die Ergebnisse der Montecalosimulationen basieren auf dem γ -Spektrum des Krebsnebels, daß im HEGRA-Experiment [2] gemessen wurde:

$$2,79 \pm 0,02 \pm 0,5 \cdot E^{-2,59 \pm 0,06} (m^2 s TeV)^{-1}.$$

Bei Protonen-Schauern ist die Anzahl der Ereignisse, die nach Anwendung aller Schnitte übrigbleiben, innerhalb der statistischen Fehler konsistent.

Die Schnitteffizienzen der γ -Schauer zeigen einen Unterschied von 6 % für einen Zenitwinkel von 20° und 20 % für einen Zenitwinkel von 50° . Der größere Unterschied

Zenitwinkel 20°				
γ -Schauer				
	MC 1, B_{MC1}		MC 2, B_{MC1}	
Schnitte	MC 1	Daten	MC 2	Daten
$B_{ska} < 1, 2$	93,68 %		92,45 %	
$dis < 0, 021$ rad	81,71 %		81,78 %	
$La/L < 2, 0 \cdot 10^{-5}$ rad	52,91 %		50,75 %	
$\alpha < 9^\circ$	92,77 %		85,29 %	
alle Schnitte zusammen	37,55 %		31,68 %	
Proton-Schauer				
$B_{ska} < 1.20$	33,64 %	25,60 %	38,68 %	33,23 %
$d < 0,021$ rad	22,22%	22,84 %	23,24 %	22,84 %
$La/L < 2, 0 \cdot 10^{-5}$ rad	24,62 %	30,89 %	23,13 %	30,89 %
$\alpha < 9^\circ$	8,97 %	8,78 %	8,92 %	8,78 %
alle Schnitte zusammen	0,08 %	0,10 %	0,06 %	0,10

Tabelle 7.8: Schnitteleffizienzen der ausgewählten Schnitte unter Verwendung von MC 1 und MC 2.

wird hauptsächlich durch das Verhältnis Bildlänge zu Gesamtamplitude hervorgerufen. Betrachtet man die Rate der γ -Schauer bei 50°, findet man, daß die Raten von MC 1 und die Meßdaten innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Dagegen liegt der Wert von MC 2 um 70 % von den Meßdaten entfernt. Auch unter Berücksichtigung der statistischen Fehler ist der Unterschied signifikant. Es ist allerdings zu beachten, daß die Tabelle nur statistische Fehler aufführt. Der Meßfehler der γ -Rate beim HEGRA-Experiment liegt bei 18 %. Auch wenn dieser Fehler berücksichtigt wird, bleibt der Unterschied signifikant.

Zenitwinkel 50°				
γ -Schauer				
	MC 1, B_{MC1}		MC 2, B_{MC1}	
Schnitte	MC 1	Daten	MC 2	Daten
$B_{ska} < 1,2$	95,56 %		92,26 %	
$dis < 0,021$ rad	82,09 %		82,30 %	
$La/L < 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad	62,73 %		53,16%	
$\alpha < 10^\circ$	96,99%		88,79 %	
alle Schnitte zusammen	53,92 %		35,66 %	
Proton-Schauer				
$B_{ska} < 1,2$	28,65 %	21,42 %	35,54 %	33,23 %
$dis < 0,021$ rad	24,54 %	23,93 %	24,54 %	23,93 %
$La/L < 1,8 \cdot 10^{-5}$ rad	25,92 %	18,51 %	22,53 %	18,51 %
$\alpha < 10^\circ$	10,13 %	11,59 %	9,88 %	11,59 %
alle Schnitte zusammen	0,08 %	0,07 %	0,05 %	0,07
RATE [γ/min]				
	$4,2 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,3$	$4,6 \pm 0,5$

Tabelle 7.9: Schnitteffizienzen der ausgewählten Schnitte unter Verwendung von MC 1 und MC 2 und die γ -Raten für den Krebsnebel.

Kapitel 8

Energierrekonstruktion und Flußberechnung

Die Energie des Primärteilchens prägt wesentlich die Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre und damit die Emission des Cherenkovlichtes, das in der abbildenden Cherenkov-Teleskopie detektiert wird. Dieses Kapitel widmet sich der Aufgabe, aus dem Bild in der Kamera die Primärteilchenenergie zu ermitteln.

Die Gesamtamplitude (L) des Kamerabildes ist ungefähr proportional zur Menge des emittierten Cherenkovlichtes. Diese ist nach Gleichung 1.16 proportional zur Primärenergie (E_0). Hieraus ergibt sich als erste grundlegende Beziehung die Proportionalität zwischen der Gesamtamplitude (L) des Kamerabildes und der Primärenergie.

$$L \sim E_0 \quad (8.1)$$

Eine genauere Betrachtung zeigt, daß die Anzahl der detektierten Photonen von der Lage des Schauermaximums in der Atmosphäre abhängt. Die Eindringtiefe des Schauers ist proportional zum Logarithmus von E_0 , d.h. bei höheren Primärenergien liegt das Maximum tiefer in der Atmosphäre. Daraus ergibt sich eine geringere Energieschwelle der Cherenkovemission und eine erhöhte Photonenzahl. Außerdem ist der Weg durch die Atmosphäre kürzer, die Absorptionsverluste entsprechend geringer.

Bei konstanter Energie hängt die Bildamplitude vom Zenitwinkel und von der Distanz zwischen Teleskop und Auftreffpunkt des Schauers ab. Dies ist in Abbildung 8.6 für den Zenitwinkel 50° dargestellt. Aus dem oben Gesagten ergibt sich, daß für die Genauigkeit, mit der die Primärteilchenenergie ermittelt werden kann, die Qualität der Schauerrekonstruktion, also die Genauigkeit der Schauerparameter, entscheidend ist. Geeignete Schnitte, die Ereignisse mit schlecht definierten Parametern oder systematischen Fehlern ausschließen, können die Genauigkeit entscheidend ver-

bessern.

8.1 Bestimmung der Primärenergie

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie aus den Abbildern von γ -Schauern in der Kamera die Energie der Primärteilchen ermittelt werden kann. Die Energie ist eine Funktion der Gesamtlichtmenge und des Abstands zwischen Teleskop und Schauerauftreffpunkt. Diese Distanz ist keine Größe, die bei der Berechnung der Bildparameter direkt gewonnen wird. Der Abstand des Bildschwerpunktes korreliert, wie bereits in Kapitel 7.2 erwähnt, mit der Lage des Auftreffpunkts. Dies zeigt Abbildung 7.13. In erster Näherung ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Bei der Energierekonstruktion wird anstelle des Schauerauftreffpunktes der Abstand des Bildschwerpunkts zum Kameramittelpunkt (*dis*) als Variable verwendet. Dieser Abstand wird im Folgenden kurz Schauerschwerpunkt bezeichnet.

Der Zusammenhang zwischen Bildamplitude L und Primärteilchenenergie wird als Funktion der Logarithmen dieser Größen anzusetzen. Setzt man den Logarithmus der Primärteilchenenergie $e_r = \log(E_{rec})$ als Polynom zweiten Grades in $e = \log(L)$ und *dis* an, ergeben sich folgende Gleichungen (vergl. [38]):

$$\log(E_{rec}) = a_0 + a_1 \cdot \log(L) + a_2 \cdot \log(L)^2 + \quad (8.2)$$

$$a_3 \cdot dis + a_4 \cdot dis^2 + a_5 \cdot \log(L) \cdot dis$$

$$e_r = a_0 + a_1 \cdot e + a_2 \cdot e^2 + a_3 \cdot dis + a_4 \cdot dis^2 + \quad (8.3)$$

$$a_5 \cdot e^2 \cdot dis$$

Die Parameter a_i müssen noch bestimmt werden. Dazu dienen Montecarlo-Simulationen. Minimierung der Funktion

$$F(L, dis) = \sum_{\text{Ereignisse}} \left(E_{MC} - \left(\sum_{i=0}^{i=3} a_i \cdot \log(L)^i + \sum_{i=4}^{i=5} a_i \cdot dis^{i-4} + a_5 \cdot dis \cdot \log(L) \right) \right)^2 \quad (8.4)$$

liefert die gewünschten Parameter. E_{MC} ist hierbei die Energie des Primärteilchens, die dem simulierten Schauer zu Grunde liegt. Die Energieverteilung, die man mit den bestimmten Parametern erhält, weist eine systematische Verschiebung zu höheren Energien aus. Besonders ausgeprägt ist dies bei geringen Energien. Aus diesem Grund wird eine weitere Korrektur angebracht. Ausgehend von folgendem Ansatz für den Zusammenhang zwischen Montecarlo-Energie E_{MC} und der rekonstruierten

Energie e_r

$$\log(E_{MC}) = \sum_{n=0}^{n=N_{end}} b_n \cdot e_r^n \quad (8.5)$$

werden die Parameter b_n durch Kurvenanpassung ermittelt. Dabei liegt N_{end} je nach Zenitwinkel bei 3 oder 4. Die Parameter a_n und b_n sowie den Gleichungen 8.2 und 8.5 dienen schließlich zur Berechnung der Primärteilchenenergie.

8.2 Die Qualität der Energierekonstruktion

Wie Kapitel 7.1 zeigte, gibt es keinen rationalen Grund, eine der beiden Simulationen auszuschließen. Aus diesem Grund wurde die Analyse und die Diskussion der Qualität der Energierekonstruktion für beide Simulationen durchgeführt. Zur Beurteilung der Qualität der Schnittparameter kann die Verteilung der Quotienten aus rekonstruierter und tatsächlicher Energie in einem begrenzten Energieintervall verwendet werden. Unter wahrer Energie ist hier die Energie der Montecarlosimulation zu verstehen. Der interessierende Energiebereich (0.6 - 5 TeV) wird in 9 logarithmisch breiter werdende Energieintervalle unterteilt. Im Folgenden werden die in Kapitel 7.2 angegebenen Schnitte verwendet und als *Standardschnitte* bezeichnet.

Energierekonstruktion unter Verwendung von MC 1

In Abbildung 8.1 ist beispielhaft die Verteilung des Quotienten E_{rek}/E_{MC} für das Energieintervall 1,3 bis 1,8 TeV für den Zenitwinkel 20° dargestellt.

Diese Verteilungen können durch Gaußkurven angenähert werden, deren Mittelwert die mittlere Verschiebung der Energieskala und deren Standard-Abweichung die Streuung der rekonstruierten Energie in dem jeweiligen Intervall beschreibt. Im Folgenden werden diese Größen mit q und dq bezeichnet. Der Mittelwert q sollte im Idealfall bei 1 liegen. In Abbildung 8.1 ist der Mittelwert $q = 1,00$ und die Streuung beträgt $dq = 0,19$, d.h. die Ereignisse mit tatsächlichen Energien zwischen 1,3 und 1,8 TeV weisen keine systematische Verschiebung auf, und werden mit einer statistischen Unsicherheit von 19 % rekonstruiert. Im Folgenden wird das Verhältnis von rekonstruierter zu wahrer Energie E_{rek}/E_{MC} kurz "Qualität der Energierekonstruktion" genannt.

Abbildung 8.2 zeigt das Verhalten im gesamten Energiebereich. Über der mittleren wahren Energie des jeweiligen Energieintervalls wurde der Mittelwert q mit dem zugehörigen Fehler aufgetragen. Rot ist der Verlauf bei einem Zenitwinkel von 20° , blau von 50° eingezeichnet. Bei wahren Energien unterhalb von 1 TeV liegt die rekonstruierte Energie zu hoch, bei Energien oberhalb 2 TeV unabhängig vom Ze-

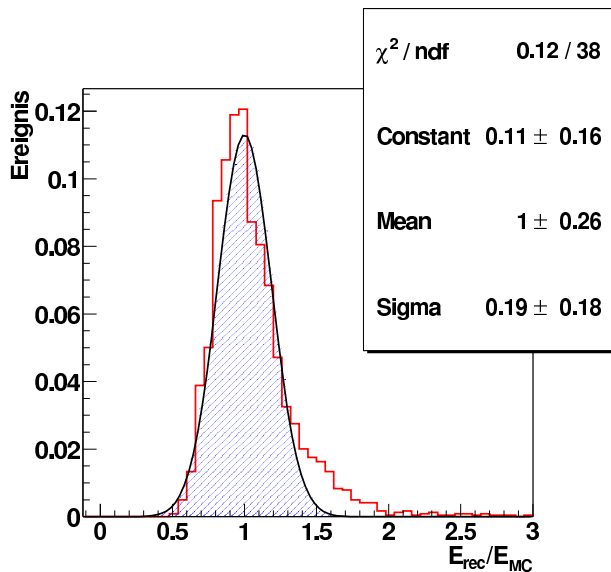


Abbildung 8.1: Verteilung des Quotienten E_{rek}/E_{MC} als Kriterium für die Qualität der Energierekonstruktion für das Energieintervall 1,3 bis 1,8 TeV. Es handelt sich um Daten von MC 1 mit dem Zenitwinkel 20° .

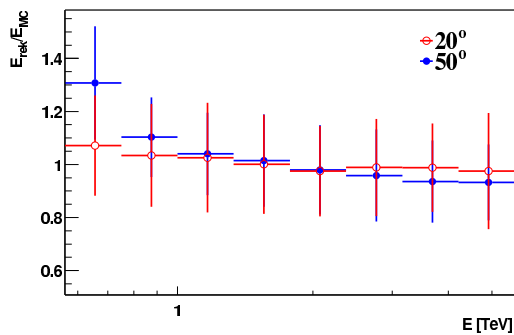


Abbildung 8.2: Die Qualität der Energierekonstruktion. Der jeweilige Mittelwert mit dem zugehörigen Fehlern wurde für den Energiebereich zwischen 0,6 und 5 TeV gegen die wahre Energie aufgetragen. Es wurde MC 1 verwendet. Rot eingezeichnet ist der Verlauf für den Zenitwinkel 20° , blau für 50° .

nitwinkel systematisch zu niedrig. Die systematischen Abweichungen sind bei 20° deutlich geringer als bei 50° . Oberhalb von einem TeV sind sie kleiner als 2%; unterhalb von einem TeV steigen sie bis auf 7% (bei 0,65 TeV). Im Fall 50° , liegt die systematische Verschiebung bei Energien unterhalb von einem TeV zwischen 10 % und 30 %, oberhalb ist die Abweichung vom theoretischen Wert kleiner als 6 %.

Abbildung 8.3 zeigt die Verteilung von E_{rek}/E_{MC} im gesamten Energiebereich von 0,6 bis 5 TeV. Links für Zenitwinkel 20° , rechts für 50° . Die Werte für q liegen bei 1,00 (20°) und 0,98 (50°), für dq bei 0,18 und 0,16. In beiden Abbildung ist ein Überschuß von Ereignissen mit zu hoch rekonstruierter Energie zu erkennen.

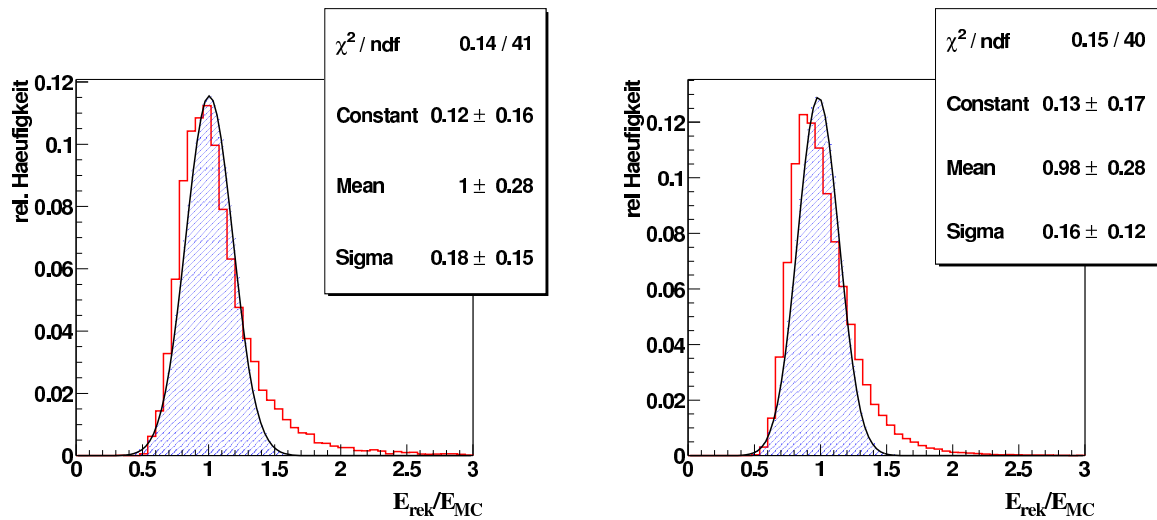


Abbildung 8.3: Qualität der Energierekonstruktion anhand der Verteilung der Quotienten E_{rek}/E_{MC} , für den gesamten Energiebereich von 0,6 bis 5 TeV. Verwendet wurde MC 1. Links ist das Ergebnis für den Zenitwinkel 20° dargestellt, rechts für 50° .

