INAUGURAL – DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich – Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht – Karls – Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Diplom–Physiker German Hermann

aus Osterburken

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juli 1996

Entwicklung einer hochauflösenden Kamera
für
Abbildende Tscherenkov–Teleskope
und
Nachweis von TeV–Gamma–Strahlung
aus Richtung des Krebsnebels

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 γ–Astronomie mit Abbildenden Tscherenkov Teleskopen **7**

1.1 Luftschauer 7

1.1.1 Elektromagnetische Schauer 7

1.1.2 Hadronische Schauer 9

1.2 Tscherenkovlicht in Luftschauern 11

1.2.1 Entstehung von Tscherenkovlicht 11

1.2.2 Atmosphärisches Tscherenkovlicht 13

1.2.3 Lichtabschwächung in der Atmosphäre 15

1.3 Abbildende Tscherenkov Teleskope 17

1.3.1 Bildentstehung 17

1.3.2 Das HEGRA–Teleskopsystem 20

1.4 Das Nachthimmelslicht 22

2 Aufbau der Kamera und der Elektronik **25**

2.1 Die Photomultiplier 27

2.2 Die Kamera 30

2.2.1 Die Kameramechanik 30

2.2.2 Die Pixel 31

2.2.3 Optimierung der Lichtsammlung 32

2.3 Die Ausleseelektronik 36

2.3.1 Die Triggerelektronik 37

2.3.2 Die Signaldigitalisierung 39

2.3.3 Die Hochspannungsversorgung 40

2.3.4 Die Teleskopnachführung 41

2.4 Das Datenerfassungssystem 41

2.5 Aufbau des Teleskopes auf La Palma 42

3 Betrieb und Kalibration des Teleskopes **45**
3.1 Die FADC Nullinie 45
3.1.1 Bestimmung des FADC Nullinie 45
3.1.2 Rauschen der Nullinie 46
3.2 Pulsrekonstruktion 47
3.2.1 Rekonstruktion kleiner Pulse 49
3.2.2 Erhöhung des dynamischen Bereiches 50
3.3 Kalibration der Kamera 51
3.3.1 Relative Kalibration 54
3.3.2 Absolute Kalibration 56
3.3.3 Stabilität der Verstärkung 58
3.4 Der Trigger 60
3.4.1 Der Nachbartrigger 60
3.4.2 Der dynamische Trigger 62
3.4.3 Eichung der Diskriminatorschwelle 65
3.5 Kontrolle der Teleskoporientierung 66

4 Parametrisierung der Kamerabilder **71**
4.1 Die Hillas–Parameter 71
4.2 Vergleich der gemessenen Parameterverteilungen mit Simulationen . . . 73
4.2.1 Die Simulation von Luftschauern 73
4.2.2 Simulation des Detektors 75
4.2.3 Die Verteilungen der Bildparameter 76
4.3 Trennung von γ– und Hadronschauern 77

5 Beobachtung des Krebsnebels **85**
5.1 Der Datensatz 85
5.1.1 Beobachtungsmodus 85
5.1.2 Selektion der Meßreihen 86
5.2 Ereignisselektion 88
5.2.1 Angleich von ON/OFF–Messungen 88
5.2.2 Unterdrückung von Zufallskoinzidenzen 89
5.3 Nachweis hochenergetischer γ–Strahlung aus Richtung des Krebsnebels 90
5.3.1 Anwendung der γ–Hadron Diskriminierung 90
5.3.2 Konsistenztests 91
5.4 Die Bildparameterverteilungen von γ–Schauern 95
5.5 Der Fluß des Krebsnebels 99

Zusammenfassung **105**

A Testaufbauten für Untersuchungen an Photomultipliern **109**

A.1 Die empfindliche Fläche von Photomultipliern 109

A.2 Pixelteststand 111

Literaturverzeichnis **117**

Einleitung

Seit ihrer Entdeckung im Jahre 1912 durch V. Hess ist die Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung, sowie nach den Beschleunigungsmechanismen, durch welche Teilchen Energien bis zu 10^{20} eV erreichen, noch immer nicht geklärt. Unter kosmischer Strahlung versteht man ganz allgemein Teilchen, die mit Energien von mehr als einigen MeV nahezu isotrop auf der Erde eintreffen. Die Frage nach ihrem Ursprung und den Beschleunigungsmechanismen ist eng verbunden mit der Suche nach ihren Quellen. Der größte Teil der kosmischen Strahlung besteht aus elektrisch geladenen Teilchen, die durch die Ablenkung in den irregulären Magnetfeldern des interstellaren Raumes ihre Richtungsinformation verlieren, so daß ihr Ursprung dem Beobachter verborgen bleibt. Einzig die neutralen Teilchen der kosmischen Strahlung, nämlich Photonen und Neutrinos werden auf ihrem Weg durch den interstellaren Raum praktisch nicht abgelenkt und eröffnen dadurch die Möglichkeit zur Untersuchung von Quellen der kosmischen Strahlung. Diese Teilchen stellen somit die *Meßsonden* der Hochenergieastrophysik dar. Während Neutrinos nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen und daher schwer nachzuweisen sind, lassen sich die Energie und die Richtung von Photonen mit relativ einfachen Mitteln bestimmen. Der Nachweis von hochenergetischen Photonen, welche nur etwa 0.1 % der kosmischen Strahlung ausmachen, bildet daher die Grundlage der Hochenergie–γ–Astronomie, einem sehr jungen Gebiet der Astrophysik.
Anders als in der optischen Astronomie spielen thermische Prozesse in der γ–Astronomie keine zentrale Rolle. Bei der Erzeugung hochenergetischer γ–Strahlung ($\geq 10^{12}$ eV) sind folgende physikalischen Prozesse von Bedeutung:

1) Synchrotronstrahlung

2) Bremsstrahlung

3) Inverse Compton–Streuung

4) π^o–Produktion in Nukleon–Nukleon Stößen

Bei den ersten zwei Prozessen findet die Erzeugung von γ–Strahlung durch die Ablenkung relativistischer Elektronen statt. Voraussetzung dafür ist in beiden Fällen das Vorhandensein ausreichend hoher Magnetfelder, z.B. in der Nähe von Neutronensternen, bzw. das Vorhandensein von dichten Materiewolken, beispielsweise in der Hülle eines Supernovaüberrestes. In beiden Prozessen werden γ–Quanten erzeugt, die als Target für die Inverse Compton–Streuung von relativistischen Elektronen dienen können. Die ersten drei Prozesse finden vor allem in Regionen statt, in denen Elektronen auf relativistische Energien beschleunigt werden. Man geht davon aus, daß dort auch Teile der hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung beschleunigt werden. Die Erzeugung von γ–Strahlung durch beschleunigte Hadronen ist ebenfalls gebunden an das Vorhandensein dichter Materiewolken. Durch Nukleon–Nukleon Stöße werden dort neutrale Pionen erzeugt, die praktisch sofort in zwei hochenergetische Photonen zerfallen.
Welche dieser Prozesse bei der Erzeugung hochenergetischer γ–Strahlung am wirksamsten sind, hängt von den äußeren Parametern der Quellenregion, also deren Dichte an Materie und niederenergetischen Photonen, sowie von der Stärke der Magnetfelder ab. Als mögliche Quellen der kosmischen Strahlung werden zur Zeit vor allem folgende astrophysikalischen Objekte betrachtet [VLK96]:

- Supernovaüberreste (SNR)
- Doppelsternsysteme
- Pulsare mit assozierten Nebeln
- Aktive galaktische Kerne (AGN)

Supernovaüberreste werden als die wesentliche Quelle der galaktischen kosmischen Strahlung angesehen. Die Entstehung hochenergetischer Strahlung wird durch die diffuse Beschleunigung von Nukleonen an der sich ausbreitenden Schockfront des Supernovaüberrestes erklärt. Theoretische Modelle sagen voraus, daß dadurch Teilchen bis auf eine Energie von 10^{15} eV beschleunigt werden können, mit einem Energiespektrum, welches wie $E^{-\alpha}$, mit $\alpha > 2$ abfällt [BIE93]. Bei Kollisionen der beschleunigten Nukleonen mit Materie der Hülle des Supernovaüberrestes oder des umgebenden Mediums entstehen neutrale Pionen, welche anschließend in hochenergetische Photonen zerfallen. Für eine realistische Annahme über die Dichte des umgebenden Mediums von 1 H–Atom/cm^3 erwartet man bei einem Abstand von 1 kpc einen Fluß von ca. 10^{-12} Photonen/cm^2/sec oberhalb 1 TeV [AHA94]. Ein Nachweis von SNRs in diesem Energiebereich steht jedoch noch aus. Bei Energien unterhalb 10 GeV konnten allerdings