Die systematischen Verschiebungen der Energiewerte, die beim Zenitwinkel von 50° besonders ausgeprägt waren, mitteln sich heraus.

Bildparameter sind bei kleinen Zenitwinkeln besser definiert als bei großen. Aus diesem Grund sollte man eine Verbesserung der Energierekonstruktion bei kleinen Zenitwinkeln feststellen. In Abbildung 8.2 ist zu erkennen, daß eine deutlich geringere systematische Abweichung der rekonstruierten Energie bei 20° vorliegt.

Energierekonstruktion unter Verwendung von MC 2

Abbildung 8.4 zeigt das Verhalten im gesamten Energiebereich. Der Mittelwert q mit dem zugehörigen Fehler wurde über der mittleren wahren Energie des jeweiligen Energieintervalls aufgetragen. Rot gehört zum Zenitwinkel 20° blau zu 50° . Bei wahren Energien unterhalb von 1 TeV liegt die rekonstruierte Energie zu hoch. Bei 20° Zenitwinkel um ca 6 %, bei 50° zwischen 10 und 50 %. Bei Energien oberhalb von 1 TeV liegt die systematische Abweichung bei 20° unterhalb von 3 %, bei 50° unterhalb 7 %.

Abbildung 8.5 stellt die Verteilung von E_{rek}/E_{MC} im gesamten Energiebereich von 0,6 bis 5 TeV dar. Links für den Zenitwinkel 20° , rechts für 50° . Die Werte für q liegen bei 1,00 (20°) und 0,98 (50°), für dq bei 0,16 bzw. 0,2. In beiden Abbildung ist ein Überschuß von Ereignissen mit zu hoch rekonstruierter Energie zu erkennen. Die systematischen Verschiebung der Energiewerte, die besonders ausgeprägt beim

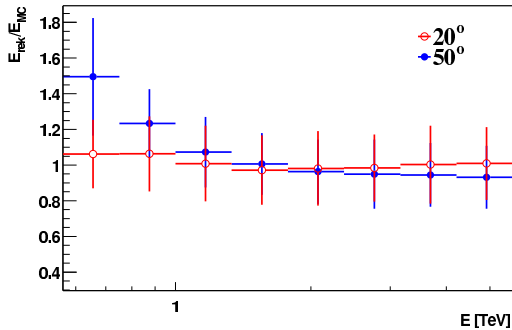


Abbildung 8.4: Die Qualität der Energierekonstruktion. Der jeweilige Mittelwert mit dem zugehörigen Fehler wurde für den Energiebereich zwischen 0,6 und 5 TeV gegen die wahre Energie aufgetragen. Es wurde MC 2 verwendet. Rot gehört zum Zenitwinkel 20° , blau zu 50° .

Zenitwinkel von 50° sind, mitteln sich auch hier heraus.

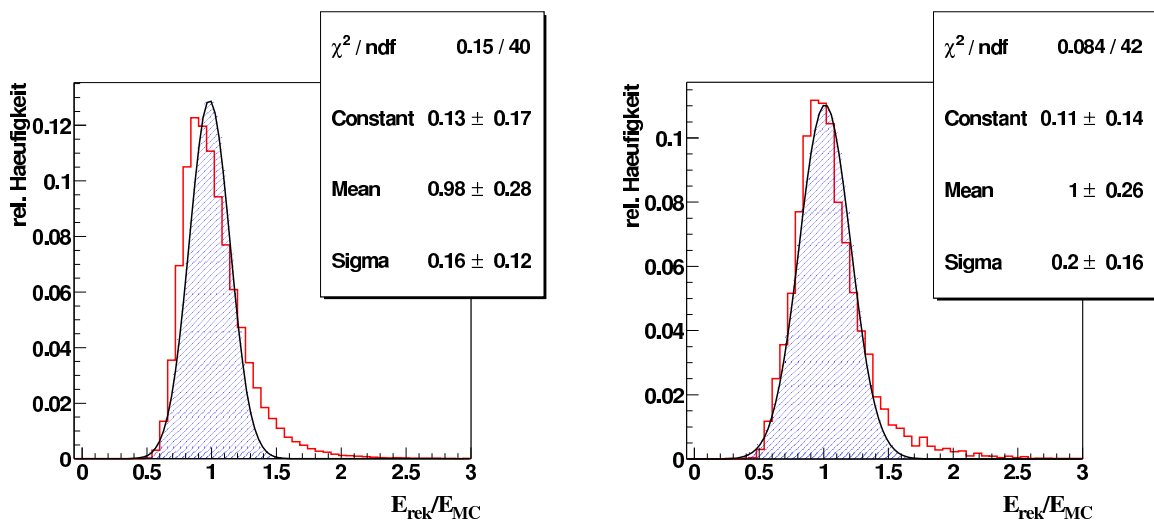


Abbildung 8.5: Qualität der Energierekonstruktion anhand der Verteilung der Quotienten $E_{\text{rek}}/E_{\text{MC}}$, für den gesamten Energiebereich von 0,6 bis 5 TeV. Verwendet wurde MC 2. Links ist das Ergebnis für einen Zenitwinkel von 20° dargestellt, rechts für 50° .

Abschließend läßt sich sagen, daß sich beide Simulationen außerordentlich ähnlich verhalten. Wenn man die Abbildungen 8.2 und 8.4 genauer vergleicht, kann man erkennen, daß für den Zenitwinkel 50° die Energierekonstruktion von MC 1 für Energien unter 1 TeV geringere Abweichungen vom theoretischen Wert hat als MC 2.

8.3 Die Bestimmung von Energiespektren

Um aus der Rate der detektierten γ -Schauer das Energiespektrum und den Fluß der Quelle zu ermitteln, muß der Anteil an Ereignissen, der durch Trigger und Bildanalyse verloren geht, ermittelt werden. Dies ist a priori nicht bekannt. Sie können nur anhand von simulierten Daten bestimmt werden.

Die detektierte Rate ist die Differenz der Anzahl der Ereignisse in der Quellregion ($N_{on}(\Delta E_{i,rek})$) und der Zahl der Ereignisse in der Untergrundregion ($N_{off}(\Delta E_{i,rek})$). Bei der Bestimmung des differentiellen Photonennflusses einer Quelle muß berücksichtigt werden, daß durch die Anwendung von Schnitten die Rate verändert wird. Schließlich hängt die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Teleskops auch von der Energie ab. Diese Abhängigkeit wird mit Hilfe der sogenannten effektiven Fläche A_{eff} berücksichtigt.

Für den differentiellen Fluß der Quelle in einem Energieintervall E_i erhält man:

$$\frac{d\Phi(E)}{dE}(E_i) = \frac{N_{on}(\Delta E_i) - N_{off}(\Delta E_i)}{\Delta t \cdot \Delta E_i} \cdot \frac{1}{\kappa(E_i)A_{eff}(E_i)} \quad (8.6)$$

Der Term $\kappa(E)$ trägt der Tatsache Rechnung, daß durch Schnitte die Rate der detektierten Schauer geändert wird.

Ausgehend von einer idealen, fehlerfreien Energierekonstruktion, berücksichtigt A_{eff} die Triggerwahrscheinlichkeit.

$$A_{eff}(E) = 2 \cdot \pi \int_0^\infty R \cdot p_t(E, R) dR \quad (8.7)$$

Darin ist $p_t(E, R)$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein γ -Schauer der Energie E mit einem Schauerabstand R ein Triggersignal auslöst.

Betrachtet man nun den realen Fall, dann muß der Wahrscheinlichkeit Rechnung getragen werden, daß $E_{primär}$ als E_{rek} rekonstruiert wird. Sie wird im Folgenden mit $p_e(E_{primär}, E_{rek})$ bezeichnet. Man erhält eine effektive Fläche (A'_{eff}) der Form (siehe [1])

$$A'_{eff}(E_{rek}) = \frac{\int p_e(E_{primär}, E_{rek}) A_{eff}(E_{primär}) \Phi(E_{primär}) dE_{primär}}{\Phi(E_{rek})} \quad (8.8)$$

$\Phi(E)$ steht für das angenommene Spektrum. Die Berücksichtigung von $p_e(E_{primär}, E_{rek})$ führt dazu, daß die effektive Fläche vom angenommenen Spektrum abhängt. Hierauf wird in Abschnitt 8.3.1 genauer eingegangen.

8.3.1 Die Bestimmung der effektiven Flächen

Im folgenden Abschnitt wird zuerst auf die Bestimmung der effektiven Flächen einer idealen Energierekonstruktion A_{eff} eingegangen. Danach wird der reale Fall disku-

tiert.

Zur Berechnung der effektiven Fläche muß die Wahrscheinlichkeit $p_t(E, R, \Theta)$ bekannt sein. Sie ist gegeben durch das Verhältnis der detektierten Schauer zur der Anzahl der Schauer, die von der Quelle erzeugt werden. Dieses Verhältnis ist nicht messbar. Zur Bestimmung werden Simulationen verwendet. Die Wahrscheinlichkeit ist gegeben durch das Verhältnis der detektierten Schauer (N_{det}) zur Anzahl der insgesamt generierten Schauer (N_{gen}).

$$p_t(E, R, \Theta) = \frac{N_{det}(E, R, \Theta)}{N_{gen}(E, R, \Theta)} \quad (8.9)$$

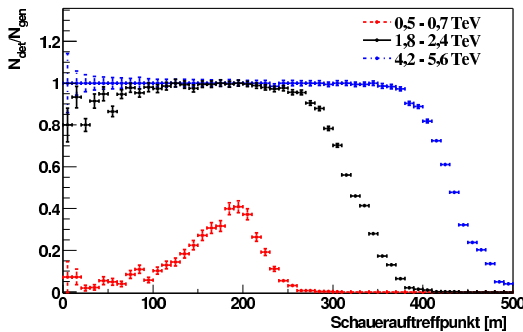


Abbildung 8.6: Nachweiswahrscheinlichkeit von Gamma-schauern, die unter einem Zenitwinkel von 50° einfallen, für verschiedene Energieintervalle.

Abbildung 8.6 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für simulierte γ -Schauer, die unter einem Zenitwinkel von 50° einfallen. Der Verlauf ist für drei verschiedene Energieintervalle gezeigt.

Gamma-Quanten mit niedrigen Energien $\ll 1\text{TeV}$ haben einen kleinen mittleren Cherenkovwinkel (s.a. 1.3.1) und die Schauerlänge ist kürzer (s.a. 1.2.1). Das emittierte Licht überlagert sich zu einem relativ scharfen Ring. Für kleine Schauerenergien ist also die Lichtintensität im Inneren des Ringes gering und die Nachweiswahrscheinlichkeit vergleichsweise kleiner. Mit zunehmender Energie dringen die Schauer tiefer in die Atmosphäre ein und eine hinreichend große Anzahl von Photonen wird nahe der Schauerachse emittiert, so daß sich ein Plateau nahezu konstanter Nachweiswahrscheinlichkeit ausbildet. Ebenfalls erkennt man in Abbildung 8.6, daß bei zunehmender Energie der Bereich hoher Nachweiswahrscheinlichkeit der Erwartung entsprechend mit der Energie anwächst (siehe 1.3.2, Gleichung 1.31).

Mit Hilfe der Gleichung 8.9 und der Fläche F_{sim} , für die die Schauer simuliert worden

sind, lassen sich die effektiven Flächen für die Energieintervalle ΔE berechnen.

$$S_{eff} = F_{sim} \cdot \frac{N_{det}}{N_{gen}} \quad (8.10)$$

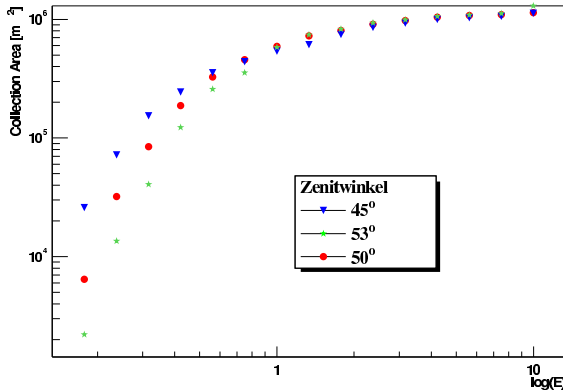


Abbildung 8.7: Abhängigkeit der effektiven Fläche von der Energie bei unterschiedlichen Zenitwinkeln.

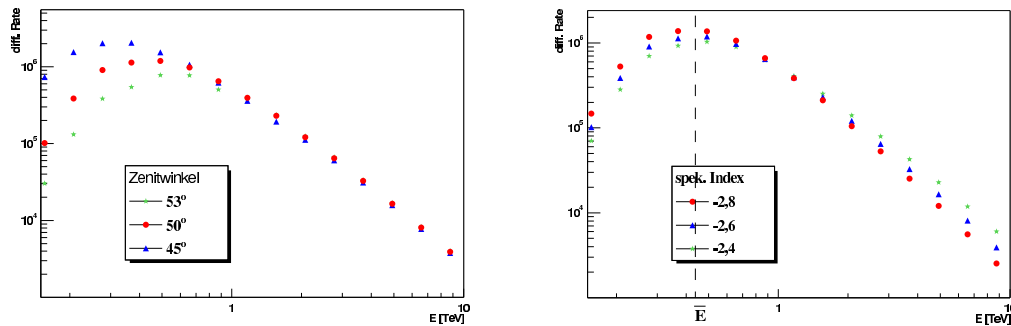


Abbildung 8.8: Faltung der in 8.7 gezeigten effektiven Flächen mit dem Spektrum E^ϵ . Links mit $\epsilon = -2,6$ A_{eff} für drei Zenitwinkel $\Theta = 45^\circ, 50^\circ$ und 53° . Rechts bei $\Theta = 50^\circ$ mit $\epsilon = -2,4, -2,6$ und $-2,8$.

Abbildung 8.7 zeigt den Verlauf der effektiven Flächen für verschiedene Zenitwinkel ohne Anwendung von Schnitten. Der Energiebereich wurde in 15 logarithmisch ansteigende Energieintervalle aufgeteilt. Die Statistische Unsicherheit liegt unterhalb von 0,5 TeV bei 15 %, oberhalb von 0,5 TeV bei 9 %. Der starke Anstieg der effektiven Flächen im Bereich von Energien unterhalb von 1 TeV liegt an der schnellen Zunahme der Nachweiseffizienz mit steigender Energie, auf die bereits hingewiesen

wurde. (siehe Abbildung 8.6). Bei Energien über 1 TeV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit nahezu 1, so daß die effektiven Flächen nur noch geringfügig mit wachsendem Radius des Lichtkreises ansteigen können.

Mit Hilfe der Gleichung $\Gamma(E) = \Phi(E) \cdot A_{eff}(E)$ der differentiellen Rate kann die effektive Energieschwelle des Teleskops definiert werden. In Abbildung 8.8 ist das Ergebnis einer Faltung der effektiven Fläche mit Spektren, die einem Potenzgesetz der Form $\Phi(E) \sim E^{-\epsilon}$ gehorchen, dargestellt. Die Ordinate ist in willkürlichen Einheiten gegeben, die Fläche unterhalb der Kurve ist ein Maß für die Anzahl der detektierten Ereignisse.

Das Maximum der Kurven \bar{E} definiert die effektive Schwelle des Teleskops. Der größte Teil der detektierten Ereignisse liegt rechts von \bar{E} (siehe Abbildung 8.8). Im rechten Teilbild 8.8 sind drei Kurven für $\epsilon = -2, 4, -2, 6$, und $-2, 8$ bei konstantem Zenitwinkel 50° eingezeichnet. Wie man sieht, ist die Abhängigkeit der Energieschwelle vom spektralen Index (ϵ) gering. Die Kurven haben gemeinsam $\bar{E} = (500 \pm 40)$ GeV. Dagegen beobachtet man in dem Teilbild 8.8 links eine starke Änderung bei Variation des Zenitwinkels: $\theta = 45^\circ, 50^\circ, 53^\circ$ entspricht $\bar{E} = 350 \pm 40, 460 \pm 35, 580 \pm 50$ GeV.

Die Diskussion betraf bis jetzt die effektiven Flächen im idealisierten Fall, ohne die Anwendung von Schnitten und mit einer idealen Energierekonstruktion, d.h. $E_{rek} = E_{primär}$. Geht man nun zum realen Fall über, so müssen $p_e(E_{primär}, E_{rek})$ und κ berücksichtigt werden. Die Bestimmung von $p_e(E_{primär}, E_{rek})$ ist nicht trivial. Aus diesem Grund wird die effektive Fläche $A'_{eff}(E_i)$ und die Schnitteffizienz $\kappa(E_i)$ zu einer neuen Funktion (A''_{eff}) zusammengefaßt.

Verwendet man bei der Berechnung der effektiven Flächen (siehe Abschnitt 8.3.1), anstelle der Anzahl der getriggerten Ereignisse, die Anzahl der Ereignisse die zur Datenanalyse zugelassen worden sind und benutzt anstelle der wahren Energie die rekonstruierte Energie, so erhält man anstelle von A_{eff} A''_{eff} .

Abbildung 8.9 stellt $A_{eff}(E)$ der Funktion $A''_{eff}(E)$ gegenüber. Die Fehlerbalken von E_{rek} geben die mittleren Unsicherheiten in der Energierekonstruktion wieder.

Abbildung 8.10 zeigt die rekonstruierten Spektren. Links ist das Spektrum von MC 1 dargestellt. Es wurden effektive Flächen verwendet, die ebenfalls mit MC 1 bestimmt worden sind. Rechts wurde alles mit MC 2 durchgeführt. Das Potenzgesetz $d\Phi/dE = 2.79 \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2.6} (m^2 TeVs)^{-1}$ wird im gesamten Bereich gut reproduziert. Der spektrale Index wird im Bereich von 0,6 bis 5 TeV mit einem Fehler unter 1 % rekonstruiert, der Fluß hat einen Fehler von 2 %.

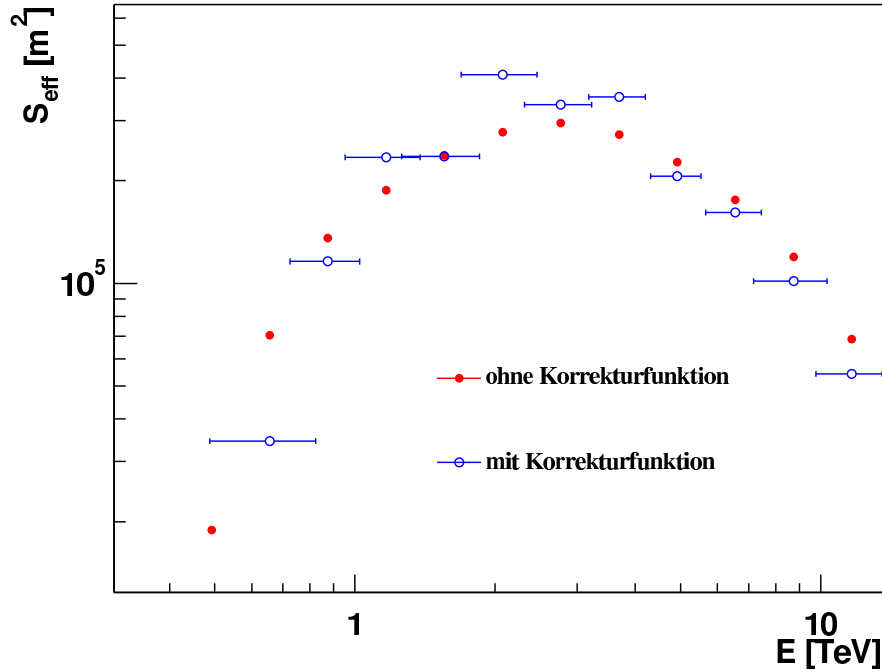


Abbildung 8.9: Vergleich der effektiven Fläche $A_{\text{eff}}(E)$ (rot) mit A'_{eff} (blau). Die Fehlerbalken von E_{rek} geben die mittleren Unsicherheiten der Energierekonstruktion wieder. Verwendet wurden die Standardschnitte und MC 2 bei einem Zenitwinkel von 50° .

Um zu überprüfen, wie die Qualität der Energierekonstruktion vom spektralen Index der zugrunde gelegten Verteilung abhängt, wurde der spektrale Index bei der Rekonstruktion variiert. Dabei wurde in allen Fällen die effektive Fläche beibehalten, die mit einem spektralen Index von $-2,6$ bestimmt worden war. In Tabelle 8.1 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Man verwendete die Simulation MC 1 bei einem Zenitwinkel von 50° . Der so rekonstruierte spektrale Index hatte konstant zu kleine Werte, die weniger als 2% vom wirklichen Wert abweichen. Der Fehler auf den rekonstruierten Fluß ist deutlich größer und nimmt mit zunehmenden spektralen Index zu. Die maximale Abweichung beträgt 7 %.

Das gleiche Verhalten zeigte sich bei MC 2. Die Wahl des spektralen Modells kann also einen Fehler von bis zu 7 % in der Flußbestimmung verursachen, wohingegen beim spektralen Index nur mit einem Fehler von 2 % zu rechnen ist.

Desweiteren kann man, indem man die Rekonstruktionparameter der Simulation

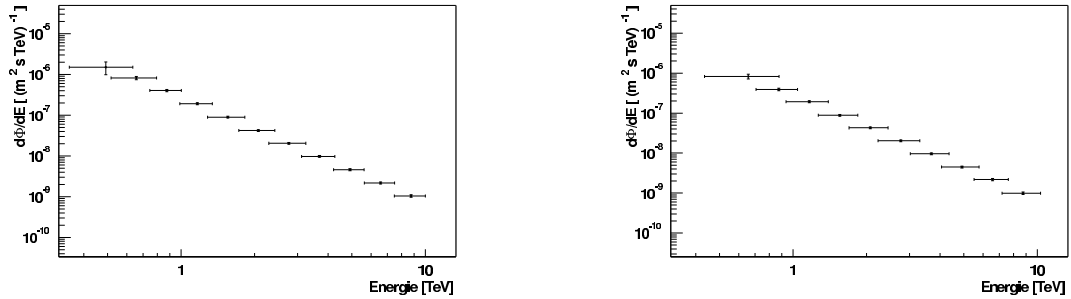


Abbildung 8.10: Rekonstruktion eines simulierten Spektrums mit $d\Phi/dE = 2,79 \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,6} \text{ (m}^2\text{TeV s)}^{-1}$ mit Zenitwinkel 50° . Links zeigt das Ergebnis unter Verwendung von MC 1, rechts von MC 2

ϵ_{eff}	ϵ_{rec}	$d\Phi/dE$
MC 1, Zenitwinkel 50°		
-2,0	$-1.97 \pm 0,08$	$2,73 \pm 0,20$
-2,4	$-2,39 \pm 0,08$	$2,86 \pm 0,18$
-2,6	$-2.59 \pm 0,08$	$2,81 \pm 0,09$
-2,8	$-2.77 \pm 0,08$	$2,89 \pm 0,15$
-3,2	$-3.18 \pm 0,08$	$2,98 \pm 0,25$
ϵ_{eff}	ϵ_{rec}	$d\Phi/dE$
MC 2, Zenitwinkel 50°		
-2,0	$-1.96 \pm 0,08$	$2,74 \pm 0,20$
-2,4	$-2,41 \pm 0,08$	$2,84 \pm 0,18$
-2,6	$-2.59 \pm 0,08$	$2,83 \pm 0,09$
-2,8	$-2.78 \pm 0,08$	$2,86 \pm 0,15$
-3,2	$-3.17 \pm 0,08$	$2,95 \pm 0,25$

Tabelle 8.1: Rekonstruktion des spektralen Index ϵ und des differentiellen Flusses $d\Phi/dE$ (1 TeV) in Einheiten $10^{-7} \text{ (m}^2\text{s TeV)}$ für simulierte Testspektren mit variiertem ϵ_{eff} und $d\Phi/dE = 2.79 \cdot 10^{-7} \cdot \text{(m}^2\text{s TeV)}$. Es wurden die korrigierten effektiven Flächen A'_{eff} mit einer Gewichtung gemäß $\epsilon = -2,6$ verwendet.

2 auf Simulation 1 anwendet, den Einfluß der Simulationen abschätzen. Verwendet man MC 1 mit einem Zenitwinkel von 50° und mit $d\Phi/dE = 2,79 \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,6} (m^2TeV s)^{-1}$, rekonstruiert die Energie und bestimmt mittels der effektiven Fläche von MC 2 das Energiespektrum, so erhält man: $d\Phi/dE = 4,02 \pm 0,10 \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,52 \pm 0,12} (m^2TeV s)^{-1}$, d.h. eine Abweichung von $\sim 45\%$ im Fluß und von 5% im spektralen Index gegenüber den Werten, die der Simulation zugrunde lagen. Wendet man nun analog MC 1 Parameter auf MC 2 an, so erhält man: $d\Phi/dE = 1,60 \pm 0,13 \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,45 \pm 0,13} (m^2TeV s)^{-1}$, d.h. eine Abweichung von $\sim 45\%$ im Fluß und von 6% im spektralen Index. Es zeigt sich, daß der Fluß mit Änderungen um 45% sehr empfindlich auf Variationen in den Simulationen reagiert, während sich der spektrale Index mit Abweichungen von nur 7% weit weniger sensitiv verhält.

8.4 Einfluß defekter Pixel auf die Bildanalyse

Betrachtet man für einen Datenrun die Verteilung der Bildschwerpunkte in der Kamera, so erkennt man "Löcher". Dies ist in Abbildung 8.11a) zu sehen. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse als Funktion des Schauerschwerpunktes des Schauersabbilders. Es wurden nur Ereignisse mit Bildlänge kleiner $0,0035$ rad und Bildbreite kleiner $0,0011$ rad verwendet. Deutlich zu erkennen sind Bereiche, in denen keine Schwerpunkte rekonstruiert worden sind. Abbildung 8.11b) zeigt die Verteilung der in der Analyse ausgeschlossenen Pixel. Man erkennt, daß die Löcher streng mit der Lage dieser Pixel korreliert sind (Kriterien zum Abschalten eines Pixels siehe Abschnitt 6.10).

Um den Einfluß fehlender Pixel in der Datenanalyse zu untersuchen, wurden in der Simulation Pixel entfernt. Die in Abbildung 8.11b) gezeigte Verteilung ist typisch für einen Datenrun. Es befinden sich 3 Sterne im Gesichtsfeld der Kamera. Dazu kommen weitere durch die Onlinesoftware ausgeschaltete Pixel. Für die folgenden Untersuchungen wurde diese Konfiguration ausgeschalteter Pixel verwendet und auf Simulationen mit einem Zenitwinkel von 50° angewendet. Es werden die Ergebnisse von MC 2 wiedergegeben. MC 1 zeigte das gleiche Ergebnis. Im Folgenden werden die wichtigsten Schauerparameter verglichen, unter der Bedingung (a), daß Pixel fehlen, bzw. (b), daß alle vorhanden sind. Es wird für Protonenschauer das Verhältnis Bildlänge über Gesamtamplitude untersucht, dann kurz die Hillasparameter. Im Falle der γ -Schauer erfolgt der Vergleich bezüglich der Hillasparameter und der vorhergesagten Raten.

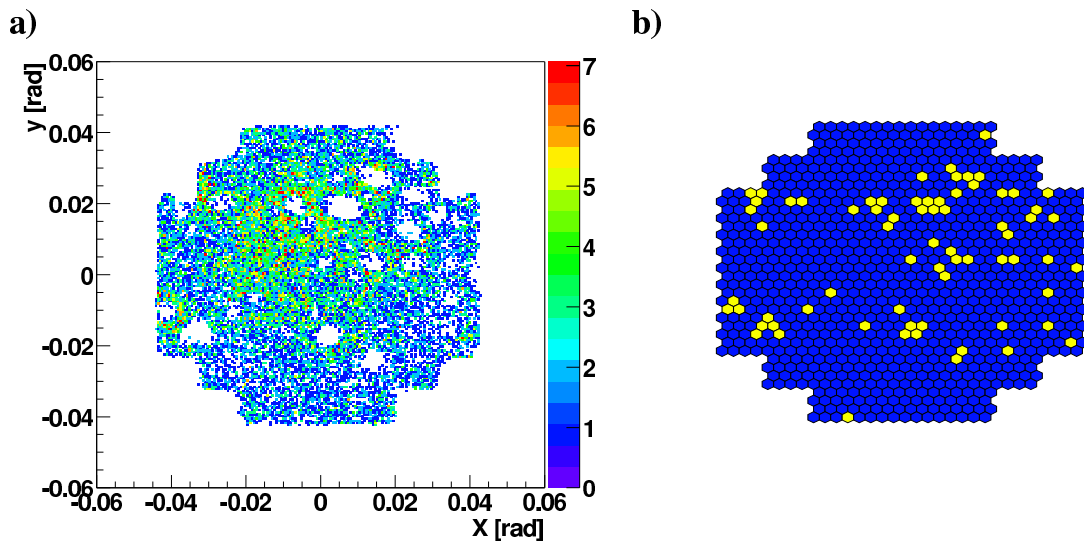


Abbildung 8.11: a) zeigt die Verteilung der Schwerpunkte der Schauerabbilder in der Kamera für einen typischen Datenrun. Es wurden nur Ereignisse mit Bildlänge kleiner $0,0035$ rad und Bildbreite kleiner $0,0011$ rad verwendet. In b) ist die Lage der in der Analyse nicht verwendeten Pixel angegeben (bezüglich Kriterien zum Abschalten eines Pixels siehe Abschnitt 6.10).

Protonenschauer

Wenn die oben gezeigte Konfiguration ausgeschalteter Pixel verwendet wird, führt dies zu einer Reduktion der Ereignisanzahl um 30 %. Diese Reduktion wird durch die Elimination kleiner Schauer hervorgerufen, die in den Bereich der ausgeschalteten Pixel fallen und den Tailcut nicht überleben (siehe Kapitel 2.1).

Der Einfluß auf die Form der Hillasparameter ist minimal. Dies ist in Abbildung 8.12 zu sehen. Man erkennt eine verminderte Anzahl an Ereignissen, die Form bleibt jedoch erhalten.

In Abschnitt 7.1 wurde gezeigt, daß das Verhältnis L_a/L ein Maß für die Sammeleffizienz des gesamten Teleskops darstellt. Mit Hilfe des Maximums dieser Verteilung können die Lichtmengen für beide Fälle miteinander verglichen und Aussagen über den Effekt fehlender Pixel getroffen werden. Abbildung 8.13 zeigt dieses Verhältnis unter Berücksichtigung ausgeschalteter Pixel (blau, gestrichelt) und unter Verwendung aller Pixel (rot). Man erkennt, daß sich das Maximum weiterhin an derselben Stelle befindet. Der Einfluß fehlender Pixel ist also gering.

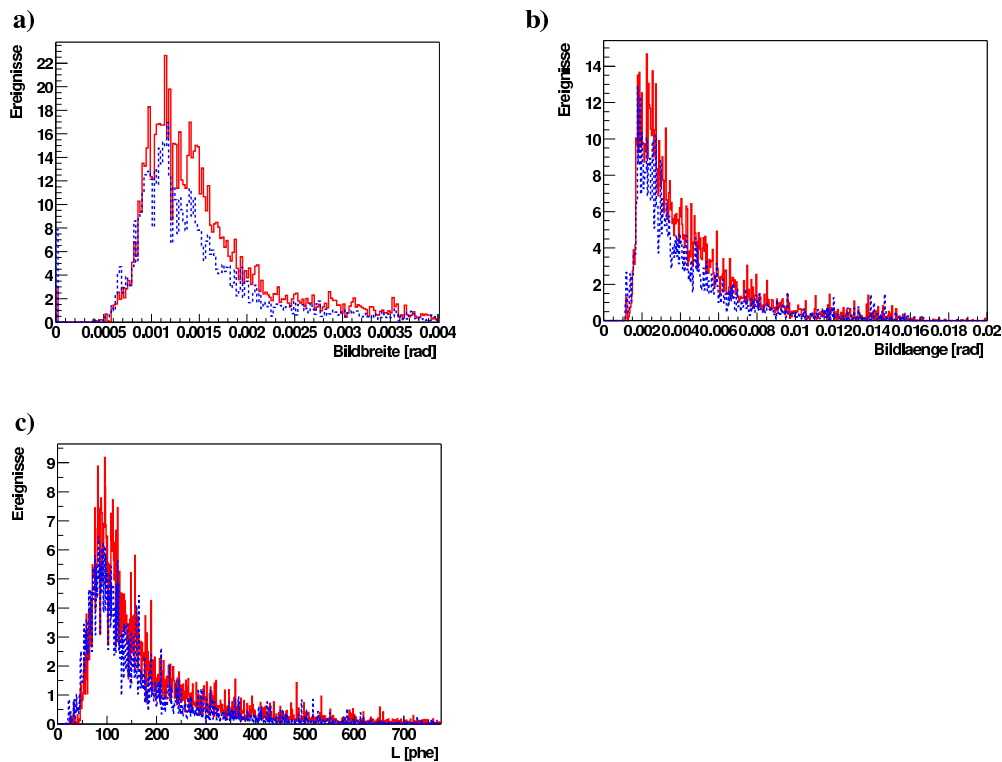


Abbildung 8.12: Verteilungen von Hillasparametern von Protonenschauern mit einem Zenitwinkel von 50° . Blau, gestrichelt, die Verteilung unter Berücksichtigung ausgeschalteter Pixel, rot unter Verwendung aller Pixel. a) die Bildbreite, b) die Bildlänge und c) die Gesamtamplitude.

γ -Schauer

Betrachtet man nun γ -Schauer mit einem Zenitwinkel von 50° der Abbildung 8.14, so erkennt man Veränderungen der Verläufe der Hillasparameter. Blau, gestrichelt, ist in Abbildung 8.14 der Verlauf der Parameter unter Berücksichtigung der ausgeschalteten Pixel dargestellt. Rot zeigt die Verläufe unter Verwendung aller Pixel. Man erkennt eine Verschiebung zu kleineren Bildlängen, -breiten und Gesamtamplituden. Das fehlende Signal der abgeschalteten Pixel fehlt in den Schauerabbildern und damit auch in den Schauerparametern. Die ellipsoiden und kompakten γ -Schauer werden verkleinert.