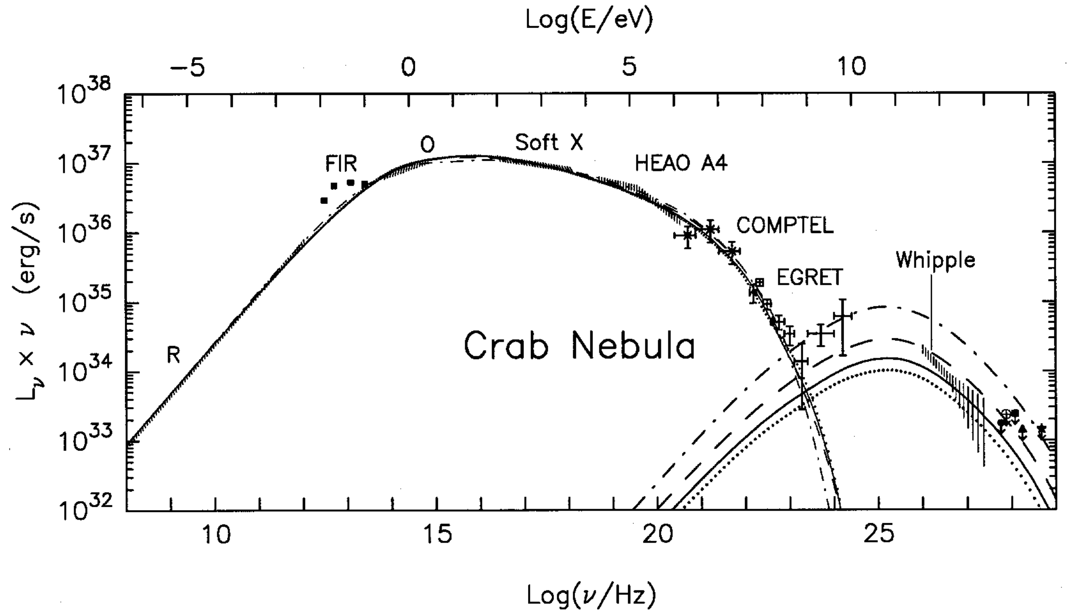

Abbildung 0.1: *Spektrum des Krebsnebels [AHA95a]. Bis zu Energien von $10^9\,eV$ läßt sich das Spektrum durch Synchrotronstrahlung erklären. Bei höheren Energien wird das Spektrum durch inverse Compton–Streuung beschrieben. Die vier Linien im Energiebereich oberhalb $10^9\,eV$ sind entsprechende Vorhersagen für das Spektrum bei unterschiedlichen Annahmen über das mittlere Magnetfeld im Krebsnebel.*

bereits 6 SNRs mit dem EGRET–Detektor auf dem GRO–Satelliten als γ–Quellen nachgewiesen werden [DIN95].
Der Krebsnebel ist ein Überrest einer Supernova, deren Ausbruch im Jahre 1054 beobachtet wurde. Er ist eines der am besten untersuchten astrophysikalischen Objekte. Seine Entfernung zur Erde beträgt etwa 6000 Lichtjahre. Der Krebsnebel stellt jedoch insofern einen untypischen Supernovaüberrest dar, als die Expansion seiner Hülle (Filamente) nur mit kleiner Geschwindigkeit fortschreitet [WEE92]. Außerdem befindet sich im Innern des Nebels, dessen Durchmesser ca. 10 Lichtjahre beträgt, der Pulsar PSR0531+21 mit einer Periode von 33 msec. Dieser besteht aus einem Neutronenstern, der bei der Supernovaexplosion durch gravitative Implosion entstanden ist. Die Pulsation der Emission wurde vom Radiobereich bis hin zu Energien von 10 GeV beobachtet [KAN94]. Sowohl die Periode als auch die Phase stimmen dabei überein. Eine Pulsation bei höheren Energien konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Sein Spektrum wurde mittlerweile vom Radiobereich bis hin in den γ–Bereich bei ca. 10 TeV vermessen. Abbildung 0.1 zeigt das Spektrum des Krebsnebels über einen Energiebereich von 21 Dekaden. Bis zu Energien von $\leq$ 1 GeV läßt sich das Spektrum durch die Synchro-

tronstrahlung relativistischer Elektronen erklären, welche im rotierenden Magnetfeld des Neutronensterns beschleunigt werden. Dies folgt aus der Polarisation der Strahlung sowie aus der Potenzgesetznatur des Energiespektrums. Für Energien oberhalb 1 GeV nimmt man an, daß die inverse Compton–Streuung hochrelativistischer Elektronen der Erzeugungsprozeß für γ–Strahlung ist [JAG92]. Die Targetphotonen stammen dabei aus der Synchrotronstrahlung der Elektronen, aus der Infrarotstrahlung des Nebels sowie aus aus der 2.7K Hintergrundstrahlung. Mit diesem Modell läßt sich das Energiespektrum bei hohen Energien ($\geq$ 100 GeV) gut beschreiben. Diskrepanzen zu den Messungen im Bereich von 1–10 Gev mit dem EGRET–Detektor deuten jedoch darauf hin, daß möglicherweise γ–Emission durch Bremsstrahlung und durch π^0 Zerfall berücksichtigt werden müssen [AHA95b].
Der Krebsnebel ist das erste Objekt, welches im TeV–Bereich beobachtet werden konnte [WEE89]. Er gilt als die stärkste bekannte Quelle in diesem Energiebereich. Neben dem Krebsnebel konnten mit Hilfe der Atmosphärischen Tscherenkov–Technik bisher die Aktiven Galaktischen Kerne Markarian 421 [PUN92][PET96] und Markarian 501 [QUI96], sowie der Pulsar PSR B 1706–44 [KIF95] im TeV–Bereich nachgewiesen werden.
Die experimentellen Methoden zum Nachweis hochenergetischer Photonen werden bestimmt durch den betrachteten Energiebereich. Bei Energien kleiner als einige 10 GeV wird die γ–Strahlung in der Erdatmosphäre absorbiert. Ein Nachweis ist daher nur auf direktem Wege außerhalb der Atmosphäre in ballon–oder satellitengestützen Experimenten möglich. Mit entscheidend für die Entwicklung der γ–Astronomie war die Entdeckung von 25 punktförmigen γ–Quellen im Energiebereich von 10 MeV–10 GeV mit dem COS–B Satelliten in den 70er Jahren. Anfang 1991 wurde das Compton–Gammastrahlen Observatorium GRO in die Erdumlaufbahn gebracht, mit welchem mittlerweile eine vollständige Himmelsdurchmusterung im Energiebereich von 100 keV bis 10 GeV durchgeführt wurde. Da die empfindliche Fläche von Satellitenexperimenten nur sehr klein ist (typ. 0.2 m^2), und der Fluß an γ–Strahlung mit wachsender Energie stark abnimmt, ist ein effizienter Nachweis mit Satelliten bei mehr als 10 GeV nicht mehr möglich.
Bei höheren Energien entstehen durch die Wechselwirkung der Photonen mit Atomkernen der Luftmoleküle elektromagnetische Kaskaden, sogenannte Luftschauer. Oberhalb von einigen 10 TeV erreichen ausreichend viele Sekundärteilchen den Erdboden, so daß ein Nachweis der Luftschauer und damit der Primärteilchen mit erdgebundenen Experimenten möglich wird. Der Nachweis der Sekundärteilchen geschieht meist mit einer Matrix aus Szintillationszählern, deren Gesamtfläche typischerweise einige 10000 m^2 beträgt. Beispiele hierfür sind das EAS–TOP–Array [AGL89], sowie der CASA–MIA

Detektor [BOR94]. Die Rekonstruktion der Richtung des Primärteilchens erfolgt durch Messung der Ankunftszeitverteilung der Sekundärteilchen. Eine Identifizierung, und damit Unterdrückung von hadronischen Schauern wird bei einigen Experimenten über den Nachweis von Myonen durchgeführt. γ–Schauer enthalten etwa einen Faktor 30 weniger Myonen, als hadronische [CRO93].
Im Energiebereich von einigen 100 GeV bis ca. 10 TeV erreichen nur wenige Sekundärteilchen den Detektor, weshalb ein effizienter Nachweis von Luftschauern mit Teilchendetektoren nicht möglich ist. Hier macht man sich zunutze, daß relativistische Teilchen der Luftschauer in der Atmosphäre Tscherenkovlicht erzeugen. Dieses wird mit Hilfe von Abbildenden Atmosphärischen Tscherenkov–Teleskopen (ACT) nachgewiesen. Die effektive Nachweisfläche für Luftschauer ist bei dieser Technik durch die Größe des Lichtkegels bestimmt und beträgt ca. $5{\cdot}10^4$ m^2. Eine Identifikation von γ–Schauern, bzw. die Unterdrückung von hadronischen Schauern wird aus der Winkelverteilung des Tscherenkovlichtes abgeleitet.

Die HEGRA[1]–Kollaboration betreibt seit einigen Jahren auf der kanarischen Insel La Palma einen Detektorkomplex zur Untersuchung der kosmischen Strahlung im Energiebereich oberhalb von einigen 10 TeV [FON95]. Dieser Detektorkomplex wird zur Zeit durch ein System aus 5 Abbildenden Tscherenkov Teleskopen erweitert, welches den Energiebereich von 500 GeV bis 10 TeV abdecken soll. Das Max–Planck–Institut für Kernphysik in Heidelberg stellt im Rahmen dieses Experimentes die vollständige Auslesekette für die Teleskope zur Verfügung, ausgehend von den hochauflösenden Kameras, über die Ausleseelektronik bis hin zum zentralen Datenerfassungssystem.
Daraus ergab sich das Thema dieser Arbeit, nämlich die Entwicklung einer hochauflösenden Kamera und der zugehörigen Ausleseelektronik.
In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die Grundlagen der atmosphärischen Tscherenkov–Technik erläutert. Anschließend werden die Randbedingungen für den Bau der Kamera und der Elektronik definiert, sowie das Ergebnis der Entwicklungen vorgestellt. Die Kamera in ihrer jetzigen Form, sowie die Trigger– und Digitalisierungselektronik sind das Ergebnis umfangreicher detaillierter Untersuchungen, die teilweise im Rahmen dieser Arbeit, teilweise im Rahmen von Diplomarbeiten durchgeführt wurden. Im dritten Kapitel wird der Betrieb und die Kalibration der Kamera erörtert. Dabei wird ein neues, besonders effektives Triggerschema vorgestellt. Mit dem Wissen über die Eigenschaften der Kamera ausgestattet, sollen anschließend die Verteilungen der Bildparameter mit Simulationen verglichen werden. Außerdem werden anhand der Simulatio-

[1]**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy: Kollaboration der Universitäten Kiel, Hamburg, Wuppertal, Madrid (Spanien) und Yerevan (Armenien), sowie des Max–Planck–Intituts für Physik in München und des Max–Planck–Instituts für Kernphysik in Heidelberg

nen Kriterien abgeleitet, mit denen eine effektive Unterdrückung von Hadronschauern möglich ist. Schließlich werden die erarbeiteten Kenntnisse auf Beobachtungsdaten des Krebsnebels angewand.