Die ohne Anwendung von Schnitten vorhergesagten Raten vermindern sich um 3 %. Wenn Schnitte auf die Bildform angewendet werden, wird der Unterschied der Raten deutlich größer. Er liegt, wenn die Standardschnitte verwendet werden, bei

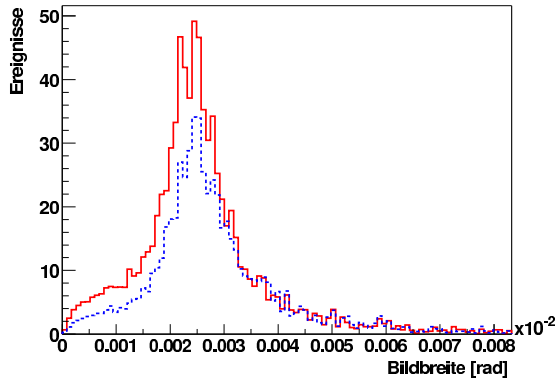


Abbildung 8.13: Verhältnis der Bildlänge über Gesamtamplitude des Schauerabbildes für Protonenschauer mit einem Zenitwinkel von 50° . Blau (gestrichelt) der Verlauf unter Berücksichtigung ausgeschalteter Pixel, rot unter Verwendung aller Pixel.

13 %. Dieser Wert gibt die Größenordnung des Effektes an. Wenn die Lage der ausgeschalteten Pixel sich ändert, kann der Effekt auch vernachlässigbar gering sein, beispielsweise dann, wenn diese am Rande der Kamera liegen. Runs mit einer großen Anzahl von ausgeschalteten Pixeln im Kamerazentrum sollten verworfen werden.

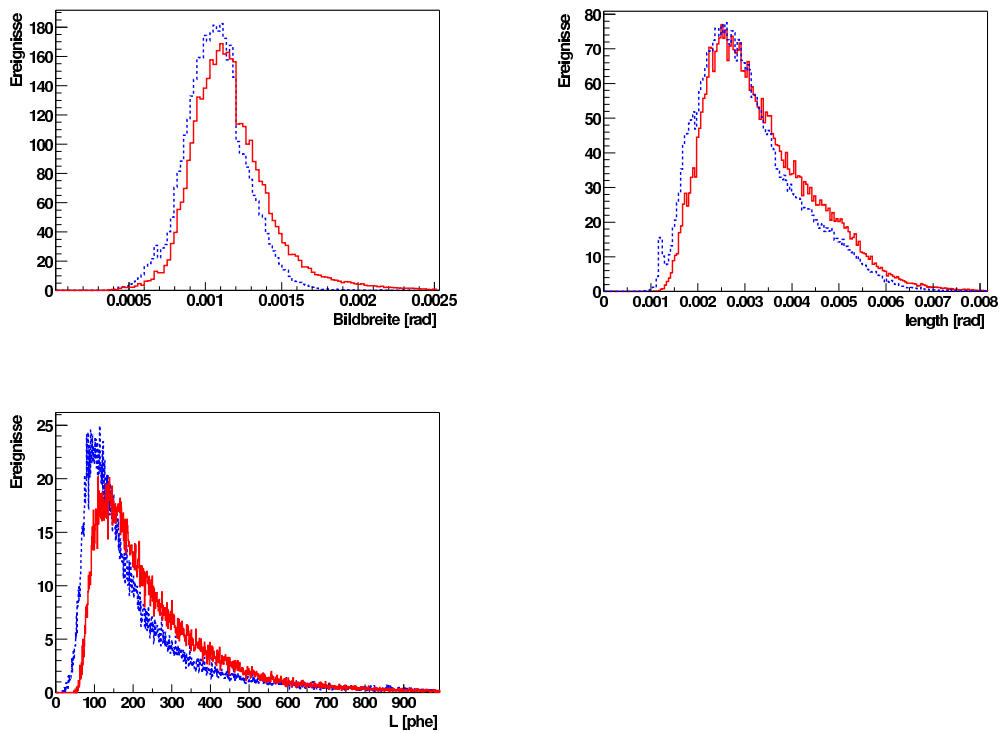


Abbildung 8.14: Verteilung der Hillasparameter von γ -Schauern mit einem Zenitwinkels von 50° . Blau, gestrichelt, die Verteilung unter Berücksichtigung ausgeschalteter Pixel. Rot die Verteilung unter Verwendung aller Pixel. a) die Bildbreite, b) die Bildlänge und c) die Gesamtamplitude.

Kapitel 9

Beobachtung des Krebsnebels

9.1 Der Datensatz

Die Beobachtung des Krebsnebels erfolgte im sogenannten ON/OFF-Modus. In diesem Beobachtungsmodus wird das Teleskop abwechselnd für eine bestimmte Zeit τ (zwischen 20 und 40 min.) auf zwei verschiedene Positionen ausgerichtet. Eine davon ist die Quellposition (*ON-Run*), die andere ist eine Himmelsposition, die zur Bestimmung des Untergrundes benutzt wird. Deshalb wird hierfür eine Richtung gewählt, in der keine γ -Quelle vermutet wird (*OFF-Run*). Die Deklination der OFF-Region ist die der Quellposition. Der Stundenwinkel ist jedoch um die Zeit $\Delta t = \pm\tau$ versetzt. Hierdurch wird gewährleistet, daß die beobachtete Quelle und die Vergleichposition im gleichen Zenitwinkelbereich liegen und zenitwinkelbedingte Unterschiede zwischen ON- und OFF-Messungen ausgeschlossen werden können.

Ein weiteres Kriterium für die Auswahl der OFF-Region ist die Stärke des Nachthimmelslichtes. Es muß darauf geachtet werden, daß in ON- und OFF-Region gleiche Bedingungen bezüglich der Nachthimmelslichtes herrschen.

Jede Datennahme liefert also eine Datenpaar von ON- und OFF-Daten, was große Vorteile bei der Auswertung und Analyse bietet. Eventuelle systematische Fehler der Bildanalyse oder der Kamera wirken sich bei diesem Beobachtungsmodus auf beide Datensätze gleich aus und kompensieren sich gegenseitig. Änderungen der Beobachtungsbedingungen, mit Zeitkonstanten groß gegenüber τ , werden ebenfalls automatisch berücksichtigt.

Ein unvermeidlicher Nachteil dieses Verfahrens ist jedoch die Tatsache, daß nur die Hälfte der Zeit zur Beobachtung der Quelle genutzt wird.

9.2 Selektion der Meßreihen

Während des Zeitraumes von September 2002 bis November 2002 wurde der Krebsnebel ca. 5,5 Stunden¹ beobachtet. Für die Analyse wurden nur solche Meßreihen verwendet, bei denen die äußeren Bedingungen gut waren. Zur Unterscheidung von guten Daten und schlechten, die möglicherweise unzuverlässig sind, wurden mehrere Kriterien herangezogen. Eine wichtige Quelle waren die Logbücher. Ein anderes Kriterium war die Triggerrate. Außerdem sind an einigen Tagen Wetterbedingungen mit einem Radiometer überprüft worden. Wenn solche Daten vorhanden waren, wurden sie ebenfalls genutzt. Nach der Selektion blieben 3,3 Stunden übrig.

Der Zenitwinkelbereich dieser Datenpaare variierte zwischen 45° und 54° . Abbildung 9.1 zeigt ihre Anzahl als Funktion des mittleren Zenitwinkels.

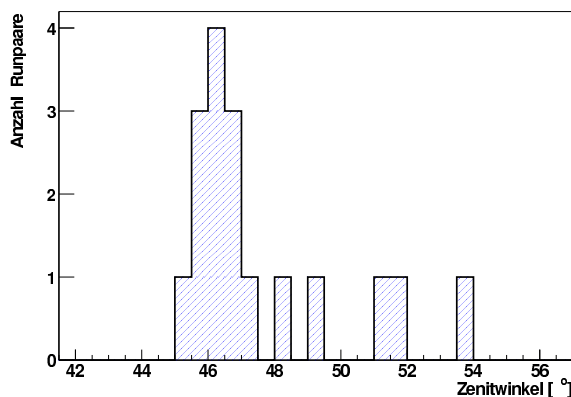


Abbildung 9.1: Verteilung der mittleren Zenitwinkel der Datenpaare, die zur Analyse verwendet wurden.

9.3 Normierung und Angleichung der ON- und OFF-Daten

In der direkten Nachbarschaft des Krebsnebels befinden sich die beiden Sterne Zeta-Tauri und Tau-121. Wie bereits in Kapitel 6.10 beschrieben, führen Sterne im Gesichtsfeld der Kamera zu erhöhten Triggerrate einzelner Photomultiplier und zu einem erhöhtem Rauschen. Betroffene Photomultiplier werden deshalb aus der Analyse ausgeschlossen. Dies führt zu unterschiedlichen Bedingungen für ON- und

¹Angaben zur Meßzeit beziehen sich im Folgenden immer auf die ON-Messungen. Wenn nicht anders vermerkt, wurde die gleiche Meßzeit für die OFF-Region verwendet.

OFF-Messungen, so daß der Untergrund durch die OFF-Messung nicht notwendigerweise richtig bestimmt worden sein muß. Um gleiche Bedingungen zu schaffen, werden deshalb in ON- und OFF-Messungen die gleichen Photomultiplier aus der Bildanalyse eliminiert.

Um die Anzahl der Ereignisse im OFF-Datensatz an die Zahl der Ereignisse im ON-Datensatz anzugleichen, wurde die Anzahl der Ereignisse im ON- und OFF-Datensatz, für die Alpha zwischen 30° und 80° liegt, bestimmt. Mit diesen Werten wurde der Normierungsfaktor N_{norm} berechnet und die Anzahl der Ereignisse des OFF-Datensatzes auf die Anzahl der Einträge des ON-Datensatzes normiert.

9.4 Detektion des Krebsnebels

Die Analyse des Krebsnebel Datensatzes wird unter Verwendung der Standardschnitte getrennt für MC 1 und MC 2 durchgeführt. Die Berechnung der Signifikanz erfolgt nach [35] mit der Gleichung

$$\sigma = \sqrt{2} \left(N_{ON} \ln \left[\frac{1 + \eta}{\eta} \left(\frac{N_{ON}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) \right] + N_{OFF} \ln \left[(1 + \eta) \left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) \right] \right)^{1/2} \quad (9.1)$$

N_{OFF} und N_{ON} geben die Anzahl der Ereignisse der ON- und OFF Messungen an, η ist das Verhältnis zwischen den Meßzeiten der ON- und OFF Messungen. In Tabelle 9.1 finden sich die Anzahl der Überschußereignisse, die die Schnitte überleben, sowie die Signifikanz. Die Ergebnisse beider Simulationen sind einander gegenübergestellt. Unter Verwendung von B_{MC1} überleben 920 ± 60 Ereignisse und die Signifikanz der Detektion des Krebsnebels beträgt $\sigma = 15,2$; B_{MC2} liefert 962 ± 65 Ereignisse und eine Signifikanz von $\sigma = 14,7$.

	B_{MC1}		B_{MC2}	
Schnitte	ON-OFF _{norm}	σ	ON-OFF _{norm}	σ
standard	920 ± 60	15,2	962 ± 65	14,7

Tabelle 9.1: Differenz der Anzahl der Ereignisse vor und nach Anwendung der Standardschnitte und die Signifikanz des Krebssignals. Die Schnitte basieren auf den Standardschnitten aus Kapitel 7.3.1. Die ersten zwei Spalten geben die Ergebnisse unter Verwendung von B_{MC1} , die beiden letzten bei Verwendung von B_{MC2} an.

Abbildung 9.2 zeigt das akkumulierte Signal des Krebsnebels. Wie zu erwarten, steigt es mit der Quadratwurzel aus der Beobachtungszeit an.

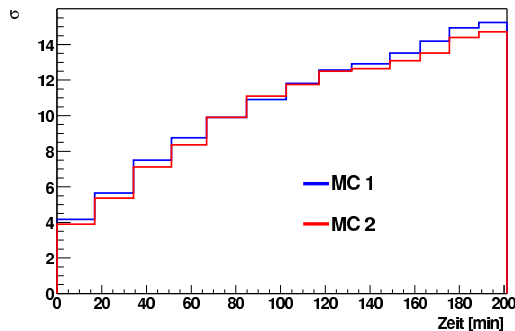


Abbildung 9.2: Das akkumulierte Signal des Krebsnebels als Funktion der akkumulierten Meßdauer. Blau gehört zu B_{MC1} , Rot zu B_{MC2} .

Abbildung 9.3 zeigt die α -Verteilungen der Krebsnebel Daten. Die Teilbilder a) und c) zeigen das Ergebnis unter Verwendung der Standardschnitte und B_{MC1} , die beiden rechten (b und d) unter Verwendung von B_{MC2} . In der oberen Reihe 9.3a) und 9.3b) sind die Verteilungen der OFF-Daten (rot) und ON-Daten (blau) dargestellt. Es ist ein deutliches Maximum bei 0° zu erkennen, das bis ca. 10° auf den Untergrundwert abgefallen ist.

In der unteren Reihe, Abbildung 9.3c) und 9.3d) finden sich Verteilungen für α nach Durchführung der Untergrundkorrektur. Die Meßdaten sind blau gezeichnet und tragen Fehlerbalken. Als rote Linien wurden außerdem die entsprechenden Verteilungen der Simulationen eingezeichnet. Der Vergleich der Simulation MC 1 mit den Meßdaten, zeigt, daß das Maximum von MC 1 deutlich steiler als die Meßdaten abfällt. Der Verlauf bei MC 2 stimmt dagegen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Meßdaten überein.

Im Abschnitt 7.1 wurden Simulationen und Meßdaten von hadronischen Schauern verglichen. Es zeigten sich deutliche Unterschiede, zum einen zwischen den Simulationen selbst, zum anderen im Vergleich mit den Meßdaten. Ein Vergleich der Gamma-Simulationen mit den Meßdaten steht noch aus. Wie im Vorgehenden gezeigt, steht jetzt ein Datensatz von rund 950 Überschußereignissen zur Verfügung, der zum Vergleich herangezogen werden kann (siehe 9.1).

Abbildung 9.5 zeigt den Vergleich der Bildparameter: Bildbreite, -länge und Gesamtamplitude L . Links ist der Vergleich mit MC 1 gezeigt, rechts mit MC 2. Rot eingezeichnet sind die Simulationsdaten, blau die Meßdaten. Die Fehlerbalken der Meßdaten geben die statistischen Unsicherheiten an. Um auszuschließen, daß die Schnitte die Verteilungen beeinflussen, wurden zur Ereignisselektion leicht veränderte Schnitte angewendet, für Simulationen und Daten waren die Schnitte jedoch identisch. Zur Extraktion der Bildbreitenverteilung wurde der Schnitt auf die skalierte

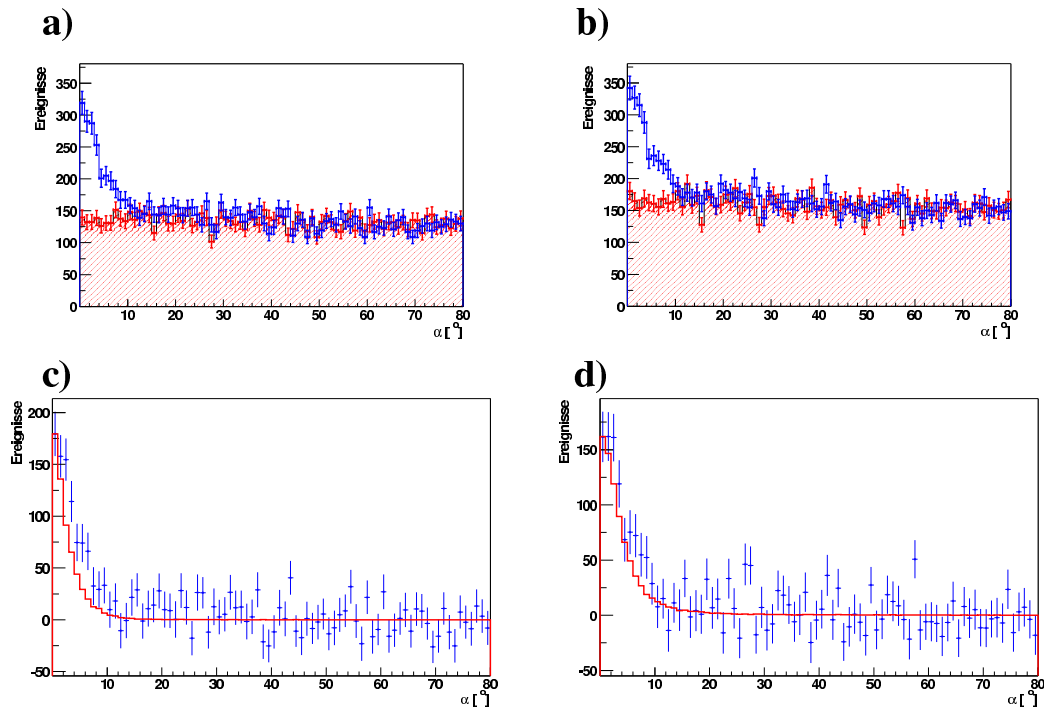


Abbildung 9.3: α -Verteilung von Krebsnebeln unter Verwendung der Standardschnitte. Die Teilbilder a) und c) links gehören zur Simulation MC 1, die beiden rechts (b, d) zu MC2. a) und b) zeigen die Verteilungen der ON-Daten (blau) und OFF-Daten (rot). c) und d) zeigen die α -Verteilungen nach Durchführung der Untergrundkorrektur (blau mit Fehlerbalken). Die α -Verteilungen der Simulationsdaten MC 1 (links) und MC 2 (rechts) wurden rot eingezeichnet.