Kapitel 1

γ–Astronomie mit Abbildenden Tscherenkov Teleskopen

Hochenergetische Teilchen, die auf die Atmosphäre treffen, können mit Atomen und Molekülen der Luft wechselwirken und kaskadenartige Teilchenschauer verursachen. Diese sogenannten *Luftschauer* sind elektromagnetischer Natur, wenn das primäre Teilchen ein γ–Quant oder ein Elektron ist. Besteht das primäre Teilchen aus einem Hadron, so setzt sich der Luftschauer aus einer hadronischen Komponente mit elektromagnetischen Subschauern zusammen. Geladene Schauerteilchen, deren Geschwindigkeit größer ist als die Phasengeschwindigkeit von Licht in der Luft, regen diese zur Emission von Tscherenkovlicht an. Bei Energien der Primärteilchen von einigen hundert GeV bis zu einigen TeV bietet das Tscherenkovlicht den einzigen Zugang zur Natur des Schauers und des Primärteilchens auf der Suche nach Quellen hochenergetischer γ–Strahlung.
In diesem Kapitel sollen nun zunächst die Grundlagen der Schauerphysik kurz erläutert werden. Anschließend wird die Entstehung und Ausbreitung von Tscherenkovlicht in der Atmosphäre dargelegt. Der dritte Teil befaßt sich mit dem Nachweis von Tscherenkovlicht mit Abbildenden Tscherenkov–Teleskopen.

1.1 Luftschauer

1.1.1 Elektromagnetische Schauer

Die beiden grundlegenden Prozesse bei der Entstehung elektromagnetischer Schauer sind die Bremsstrahlung und die Paarbildung. Hochenergetische Photonen, die in die

Erdatmosphäre eindringen, können im elektrischen Feld von Atomkernen in Elektron–Positron Paare konvertieren. Die Elektronen und Positronen können ihrerseits durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen emittieren. Beide Prozesse führen auf diese Weise zu einem lawinenartigen Anwachsen der Teilchenzahl und zur Entstehung eines elektromagnetischen Schauers. Die Entwicklung des Schauers setzt sich so lange fort, bis die Energie der Teilchen die kritische Energie E_c (81 MeV in Luft) unterschreitet. Der Schauer hat dann sein Maximum erreicht. Unterhalb der kritischen Energie dominieren bei Elektronen der Energieverlust durch Ionisation und bei Photonen der Energieverlust durch Comptonstreuung, so daß der Schauer langsam ausstirbt. Die typischen Längenskalen dieser Prozesse sind gegeben durch die elektromagnetische Strahlunglänge X_0 (37.1 g/cm^{-2} in Luft) für die Bremsstrahlung, sowie durch die Konversionslänge, welche bei hohen Energien 9/7 X_0 beträgt.
Die prinzipiellen Eigenschaften elektromagnetischer Schauer lassen sich am besten an einem einfachen Modell [HEI44] verdeutlichen. In diesem Modell wird angenommen, daß die Bremsstrahlungsprozesse und die Paarbildungen jeweils nach genau einer Strahlungslänge stattfinden, und die Energie sich zu gleichen Teilen auf die Sekundärteilchen verteilt. Nach t Strahlungslängen besteht ein Schauer aus 2^t Teilchen mit der Energie $E(t) = E_0 2^{-t}$. Die Tiefe des Schauermaximums t_{max} ist dann gegeben durch

$$t_{max} = \frac{1}{\ln 2} \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right). \tag{1.1}$$

Für die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum folgt

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \tag{1.2}$$

wovon 2/3 Elektronen bzw. Positronen sind und 1/3 Photonen.
In diesem Modell zeigt sich also, daß die Teilchenzahl im Anfangsstadium eines Schauers exponentiell anwächst. Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum ist direkt proportional zur Energie des Primärteilchens und die Tiefe des Schauermaximums wächst nur logarithmisch mit der Primärenergie.
Detailliertere Modelle berücksichtigen zusätzlich Ionisationsverluste sowie realistische Näherungen für die Wirkungsquerschnitte. Eine Parametrisierung des longitudinalen Profils elektromagnetischer Schauer wird wie folgt angegeben [GRE60]:

$$N_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}} exp\left(t - \frac{3}{2}\, t \ln s\right) \tag{1.3}$$

mit

$$s = \frac{3}{1 + \frac{2}{t}\, ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}. \tag{1.4}$$

Das Schaueralter s ist ein Maß für das Entwicklungsstadium von Schauern. Es ist gerade so definiert, daß Schauer in ihrem Maximum das Schaueralter s=1 haben. Elektromagnetische Luftschauer mit einer Primärenergie von 1 TeV erreichen demzufolge ihr Maximum nach 9.5 Strahlungslängen bei einer atmosphärischen Tiefe von 350 g/cm^{-2}. Dies entspricht einer Höhe von 8 km über NN. Der Beobachtungsstandort in La Palma (2200 m Höhe) befindet sich bei einer atmosphärischen Tiefe von 800 g/cm^{-2}. Dort werden im Mittel nur noch 70 Teilchen aus 1 TeV–Schauern ankommen, so daß ein Nachweis mit herkömmlichen Teilchenzählern praktisch nicht durchführbar ist.

1.1.2 Hadronische Schauer

Die Entwicklung von hadronischen Schauern ist zwar prinzipiell ähnlich zu der von elektromagnetischen, dennoch unterscheiden sich die beiden Schauertypen in einigen wesentlichen Punkten. Während die Entwicklung von elektromagnetischen Schauer ausschließlich durch elektromagnetische Prozesse geprägt ist, müssen bei der Beschreibung von hadronischen Schauern zusätzlich Prozesse der starken und der schwachen Wechselwirkung berücksichtigt werden.
Durchdringt beispielsweise ein Proton die Atmosphäre, so führt es inelastische Stöße aus mit den Kernen von Stickstoff– und Sauerstoffmolekülen der Luft. Die mittlere freie Weglänge für diesen Prozeß beträgt zwischen 86 g cm^{-2} und 83 g cm^{-2} für Protonen im Energiebereich von 100 GeV bis 1 TeV [GAI 90], und ist damit mehr als doppelt so groß, wie die elektromagnetische Strahlungslänge. Bis zum Erreichen des Beobachtungsstandortes (800 g cm^{-2}) erleiden Protonen im Mittel 9 bis 10 Stöße. Bei jedem Stoß verliert das Proton etwa 50 % seiner Energie, die dann zur Produktion von Sekundärteilchen zur Verfügung steht. Diese bestehen vor allem aus leichten Mesonen, wie Pionen und Kaonen, sowie aus Hyperonen und Nukleonen. Während die stabilen Teilchen weitere Stöße durchführen können, und so den hadronischen Teil der Kaskade aufrechterhalten, konkurrieren bei den instabilen Teilchen Stoß– und Zerfallsprozesse. Hochenergetische, instabile Teilchen erreichen aufgrund der Zeitdilatation eine mittlere Flugstrecke, die vergleichbar oder größer der hadronischen Wechselwirkungslänge ist. Niederenergetische Teilchen hingegen zerfallen bevorzugt. Die beiden wichtigsten Prozesse sind dabei der Zerfall von geladenen Pionen und Kaonen in Myonen,

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_\mu\,(\overline{\nu_\mu}) \qquad \tau = 2.6 \cdot 10^{-8} sec$$
$$K^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_\mu\,(\overline{\nu_\mu}) \qquad \tau = 1.2 \cdot 10^{-8} sec$$

durch welche die myonische Komponente in hadronischen Schauern erzeugt wird.
Besondere Bedeutung bei der Entwicklung hadonischer Schauer kommt den neutra-

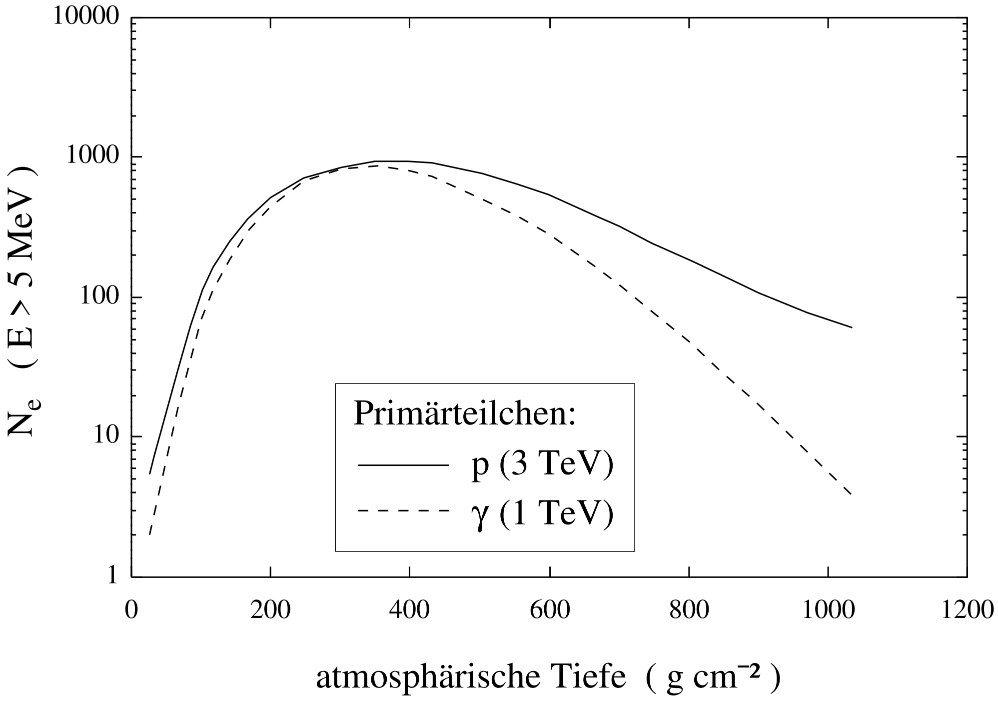

Abbildung 1.1: *Mittleres longitudinales Profil von 3 TeV Protonschauern und 1 TeV γ–Schauern [BER94].*

len Pionen zu. Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer (τ_{π^0}=8.4·10^{-17} sec) zerfallen diese praktisch sofort am Ort ihrer Entstehung in zwei Photonen:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (98.8\%)$$