Breite auf 1,8 erhöht. Die Anwendung der verbleibenden Standardschnitte führt nur noch zu einer vernachlässigbar kleinen Änderung der Verteilung. Dies ist in Abbildung 9.4 zu erkennen. Rot eingezeichnet ist die Verteilung ohne jede Anwendung von Schnitten, grün unter Verwendung der Standardschnitte mit $B_{MC} < 1,8$. Die Verteilungen sind auf eins normiert. Die weniger harten Schnitte verschlechtern die Unterdrückung des Untergrundes deutlich. Es werden im Schnitt nur noch 50 % der Untergrundschauer zurückgewiesen.

Betrachtet man nochmals Abbildung 9.5, so erkennt man, daß alle drei Bildparameter innerhalb der Fehlergrenzen mit den Meßdaten übereinstimmen.

Abbildung 9.6 zeigt die Verteilung des Verhältnisses von Bildlänge zu Gesamtamplitude L_a/L und die Verteilung der skalierten Breite. Links sind die Verteilungen unter Verwendung von B_{MC1} , rechts unter Verwendung von B_{MC2} angegeben. Links ist der

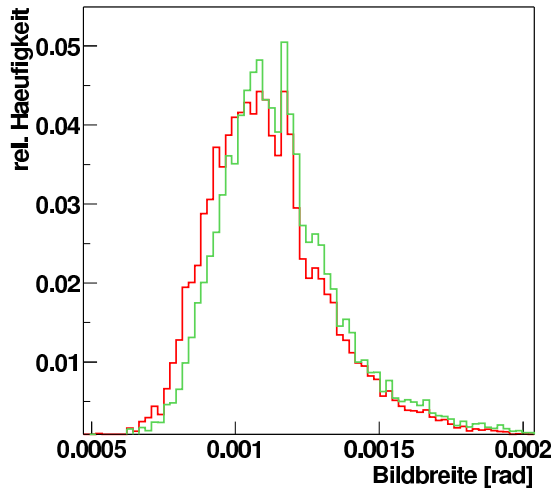


Abbildung 9.4: *Abgebildet sind die Verteilungen der Bildbreite von γ -Simulationen ohne jeden Schnitt (rot). Grün eingezeichnet ist dieselbe Verteilung nach Anwendung des Standardschnittes für den distance Parameter, für die Bildlänge über L und die Gesamtamplitude L . Der Schnitt auf die skalierte Breite wurde auf 1,8 erhöht.*

Vergleich mit MC 1, rechts mit MC 2 gezeigt. (siehe 7.3). Bei der L_a/L -Verteilung stimmt der Verlauf von MC 2 tendenziell besser mit den Meßdaten überein als bei MC 1. Die unteren beiden Teilbilder der Abbildung 9.6 stellen die Verteilung der skalierten Breite für beide Simulationen einander gegenüber. Ihr Verlauf ist von essentieller Bedeutung für die richtige Bestimmung der effektiven Flächen und damit auch für die anschließende Berechnung des Energiespektrums.

MC 1 stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit den Meßdaten überein. Das Maximum ist bei den Meßdaten allerdings nicht ganz so hoch wie bei der Simulation. MC 2 stimmt ebenfalls mit den Meßdaten überein.

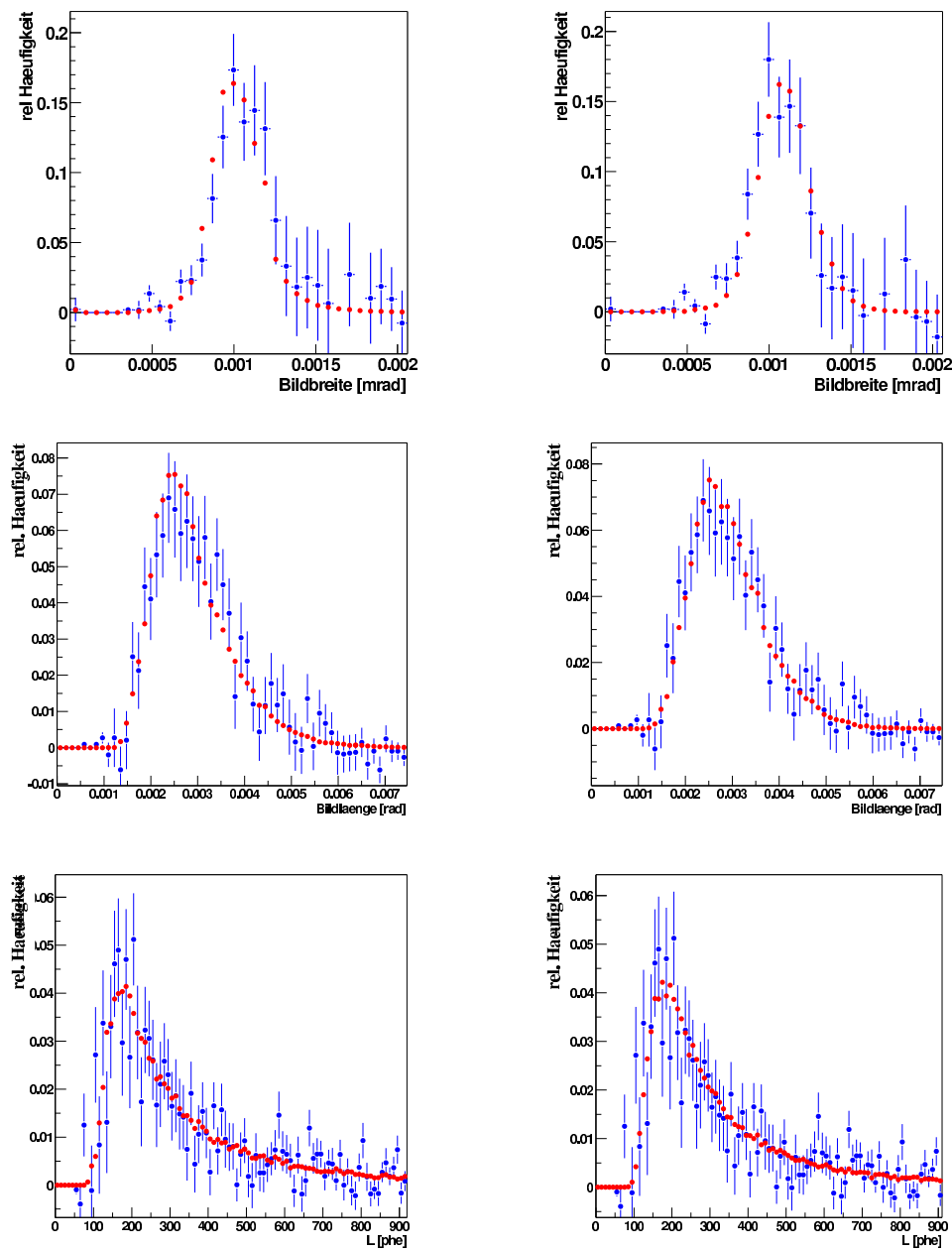


Abbildung 9.5: Vergleich der Simulationen mit Meßdaten des Krebsnebels: Bildbreite, Bildlänge und Gesamtamplitude. Links der Vergleich für MC 1, rechts für MC 2. Die Simulationsdaten wurden rot eingezeichnet, blau Meßdaten mit Fehlerbalken für die statistischen Fehler. Der Schnitt auf die skalierte Breite wurde zur Extraktion der Bildbreitenverteilung auf 1,8 erhöht.

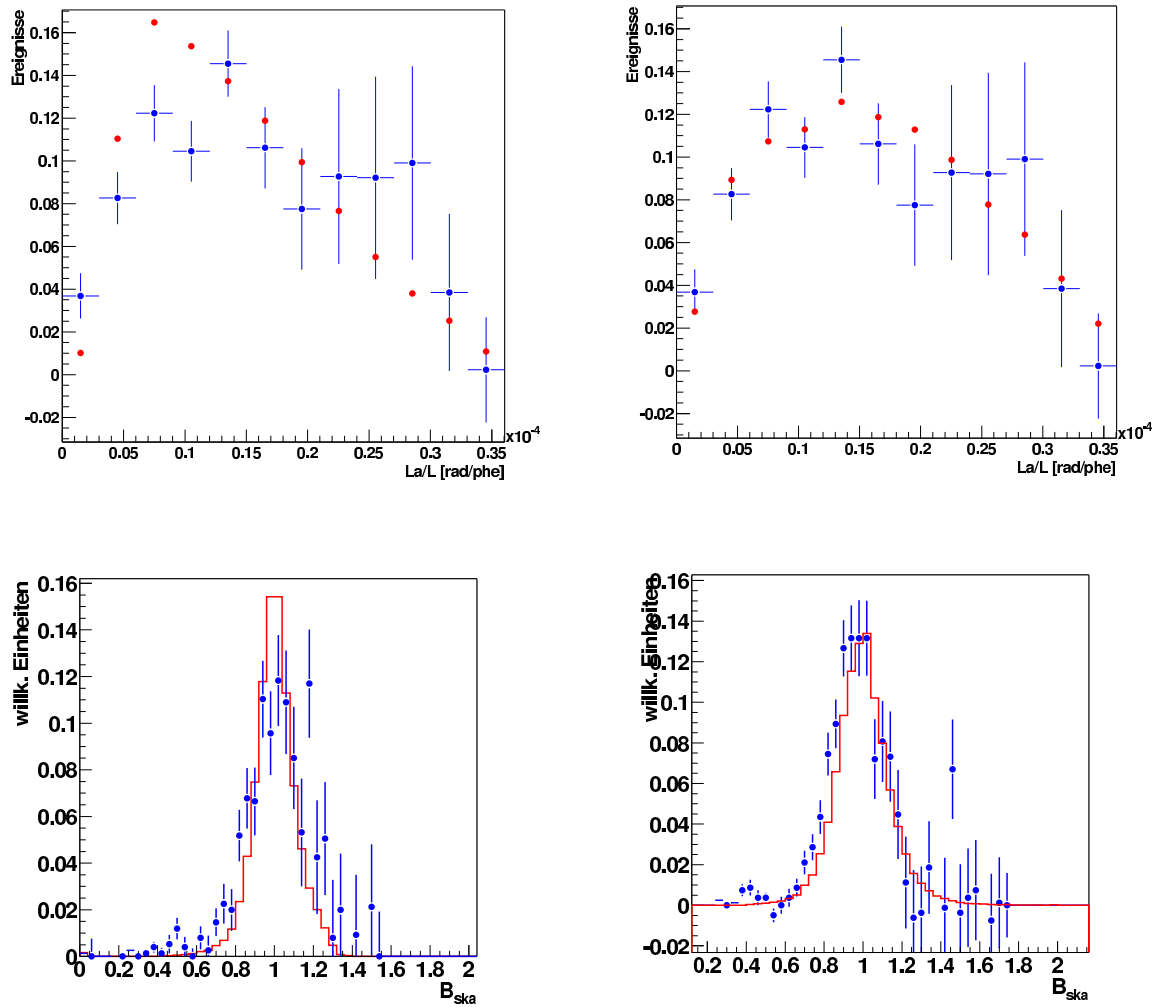


Abbildung 9.6: Vergleich Simulationsdaten mit Meßdaten, links für MC 1, rechts für MC 2. In der oberen Reihe sind Verteilungen des Verhältnisses Bildlänge zu Bildamplitude La/L dargestellt. Die untere Reihe zeigt die Verteilung der skalierten Breite. Die Meßdaten sind blau, Simulationsdaten rot gezeichnet. Die Schnitte bei MC 1 basieren auf MC 1, die von MC 2 auf MC 2.

Eine weitere Größe, die sinnvollerweise in die Vergleiche von Simulation und Meßdaten einbezogen werden sollte, ist die Rate der γ -Schauer. Der Krebsnebel wurde bereits von mehreren Experimenten intensiv untersucht. Tabelle 9.2 faßt die Ergebnisse von zwei Flußmessungen in Tabelle 9.2 zusammen.

Experiment	Fluß [$10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	ϵ
HEGRA [2]	$2,79 \pm 0,02 \pm 0,5$	$-2,59 \pm 0,06$
Whipple [26]	$3,2 \pm 0,17 \pm 0,6$	$-2,49 \pm 0,07$

Tabelle 9.2: Meßergebnis des differentiellen Flusses verschiedener Experimente. Angegeben ist der Fluß sowie der spektrale Index.

Der Vergleich der Simulationen untereinander wurde bereits im Kapitel 7.3.1 durchgeführt. Diese Ergebnisse wurden in Tabelle 9.3 übernommen, die die Ergebnisse von Meßdaten bei 50° Zenitwinkel zeigt. Die Ergebnisse der Montecarlosimulationen basieren auf dem Energiespektrum des Krebsnebels, das mit dem HEGRA-Experiment gemessen wurde [2] (siehe auch Tabelle 9.2).

RATE [γ/min]			
MC 1, B_{MC1}		MC 2, B_{MC2}	
MC 1	Daten	MC 2	Daten
$4,2 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,3$	$4,6 \pm 0,5$

Tabelle 9.3: Raten von γ -Schauern beider Simulationen und von Meßdaten für den Zenitwinkel 50° . Die Raten der Simulationen basieren auf dem Krebsnebelspektrum des HEGRA-Experiments.

Der Vergleich der Daten der Tabelle 9.3 zeigt, daß MC 1 die Rate der Meßergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen reproduziert, MC 2 dagegen nicht. Der mittlere Zenitwinkel war während der Datennahme etwas geringer als 50° . Er lag bei 46° . Da geringere Zenitwinkel zu höheren Raten führen, ist die gemessene Rate zum direkten Vergleich um ca. 5% zu korrigieren.

Der Vergleich der Simulationen mit den Meßdaten ergab Übereinstimmung der Bildparameterverteilungen von γ -Schauern innerhalb der statistischen Unsicherheiten, dabei wird die Verteilung des Verhältnisses Bildlänge zu Bildamplitude von MC 2 tendenziell besser wiedergegeben. Die γ -Rate wird von MC 1 innerhalb der Fehlergrenzen reproduziert, MC 2 sagt hier einen zu geringen Fluß voraus.

9.5 Bestimmung des Energiespektrums des Krebsnebels

Mit Hilfe der in Kapitel 8.1 beschriebenen Methode wird das Energiespektrum des Krebsnebels aus den Meßdaten unter Verwendung der Standardschnitte bestimmt. Dazu wird der Energiebereich zwischen 0,57 und 5,6 TeV in 8 logarithmisch anwachsende Energieintervalle unterteilt und in jedem Intervall die Nachweisrate bestimmt. Nach Gleichung 8.6 läßt sich hieraus der differentielle Fluß im jeweiligen Bereich berechnen. Obwohl die Krebsdaten bei Zenitwinkeln zwischen 45° und 50° genommen wurden, verwendete man Simulationen für 50° Zenitwinkel, da nur diese mit genügend hoher Statistik zur Verfügung stehen. Der Fehler, der daraus resultiert, wird am Ende des Abschnittes diskutiert.

9.5.1 Vergleich der Nachweiseffizienz von Meßdaten und Simulationen

Die effektive Fläche des Teleskops ist eine der dominierenden Größen der Flußberechnung. Aus diesem Grund muß sichergestellt werden, daß die tatsächlichen Nachweiseffizienzen der Meßdaten von den Simulationen richtig vorhergesagt werden. Wie beim Vergleich der skalierten Breiten in Abschnitt 9.4 gezeigt wurde, gibt MC 2 den wirklichen Verlauf der Meßdaten nicht korrekt wieder, was zu fehlerhaften effektiven Flächen führt. Ein weitere Größe, die in diesem Zusammenhang untersucht werden sollte, ist die Wahrscheinlichkeit, mit der γ -Ereignisse vom Teleskop nachgewiesen werden können. Genauer gesagt, ist es die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie, die überprüft werden soll.

Die Abbildungen 9.7 und 9.8 zeigen für MC 1 bzw. MC 2 Diagramme der Nachweiseffizienz in Abhängigkeit von der Bildparameter "distance" für die drei Energieintervalle: 0,75 - 1 TeV, 1 - 1,34 TeV und 1,34 - 1,78 TeV. Zur Berechnung wurden die Standardschnitte verwendet. Meßergebnisse (blau) werden mit den Simulationen (rot) verglichen, sie sind zur Verbesserung der Vergleichbarkeit auf die Fläche eins normiert. Innerhalb der statistischen Fehler werden die Meßergebnisse befriedigend von den Simulationen wiedergegeben. Allerdings ist im Fall von MC 2 eine leichte systematische Verschiebung der Simulation zu höheren Werten zu beobachten. In Abbildung 9.8b) liegt diese bei $\sim 0,003$ rad.