Jedes dieser Photonen ist dann Ausgangspunkt für elektromagnetische Subschauer. Durch diesen Prozeß werden im Mittel bei jeder hadronischen Wechselwirkung mehr als 30 % der Energie in die elektromagnetische Komponente transferiert [GAI 90].
Ein hadronischer Schauer besteht also aus einem hadronischen Kern, der myonischen Komponente, sowie einer Überlagerung aus elektromagnetischen Subschauern, die durch den Zerfall neutraler Pionen ausgelöst werden.
Wegen der unterschiedlichen Entstehungsprozesse gibt es deutliche Unterschiede zwischen rein elektromagnetischen und hadronisch induzierten Schauern. Da in hadronischen Schauern ein signifikanter Teil der Energie von Myonen und Neutrinos weggetragen wird, bzw. zur Erzeugung massiver Hadronen aufgebraucht wird, erreichen diese erst bei der dreifachen Primärenergie die gleiche Anzahl an Schauerteilchen wie γ–Schauer (Abb. 1.1). Wegen der größeren Wechselwirkungslänge dringen Hadronschauer tiefer in die Atmosphäre ein. Außerdem ist ihre longitudinale Ausdehnung größer,

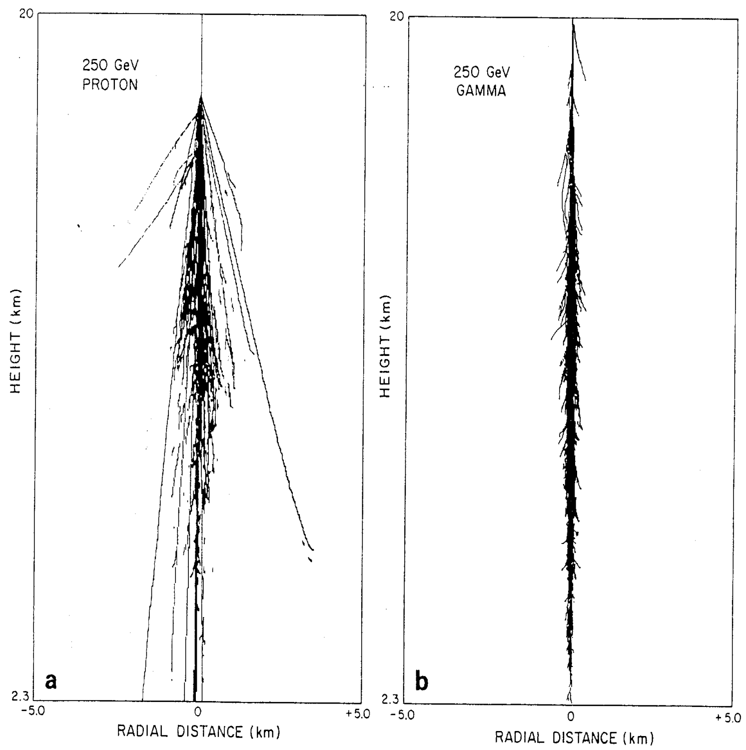

Abbildung 1.2: *Simulierter Proton– und γ–Schauer gleicher Energie [WEE92].*

da die elektromagnetische Komponente in hadronischen Schauern durch den wiederholten Zerfall neutraler Pionen aufrechterhalten wird. Während in elektromagnetischen Schauern die laterale Ausdehnung vor allem durch Vielfachstreuung der Elektronen bestimmt ist [NIS 67], tragen in hadronischen Schauern die in den starken und schwachen Wechselwirkungen auftretenden Transversalimpulse zusätzlich zu einer Verbreiterung der Schauer bei (Abb.1.2). Insgesamt erscheinen γ–Schauer also homogener und kompakter, wohingegen Hadronschauer eine große räumliche Ausdehnung haben und sich durch größere Fluktuationen inhomogener entwickeln.