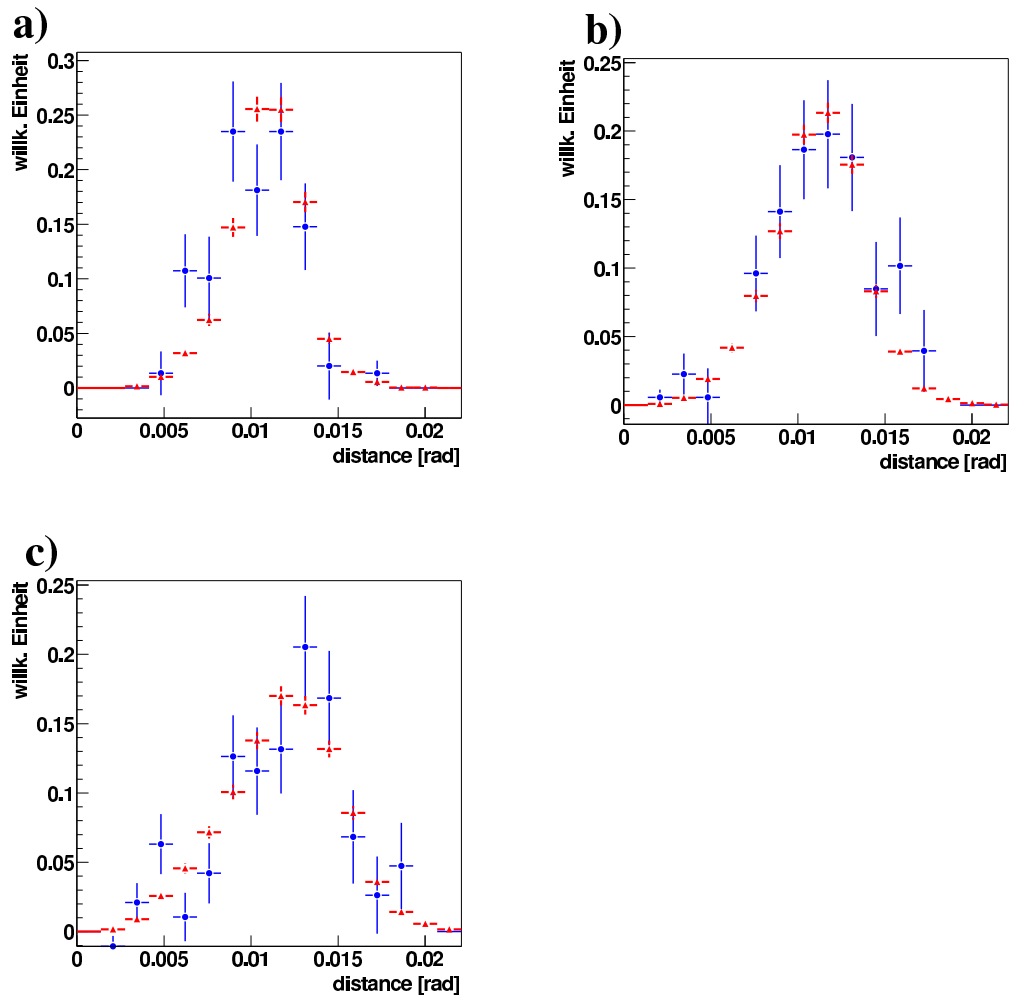


Abbildung 9.7: Vergleich der Ereignishäufigkeiten in Abhängigkeit vom Bildparameter “distance“ für rekonstruierte Energien im Bereich von a) 0,75 - 1 TeV, b) 1 - 1,34 TeV und c) 1,34 - 1,78 TeV. Meßergebnisse (blau) werden mit der Simulationen MC 1 (rot) verglichen. Beide sind auf eins normiert. Zur Berechnung dienten die Standardschnitte.

9.5.2 Das Energiespektrum des Krebsnebels

Die Bestimmung des Energiespektrums des Krebsnebels wurde auf den Bereich von 0,6 bis 5,6 TeV begrenzt, da außerhalb dieser Grenzen die Statistik der Ereignisse zu gering ist. Beide Simulationen wurden verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 9.9a) unter Verwendung der Standardschnitte mit B_{MC1} und einer effektiven Fläche bestimmt durch MC 1 dargestellt und in 9.9b) für MC 2.

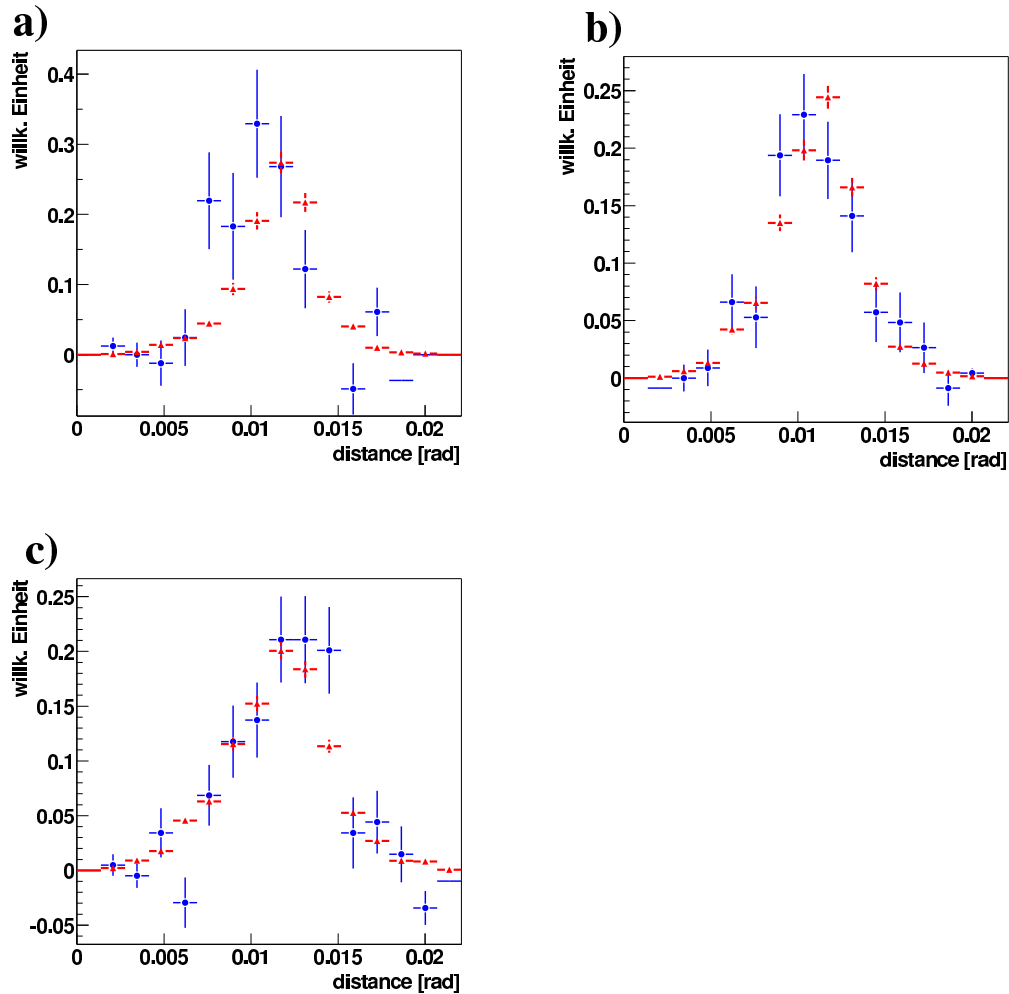


Abbildung 9.8: Vergleich der Ereignishäufigkeiten in Abhängigkeit vom Bildparameter “distance“ für rekonstruierte Energien im Bereich von a) 0,75 - 1 TeV, b) 1 - 1,34 TeV und c) 1,34 - 1,78 TeV. Meßergebnisse (blau) werden mit der Simulationen MC 2 (rot) verglichen. Beide sind auf eins normiert. Zur Berechnung dienten die Standardschritte.

Die eingezeichneten Fehlerbalken in y-Richtung beschreiben die statistischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Nachweisrate und bei der Berechnung der effektiven Flächen. Die Fehlerbalken in x-Richtung geben die statistische Genauigkeit der Energierekonstruktion im entsprechenden Energieintervall an.

In den Tabellen 9.4 (MC1) und 9.5 (MC 2) ist die Anzahl der Überschußereignisse und der differentielle Fluß im entsprechenden Energieintervall aufgelistet. Man

erhält folgende Gesamtspektren mit den angeführten statistischen Unsicherheiten :

$$\frac{d\Phi}{dE} = (3,04 \pm 0,57) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,49 \pm 0,24} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad MC1 \quad (9.2)$$

$$\frac{d\Phi}{dE} = (5,37 \pm 1,36) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,67 \pm 0,28} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad MC2 \quad (9.3)$$

Das Verhältnis der differentiellen Flüsse bestimmt durch MC 1 und MC 2:

$$\frac{5,37 \pm 1,36}{3,04 \pm 0,57} = 1,77 \pm 0,55$$

stimmt mit dem Verhältnis der vorhergesagten Raten überein:

$$\frac{4,5 \pm 0,3}{2,4 \pm 0,3} = 1,75 \pm 0,27$$

Der Vergleich mit anderen Experimenten zeigt, daß MC 1 innerhalb der Fehlergrenzen mit den Ergebnissen von HEGRA und Whipple übereinstimmt. Der spektrale Index, der mit MC 2 erhalten wird, ist innerhalb der Fehlergrenzen ebenfalls konsistent mit HEGRA und Whipple, allerdings liegt der Fluß deutlich zu hoch.

Bei der Abschätzung der systematischen Fehler ist zuerst einmal der Fehler zu berücksichtigen, der von den Unterschieden der Lichtmenge der Simulationen zu den Meßdaten herrührt. Dieser lag bei beiden Simulationen in der Größenordnung von 10 %. Unsicherheiten in der Atmosphärischen Transmission liegen im Bereich von 15 %. Berücksichtigt man die Änderung des Flußes aufgrund von aus der Analyse herausgenommenen Pixeln so kommt eine zusätzlich Unsicherheit von 10 % hinzu. Insgesamt ergibt sich ein systematischer Fehler des Flusses von 20 %. Eine weitere Quelle von systematischen Fehlern besteht in den Unterschieden der Bildparameter, die die beiden Simulationen liefern. Als Abschätzung für den insgesamt daraus möglichen Fehler kann der Unterschied zwischen den beiden Simulationen von 60 % dienen. Die Diskussion des Einflusses der einzelnen Selektionskriterien übersteigt aber den Rahmen dieser Arbeit. In diesem Sinne kann das oben angegebene Spektrum nur als vorläufig angesehen werden. Da der spektrale Index mit den Ergebnissen anderer Experimente übereinstimmt und auch der Fluß, wenn er mit MC 1 bestimmt wird, damit im Einklang steht, ist der Schluß erlaubt, daß das H.E.S.S. Teleskop sinnvolle Daten liefert.

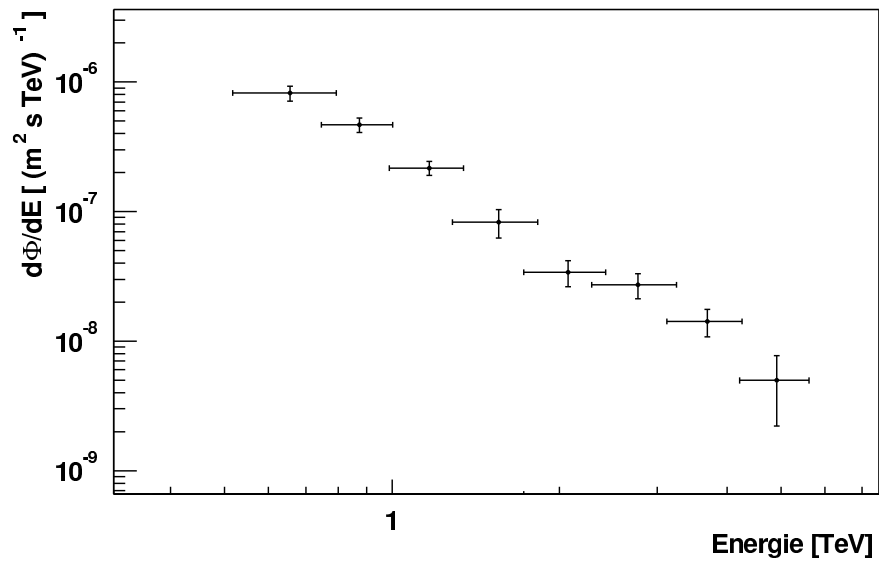
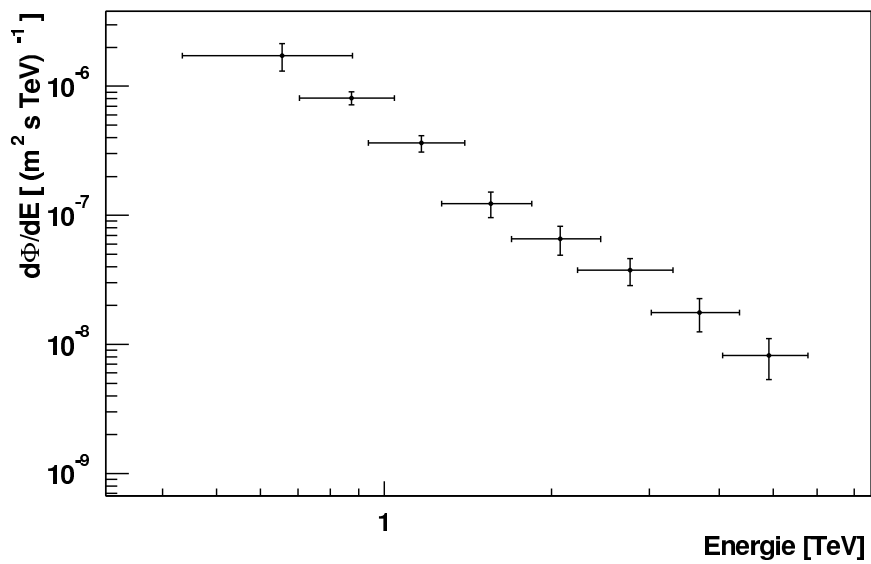
a)**b)**

Abbildung 9.9: Spektrum des Krebsnebels. In a) wurde zur Bestimmung der effektiven Flächen MC 1 verwendet, für b) MC 2.

MC 1			
Energie [TeV]	Δ Energie [TeV]	On-Ereignisse	Fluß [$m^{-2}s^{-1}TeV^{-1}$]
0.66	0,19	146 ± 19	$8,25 \pm 1,10 \cdot 10^{-7}$
0.87	0,25	171 ± 22	$4,69 \pm 0,61 \cdot 10^{-7}$
1.17	0,33	186 ± 23	$2,18 \pm 0,27 \cdot 10^{-7}$
1.56	0,44	93 ± 23	$8,34 \pm 2,07 \cdot 10^{-8}$
2.07	0,59	87 ± 20	$3,42 \pm 0,70 \cdot 10^{-8}$
2.77	0,79	70 ± 15	$2,73 \pm 0,60 \cdot 10^{-8}$
3.69	1,05	56 ± 13	$1,42 \pm 0,34 \cdot 10^{-8}$
4.92	1,41	20 ± 11	$4,99 \pm 2,76 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 9.4: Angegeben ist sie Anzahl der Überschußereignisse sowie der differenzielle Fluß eines bestimmten Energieintervalls. Die Energierekonstruktion erfolgte mit Hilfe der effektiven Flächen bestimmt mit MC 1.

MC 2			
Energie [TeV]	Δ Energie [TeV]	On-Ereignisse	Fluß [$m^{-2}s^{-1}TeV^{-1}$]
0.66	0,19	77 ± 19	$17,27 \pm 4,18 \cdot 10^{-7}$
0.87	0,25	219 ± 26	$8,12 \pm 0,94 \cdot 10^{-7}$
1.17	0,33	192 ± 28	$3,63 \pm 0,53 \cdot 10^{-7}$
1.56	0,44	100 ± 28	$1,24 \pm 0,28 \cdot 10^{-7}$
2.07	0,59	88 ± 21	$6,55 \pm 1,66 \cdot 10^{-8}$
2.77	0,79	56 ± 16	$3,74 \pm 0,88 \cdot 10^{-8}$
3.69	1,05	34 ± 12	$1,76 \pm 0,51 \cdot 10^{-8}$
4.92	1,41	25 ± 8	$8,20 \pm 2,86 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 9.5: Angegeben ist sie Anzahl der Überschußereignisse sowie der differenzielle Fluß eines bestimmten Energieintervalls. Die Energierekonstruktion erfolgte mit Hilfe der effektiven Flächen bestimmt mit MC 2.

Kapitel 10

PKS 2155-304

BL Lacs mit kleiner Rotverschiebung, die im Röntgenbereich detektiert wurden, stellen Quellen hochenergetischer γ -Strahlung dar. Es wurden 4 BL Lacs als Quellen hochenergetischer γ -Strahlung detektiert, Mrk 421 ([44]), Mrk 501 ([46]), 1ES 2344+514 ([10]) und PKS 2155-304([11]). Bei Beobachtungen mit dem Mark 6 Teleskop in Australien wurde PKS 2155-304 als Quelle hochenergetischer γ -Strahlung in den Jahren 1996 und 1997 entdeckt. Man bestimmte den Fluß zu $(4,2 \pm 0,75_{stat} \pm 2,0_{sys}) \cdot 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ oberhalb von 300 GeV . Die Quelle ist variabel; in den Jahren 1998 und 1999 gab es keine Anzeichen von hochenergetischer γ -Strahlung.

10.1 Der Datensatz

Während des Zeitraums Juni bis September 2002 wurde PKS 2155-304 über einen Zeitraum von 12 Stunden beobachtet. Nach Selektion der Datensätze gemäß den Kriterien von 9.2 blieben 9 Stunden zur Analyse geeignete Daten übrig. Der Zenitwinkelbereich der Daten liegt zwischen 7° und 37° mit einem mittleren Zenitwinkel von 18° .

10.2 Detektion von PKS 2155-304

Die Analyse von PKS 2155-304 wurde wiederum getrennt für die Schnittparameter B_{MC1} und B_{MC2} durchgeführt mit den Standartschnitten für 20° Zenitwinkel (siehe Kapitel 7.3.1).

In Tabelle 10.1 sind die Anzahl der Ereignisse, die die Schnitte überleben und die Signifikanzen zusammengefaßt. Unter Verwendung von B_{MC1} überleben 1028 ± 106 Ereignisse. Die Signifikanz der Detektion von PKS 2155-304 beträgt $\sigma = 9,6$. B_{MC2} liefert 1151 ± 106 Ereignisse und weist eine Signifikanz von $\sigma = 10,7$ auf.

	B_{MC1}		B_{MC2}	
Schnitte	On-Off _{norm}	σ	On-Off _{norm}	σ
Standard	1027 ± 106	9,6	1150 ± 106	10,8

Tabelle 10.1: Differenz der Anzahlen von Ereignissen vor und nach Anwendung der Schnitte und die Signifikanzen von PKS 2155-304. Die Schnitte basieren auf den Standardschnitten aus Kapitel 7.3.1. Die ersten zwei Spalten geben das Ergebnis unter Verwendung von B_{MC1} , die beiden letzten bei Verwendung von B_{MC2} .

Abbildung 10.1 zeigt die α -Verteilungen der PKS 2155-304-Daten: 10.1 a) das Ergebnis unter Verwendung der Standardschnitte mit B_{MC1} ; 10.1 b) unter Verwendung von B_{MC2} . Blau wurde der Verlauf der Meßdaten eingezeichnet, rot der Verlauf von Simulationen mit einem Zenitwinkel von 20° . Beide Simulationen zeigen einen stärkeren Abfall als die Meßdaten.

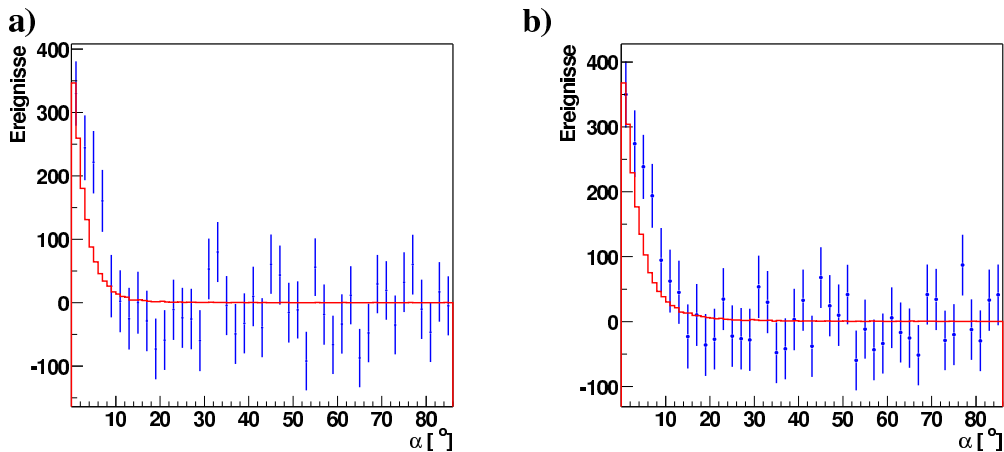


Abbildung 10.1: α -Verteilung von PKS 2155-304 unter Verwendung der Standardschnitte. Histogramm a) links zeigt die α -Verteilung unter Verwendung von B_{MC1} ; b) unter Verwendung von B_{MC2} . Blau: Meßdaten; Rot: Simulation.

Abbildung 10.2 zeigt Vergleiche von Simulationen und Meßdaten für die verschiedenen Bildparameter. Um auszuschliessen, daß die Schnitte die Verteilungen beeinflussen, wurden zur Ereignisselektion leicht veränderte Schnitte angewendet, für Simulationen und Daten waren die Schnitte jedoch identisch. Die Abbildungen 10.2 a) und b) zeigen die Verteilungen der Bildbreite, in a) für MC 1 in b) für MC 2. Zur Extraktion dieser Verteilungen wurde der Schnitt auf die skalierte Breite auf 1,8

erhöht (siehe Abschnitt 9.5). Vergleicht man die Verteilung der Bildbreite von PKS 2155-304 Daten mit den Simulationen stimmen beide innerhalb der Fehlergrenzen überein. Ebenfalls sind die Verläufe von Bildlänge und Bildamplitude für MC 1, MC 2 und Meßdaten praktisch gleich (Abbildungen 10.2 c), d)).

10.3 Bestimmung des Energiespektrums von PKS 2155-304

Mit Hilfe der in Kapitel 8.1 beschriebenen Methode wurde das Energiespektrum von PKS 2155-304 aus den Meßdaten unter Verwendung der Standardschnitte bestimmt. Dazu wurde der Energiebereich zwischen 0,32 und 1,00 TeV in 4 logarithmisch anwachsende Energieintervalle unterteilt und in jedem Intervall die Nachweisrate bestimmt. Nach Gleichung 8.6 läßt sich hieraus der differentielle Fluß im jeweiligen Bereich berechnen. Der Energiebereich wurde für die Energierekonstruktion auf den oben genannten Bereich begrenzt, da außerhalb dieser Grenzen die Signifikanz der einzelnen Meßpunkte zu gering ist.

Abbildung 10.3 zeigt das erste Energiespektrum, daß je für PKS 2155-304 ermittelt werden konnte. Blau eingezeichnet sind die Meßergebnisse unter Verwendung der Energierekonstruktionsparameter und der effektiven Flächen von MC 1; rot unter Verwendung von MC 2. Die eingezeichneten Fehlerbalken in y-Richtung beschreiben die statistischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Nachweisrate und bei der Berechnung der effektiven Flächen. Die Fehlerbalken in x-Richtung geben die statistische Ungenauigkeit der Energierekonstruktion im entsprechenden Energieintervall an.

In den Tabellen 10.2 (MC 1) und 10.3 (MC 2) ist die Anzahl der Überschußereignisse und der differentielle Fluß im entsprechenden Energieintervall aufgelistet. Man erhält folgende Gesamtspektren mit den angeführten statistischen Unsicherheiten :

$$\frac{d\Phi}{dE} = (9,20 \pm 1,28) \cdot 10^{-8} \cdot E^{-3,10 \pm 0,42} m^{-2}s^{-1}TeV^{-1} \quad MC1 \quad (10.1)$$

$$\frac{d\Phi}{dE} = (1,51 \pm 0,67) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,94 \pm 0,30} m^{-2}s^{-1}TeV^{-1} \quad MC2 \quad (10.2)$$

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Werte für den spektralen Index, die unter Verwendung der Parameter von MC 1 bzw. von MC 2 erhalten werden, überein. Der Fluß variiert um 40 %.

Betrachtet man den integralen Fluß oberhalb 300 GeV so erhält man $(4,5 \pm 1,8 \cdot 10^{-7} m^{-2}s^{-1})$ (MC 1) und $(7,2 \pm 2,6 \cdot 10^{-7} m^{-2}s^{-1})$ (MC 2). Vergleicht man die

Ergebnisse mit den Werten, die in den Jahren 1996 und 1997 detektiert wurden ($(4,2 \pm 0,75_{stat} \pm 2,0_{sys}) \cdot 10^{-11} cm^{-2} s^{-1}$), so liegen diese Ergebnisse höher. MC 1 ist innerhalb der Fehler jedoch vergleichbar. MC 2 liegt um 60 % höher. Da PKS 2155-304 aber eine variable Quelle ist, ist der Vergleich wenig aussagekräftig. Die systematischen Fehler sind die gleichen wie bei der Analyse des Krebsnebels.

MC 1			
Energie [TeV]	Δ Energie [TeV]	On-Ereignisse	Fluß [$m^{-2} s^{-1} TeV^{-1}$]
0,37	0,11	269 ± 46	$16,01 \pm 2,74 \cdot 10^{-7}$
0,49	0,14	269 ± 46	$9,22 \pm 1,85 \cdot 10^{-7}$
0,66	0,19	179 ± 31	$4,10 \pm 0,76 \cdot 10^{-7}$
0,87	0,25	51 ± 15	$1,19 \pm 0,61 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 10.2: *Angegeben ist sie Anzahl der Überschußereignisse sowie der differentielle Fluß je Energieintervall. Die Energierekonstruktion erfolgte mit Hilfe von effektiven Flächen, die mit MC 1 bestimmt wurden.*

MC 2			
Energie [TeV]	Δ Energie [TeV]	On-Ereignisse	Fluß [$m^{-2} s^{-1} TeV^{-1}$]
0,37	0,11	253 ± 50	$20,04 \pm 3,93 \cdot 10^{-7}$
0,49	0,14	252 ± 42	$12,24 \pm 2,02 \cdot 10^{-7}$
0,66	0,19	205 ± 36	$6,49 \pm 1,14 \cdot 10^{-7}$
0,87	0,25	79 ± 28	$2,12 \pm 0,76 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 10.3: *Angegeben ist sie Anzahl der Überschußereignisse sowie der differentielle Fluß je Energieintervall. Die Energierekonstruktion erfolgte mit Hilfe von effektiven Flächen, die mit MC 2 bestimmt wurden.*

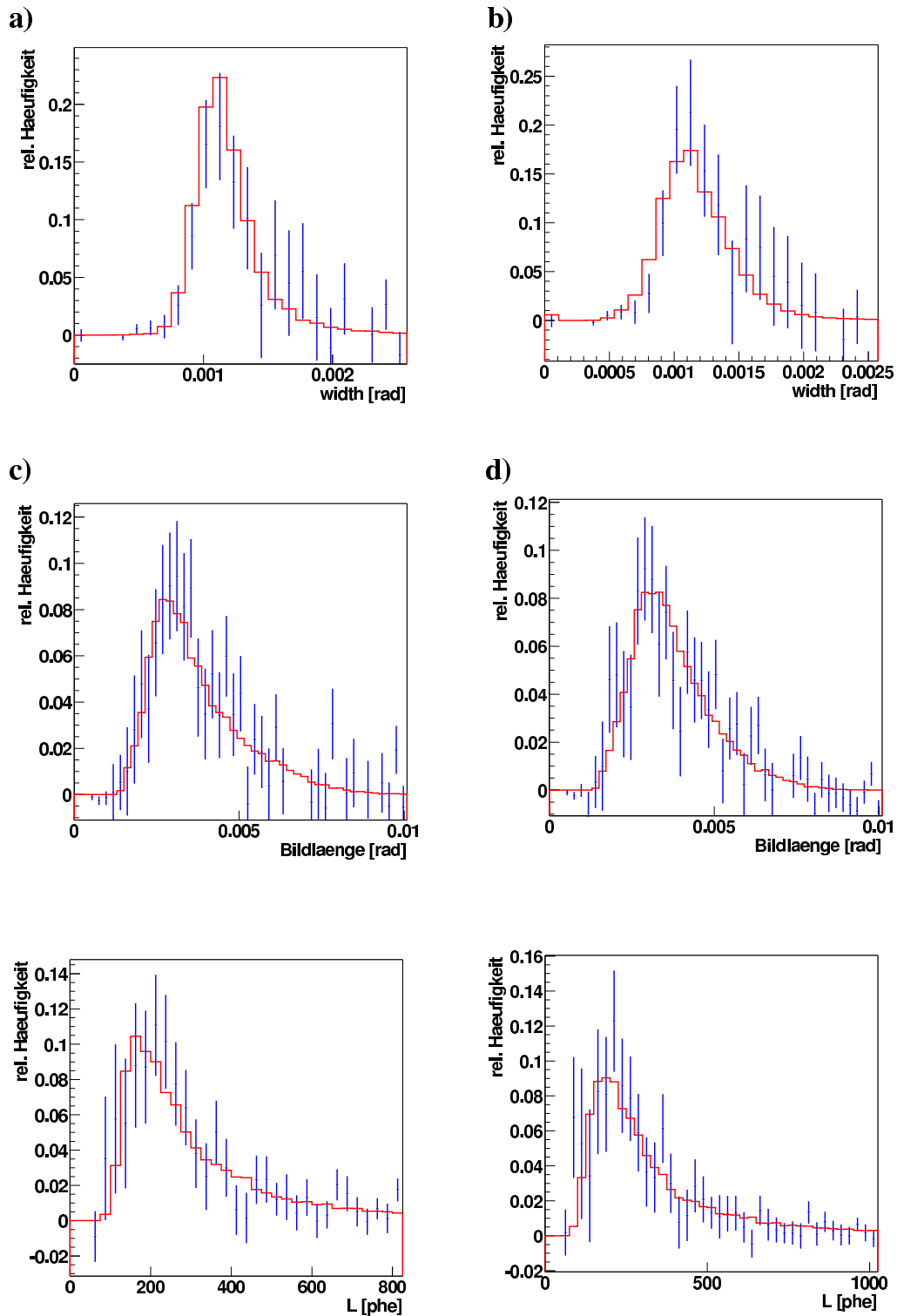


Abbildung 10.2: Vergleich der Bildparameter von γ -Schauern. Blau sind die Verteilungen von PKS 2155-304-Daten gegeben; rot die Verteilungen der Simulationen. Die linke Spalte zeigt die Ergebnisse von MC 1, die rechte von MC 2. Die verwendeten Schnitte sind die Standardschnitte ohne den Schnitt auf den abgebildeten Parameter.

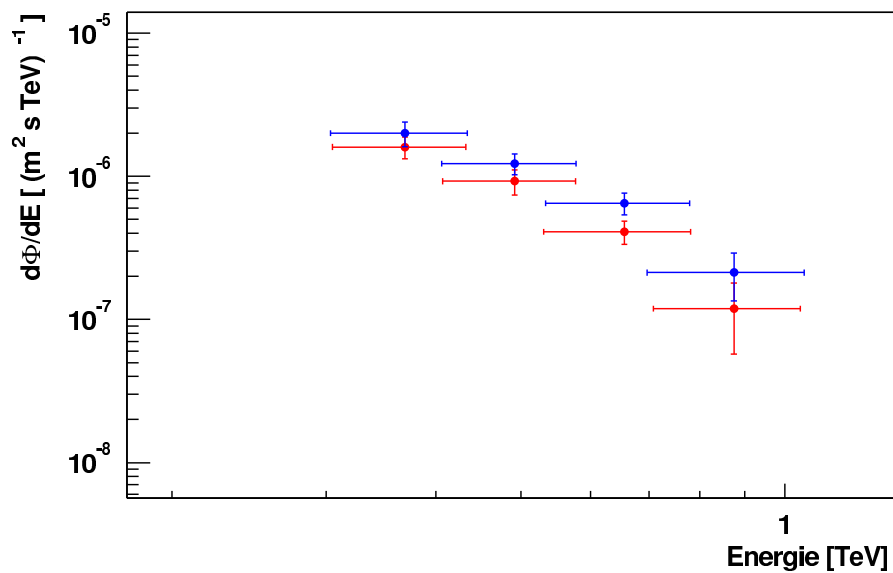


Abbildung 10.3: Spektrum von PKS 2155-304. Blau eingezeichnet sind die Meßergebnisse unter Verwendung der Energierekonstruktionsparameter und der effektiven Flächen von MC 1 und B_{MC1} ; Rot unter Verwendung der Parameter von MC 2.

Kapitel 11

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Entwicklung und die Eichung des Teleskopes, sowie die Detektion erster Quellen vorgestellt.

Die Anzahl der Einzelspiegel der H.E.S.S. Teleskope ist sehr viel höher als die der Vorläufer. Deshalb mußte ein System entwickelt werden, bei welchem die Spiegel automatisch justiert werden können. Jeder Einzelspiegel ist mittels einer Spiegeljustiereinheit auf dem Spiegelträger befestigt und kann durch zwei Motoren bewegt werden. Essentiell für die Abbildungsqualität des Teleskops ist eine gute Reflektivität und Winkelauflösung der Spiegel einerseits, und eine Justiergenauigkeit besser als 0,1 mrad andererseits. Dieser Wert kann nur erreicht werden, wenn alle Verbiegungen der Spiegeljustiereinheit unter dem Einfluß der Schwerkraft und Wind unter $30\mu\text{m}$ bleiben und die Fahrgenauigkeit der Spiegelmotoren besser als ca. $3\mu\text{m}$ ist. Ausgiebige Tests wurden durchgeführt. Mehrmalige zyklische Iterationen von Design und Tests führten zur Erfüllung der spezifizierten Anforderungen. Messungen an den ersten beiden jetzt fertiggestellten H.E.S.S. Teleskopen haben die Ergebnisse der Labortests bestätigt. Für die Abbildungsfunktion wurden $\sigma = 0.34$ erreicht. Dieser Wert ist um einen Faktor 2 besser, als es die Spezifikation forderte.

Die Kamera der H.E.S.S. Teleskope besteht aus 960 Pixeln mit einem Gesichtsfeld von je $0,16^\circ$. Die Eichung der Kamera ist ein zweiter wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit. Das hierfür entwickelte Verfahren wird eingehend geschildert und diskutiert: die Bestimmung des Auslesefensters, die Festlegung der zeitlichen Korrelation zwischen Trigger und Signal (Nd-Wert) und die Bestimmung des Umrechnungsfaktors von ADC-Werten in Photoelektronen. Schließlich wird gezeigt, wie die einzelnen Pixel auf gleiche Empfindlichkeit abgeglichen werden. Der Fehler der Bestimmung der Korrekturfaktoren liegt bei 2%. Mit dem Abgleich der Pixelsignale wird die Homogenität der Kamera besser als 1%.

Wichtig für die Datenqualität ist das Erkennen von Pixeln, die Probleme aufweisen.

Es wurden Verfahren vorgestellt, welche Pixel identifizieren, auf die im Gesichtsfeld liegende Sterne abgebildet werden oder die vom ARS Problem betroffen sind.

Die zeitliche Stabilität der Kamera wurde überprüft. Die Homogenität verschlechtert sich nur um 2 % innerhalb von 7 Tagen.

Es wurde eine Methode zur Bestimmung der Nachthimmelshintergrundstärke vorgestellt. Für den Beobachtungsbereich des Krebsnebels wurde eine Frequenz von 149 ± 23 MHz Photoelektronen ermittelt, für die Umgebung von PKS 2155-304 107 ± 17 Photoelektronen. Der Krebsnebel liegt in einer relativ hellen Himmelsregion, was die um 40 % höhere Rate erklärt.

Im Rahmen der Arbeit wurden bereits erste Beobachtungen mit dem gerade fertiggestellten H.E.S.S. Teleskop durchgeführt und einer ersten Auswertung unterzogen. Zwei Quellen, Krebsnebel und PKS 2155-304 wurden detektiert und zum ersten Mal wurde ein Energiespektrum von PKS 2155-304 erstellt.

Mit den Meßergebnissen wurden zwei verschiedene Luftschauersimulationen verglichen. Diese sagten Raten von γ -Schauern voraus, die sich um $\sim 50\%$ unterscheiden. Auch gab es deutliche Unterschiede in den Verteilungen der Schauerparameter. Die Untersuchung und die Modifizierung der Simulationen liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Obwohl die Simulationen verbessert werden müssen, reichte ihre Qualität für eine erste Analyse der Meßdaten aus. Im Sinne einer wissenschaftlichen Analyse der untersuchten Quellen, kann diese nur vorläufigen Charakter haben. Sie zeigt aber die Leistungsfähigkeit des ersten H.E.S.S. Teleskops.

Zur Beschreibung der Bilder von Luftschauern diente hierbei die Standardparametrisierung nach Hillas. Für den Schnitt wurde der Parameter "skalierte Breite" in Anlehnung an die Schnitte definiert, die beim HEGRA Experiment verwendet werden. Dieser Parameter wurde getrennt für beide Simulationen bestimmt und auf die Daten angewendet.

Für den Nachweis von hochenergetischer γ -Strahlung aus der Richtung des Krebsnebels steht nach Eliminierung fehlerhafter Daten ein Datensatz von 3,3 Stunden Meßdauer zur Verfügung. Durch die Anwendung der Schnitte wurde bei Anwendung der Schnittparameter von Simulation 1 ein Überschuß von 920 ± 60 erzielt. Die Signifikanz der Detektion betrug $15,2 \sigma$. Für Simulation 2 sind die entsprechenden Werte 962 ± 65 und eine Signifikanz von $14,7 \sigma$.

Eine Methode zur Bestimmung der Primärenergie wurde nach dem Verfahren von [38] für das H.E.S.S. Teleskop entwickelt und auf die Krebsnebel Daten angewendet. Eine erste vorläufige Berechnung ergab folgendes differentielles Energiespektrum:

$$\frac{d\Phi}{dE} = (3,04 \pm 0,57) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,49 \pm 0,24} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad MC 1 \quad (11.1)$$

$$\frac{d\Phi}{dE} = (5,37 \pm 1,36) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,67 \pm 0,28} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad MC 2 \quad (11.2)$$

Das Energiespektrum, das mit den Energierekonstruktionsparametern der Simulation 1 erhalten wurden, stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit den Ergebnissen anderer Experimente (HEGRA, Whipple) überein. Bei der Verwendung der Parameter von MC 2, war der spektrale Index innerhalb der Fehlergrenzen mit den anderen Experimenten konsistent, der Fluß lag jedoch um einen Faktor 1,7 höher.

Zum ersten Mal wurde für den Blazar PKS 2155-304 ein Energiespektrum bestimmt. Bei 9 Stunden Datennahme wurden 1027 ± 106 Überschussereignisse beobachtet und die Quelle mit einer Signifikanz von $9,6\sigma$ (B_{MC1}) detektiert. Die entsprechenden Werte für Simulation 2 sind 1150 ± 106 und eine Signifikanz von $10,8\sigma$ (B_{MC2}). Das detektierte differentielle Energiespektrum im Bereich von 0,3 bis 1 TeV ergab sich zu:

$$\frac{d\Phi}{dE} = (9,20 \pm 1,28) \cdot 10^{-8} \cdot E^{-3,10 \pm 0,42} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad MC 1 \quad (11.3)$$

$$\frac{d\Phi}{dE} = (1,51 \pm 0,67) \cdot 10^{-7} \cdot E^{-2,94 \pm 0,30} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad MC 2 \quad (11.4)$$

Der spektrale Index ist innerhalb der Fehlergrenzen gleich. Der Fluß variierte von MC 1 zu MC 2 um $\sim 50\%$. Dies entspricht den Unterschieden in den Vorhersagen der Simulationen.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß das erste H.E.S.S. Teleskop die Erwartungen voll erfüllt hat. Es ist zu erwarten, daß die H.E.S.S.-Kollaboration mit dem koinzidenten Betrieb von 4 Teleskopen bald einen entscheidenden Beitrag in der Hochenergieastrophysik leisten wird.

Anhang A

Die Hillasparameter

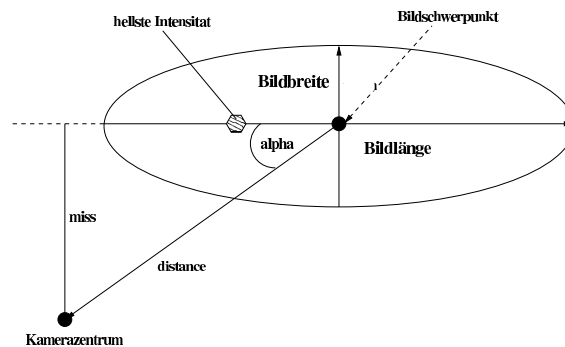


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des Abbildes eines Schauers in der Kamera. Eingezeichnet sind die Hillas Parameter.

Eine effektive Parameterisierung des Schauerprofils in der Kamera wurde von Hillas [24] eingeführt. Hierbei wird die Lichtverteilung in der Kamera durch eine Ellipse angenähert und die Hauptachsen, die mittlere quadratische Länge und Breite der Verteilung berechnet.

Die wichtigsten Hillas-Parameter stellen *Bildlänge*, *Bildbreite* und *distance* dar. Seien a_i die Amplitude und (x_i, y_i) die Koordinaten des i -ten Pixels im Kamerakoordinatensystems, sowie (x_0, y_0) der Punkt, auf den die Parameter bezogen werden, so gilt:

$$\begin{aligned}\langle x \rangle &= \frac{\sum_i a_i (x_i - x_0)}{\sum_i a_i} \\ \langle y \rangle &= \frac{\sum_i a_i (y_i - y_0)}{\sum_i a_i}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\langle x^2 \rangle &= \frac{\sum_i a_i (x_i - x_0)^2}{\sum_i a_i} \\ \langle y^2 \rangle &= \frac{\sum_i a_i (y_i - y_0)^2}{\sum_i a_i} \\ \langle xy \rangle &= \frac{\sum_i a_i (y_i - y_0)(x_i - x_0)}{\sum_i a_i}\end{aligned}$$

Setzt man

$$\begin{aligned}\sigma_{x^2} &= \langle x \rangle^2 - \langle x^2 \rangle \\ \sigma_{y^2} &= \langle y \rangle^2 - \langle y^2 \rangle \\ \sigma_{xy} &= \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \\ d &= \sigma_{x^2} - \sigma_{y^2} \\ l &= \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}^2}\end{aligned}$$

So erhält man für *Bildbreite*, *Bildlänge* und *distance*

$$\langle \text{Bildlänge} \rangle = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + l}{2}} \quad (\text{A.1})$$

$$\langle \text{Bildbreite} \rangle = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - l}{2}} \quad (\text{A.2})$$

$$\langle \text{distance} \rangle = \sqrt{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle} \quad (\text{A.3})$$

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich während der letzten Jahre unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die interessante Themenstellung und die Diskussionen während der Bearbeitung.

Bei Dr. G. Hermann und Dr. M. Panter bedanke ich mich für anregende und nette Gespräche.

J. Suppanz danke ich für ihren unermüdlichen Einsatz bei allen organisatorischen Fragen und für ihre mütterliche Art.

Dr. K. Bernlohr und Dr. A. Konopelko danke ich für ihre Unterstützung seitens der MC Simulationen und der Analyse.

Für seine Diskussionsbereitschaft bei Konstruktionsproblemen danke ich R. Kanikian.

O. Bolz danke ich dafür, daß er ein angenehmer Zimmergenosse war.

Bei den Werkstätten, insbesondere bei N. Bulian, H. Fuchs und V. Mallinger, sowie bei F. Garrecht, N. Nett, S. Schmitt und M. Stein bedanke ich mich für ihre Hilfe bei allen Fragen der Elektronik und Mechanik.

Dr. T. Kihm danke ich für die schnell Beseitigung aller aufgetretenen Computerprobleme.

Frau R. Häfner danke ich für ihre Hilfsbereitschaft.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei den Heidelberger H.E.S.S. und HEGRA Gruppen, sowie Dr. C. Bauer, T. Jagla, Priv. Doz. Dr. M. Schmelling und Dr. M. Pleier für die angenehme Atmosphäre.

Literaturverzeichnis

- [1] F.A.Aharonian et al., *A & A*, **342**, 69-86, 1999
- [2] F.A.Aharonian et al., *Astrophysical Journal*, **539**, 317 (2000)
- [3] F.A.Aharonian et al., *HESS Letter of Intent*, 1997 (see www.mpi-hd.mpg.de/HESS)
- [4] K.-M. Aye et al., *Flat Fielding of H.E.S.S. Phase 1*, Proceedings of ICRC 2001, Copernicus Gesellschaft
- [5] K.H.Berndlöhr et al., zur Veröffentlichung bei Elsevier Science eingereicht.
- [6] O. Bolz, *Kalibration der HEGRA-Tscherenkowteleskope mit Myon-Ring*, Diplomarbeit 1999
- [7] W.Bothe und W. Kohlhörster, *Zeitschrift für Physik*, **56**, 751, 1929
- [8] M.Mori et al., *Proc. of the 27th Int. Cosmic Ray Conf.*, Hamburg, 2001, M.Simon, E.Lorenz, M.Pohl (Eds.), S. 2785 Hamburg, 2001; R.Enemoto et al., *Astropart. Phys.*, **16**, (2002) 235
- [9] J. N. Capdevielle et al. *Technical Report KfK 4998*, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992
- [10] M. Catanese et al., *Astrophysical Journal*, **487**, L143, 1997
- [11] P. M. Chadwick et al., *Astrophysical Journal*, **513**, 161, 1999
- [12] E. L.Chupp, *Gamma-ray astronomy. Dordrecht: D. Reidel Publishing Co.*, 1976
- [13] R.Cornils et al., zur Veröffentlichung bei Elsevier Science eingereicht.
- [14] J.M.Davies, E.S.Cotton, *J. Solar Energy Sci. and Eng.* 1 8157) 16
- [15] J.P. Denance et al., *Proposal for the HESS experiment electronics (LPNHE-PARIS)*, Paris 1991

-
- [16] L.Eltermann, *Atmospheric Optics, in Handbook of geophysics and space environments*, Valley (Hrsg.), New York, 1965
- [17] A. Fraß et al., *Astroparticle Physics*, **8**, 91 (1997)
- [18] T. K. Gaisser et al., *Proc. of the 27th ICRC Hamburg*, Deutschland 2001
- [19] K. Greisen, *Prog. Cosmic Ray Physics*, 3:1, 1956
- [20] J. Guy, *Pulse Shape Measurements*, Internal note 01/10, Dezember 2001
- [21] D. Heck et al., *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers.*, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftlicher Bericht, FZKA 6019
- [22] W.Heitler, *Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954
- [23] V. Hess, *Physik. Zeitschrift* **13**, 1804 (1912)
- [24] A.M.Hillas, *Proc. 19th ICRC*, La Jolla, 3, Seite 445, 1985
- [25] A.M.Hillas, *Cosmic Rays*. Pergamon Press, 1972
- [26] A.M.Hillas et al., *Astrophysical Journal*, **504**, 744 (1998)
- [27] W. Hofmann, *H.E.S.S. Internal Notes: Heidelberg 1998* <http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/HESS/intern/mirroredrive.html>, Heidelberg 1998
- [28] W. Hofmann, *H.E.S.S. Internal Notes: Alignment of the HESS mirrors using images of stars*, Heidelberg 1998
- [29] H.Hofmann, *Proc. of the 27th Int. Cosmic Ray Conf.*, Hamburg, 2001, M.Simon, E.Lorenz, M.Pohl (Eds.), S. 2785
- [30] J.D.Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Berlin, New York; deGruyter (1981)
- [31] K.Kamata, J.Nishimura, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 6:93 (1958)
- [32] A. Katona, *Automatische Justierung der Spiegel der HESS-Teleskope*, Diplomarbeit, Heidelberg 1998
- [33] A. Konopelko, A. Plyascheschnikov, A.Schmidt Preprint FIAN N 6, 1992
- [34] H. Krawczynski et al. *H.E.S.S. Internal Notes: Test Measurements of the First 350 Mirror Tiles for the H.E.S.S. Telescopes*
- [35] Ti-Pei Li und Yu-Quian Ma, *The Astroparticle Journal* **272**, p 317-324, 1983

-
- [36] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 1981
- [37] E.Lorenz, *Proc. of the 27th Int. Cosmic Ray Conf.*, Hamburg, 2001, M.Simon, E.Lorenz, M.Pohl (Eds.), S. 2789
- [38] G. Mohanty et al., *Astroparticle Physics*, **9**, 15 (1998)
- [39] A. Neumann *Charakterisierung und Test eines H.E.S.S. Kameramodules*, Heidelberg 2002
- [40] *Particle Data Group, Particle Physics Booklet*, July 1996.
- [41] D.Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990
- [42] Philips Photonis, *Photomultipliertubes: principles & applications*, 1993
- [43] A. Plyascheschnikov, A. Konopelko, K. Vorobyew *Preprint FIAN N 92*, 1988
- [44] M. Punch, *Nature***358**, 477, 1992
- [45] S. Preus, *Bestimmung des Nachthimmelshintergrundlichtes*, Heidelberg, Diplomarbeit, 2001
- [46] J. Quinn et al., *Astrophysical Journal*, **456**, L83, 1996
- [47] Ramana Murthy, P.V. and Wolfendale, A.W *Gamma-ray astronomy*, Cambridge, Cambridge University Press
- [48] Teroson, *Technisches Datenblatt Terostat-998 R*, Stand: 99-11-12
- [49] Teroson, *Technisches Datenblatt Terostat-8590*, Stand: 99-05-18
- [50] Teroson, *Technisches Datenblatt Terostat-MS 935*, Stand: 99-08-05
- [51] T.C.Weekes et al., *Astropart. Phys.*, **17** (2002) 221
- [52] T.C.Weekes et al., *Astrophys. Journal* **342**, 379 (1989)