1.2 Tscherenkovlicht in Luftschauern

1.2.1 Entstehung von Tscherenkovlicht

Durchdringt ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium, so führt dies zu einer kurzfristigen Polarisation des Mediums. Entlang der Teilchenbahn werden die Atome durch das elektrische Feld des Teilchens kurzfristig aus ihrer Ruhelage bewegt, in welche sie anschließend unter Emission von elektromagnetischen Elementarwellen zurück-

schwingen. Übersteigt die Geschwindigkeit des Teilchens die Lichtgeschwindigkeit im Medium, so führt dies zu einer konstruktiven Interferenz der Elementarwellen und zur Emission von Tscherenkov–Licht.
Die Emission von Tscherenkov–Licht läßt sich klassisch nach dem Huygenschen Prinzip der Wellenausbreitung erklären (Abb.1.3).
Der Winkel Θ_T, den die Wellenfront mit der Bewegungsrichtung des Teilchens ein-

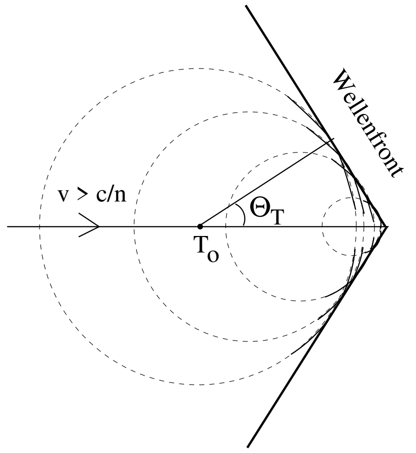

Abbildung 1.3: *Entstehung von Tscherenkovlicht. Elementarwellen, die zum Zeitpunkt T_0 vom Teilchen im Medium angeregt wurden, überlagern sich mit weiteren Elementarwellen.*

schließt ist dann gegeben durch:

$$\cos\Theta_T = \frac{c}{n \cdot v} \quad , \tag{1.5}$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist, n der Brechungsindex des Mediums und v die Geschwindigkeit des Teilchens. Da $\cos\Theta_T \leq 1$ gilt und $v < c$ kann Tscherenkovlicht nur in Wellenlängenbereichen emittiert werden, in denen $\mathrm{n}(\lambda) > 1$ ist. Dies ist im infraroten, im sichtbaren, sowie im ultravioletten Spektralbereich gegeben. Außerdem folgt für die minimale Energie E_{min} eines Teilchens zur Emission von Tscherenkovlicht:

$$E_{min} = \frac{m \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{1.6}$$

Aus Gleichung 1.5 folgt, daß das Licht von Teilchen an der Energieschwelle in Vorwärtsrichtung emittiert wird. Der maximale Abstrahlwinkel Θ_{max} für $v \approx c$ ist gegeben durch $\cos\Theta_{max}$=1/n. In Luft beträgt dieser unter Normalbedingungen 1.4^o (n=1.00029).
Der Energieverlust von Teilchen mit der Ladung Z pro Wegelement dx durch die Emission von Tscherenkovlicht wird beschrieben durch [JAC82]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(Ze)^2}{c^2} \int_{n^2(\omega) > c^2/v^2} \left[1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right] \omega d\omega \tag{1.7}$$

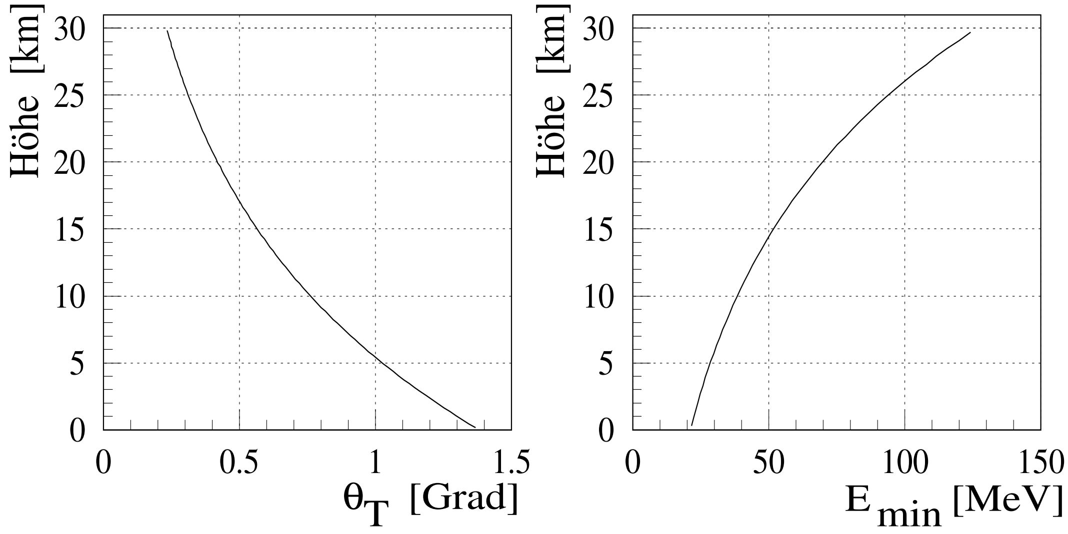

Abbildung 1.4: *Berechneter Zusammenhang zwischen dem Tscherenkov Winkel Θ_T bzw. der Schwellenenergie E_{min} und der Höhe über NN für eine isotherm genäherte Atmosphäre.*

Daraus ergibt sich unmittelbar für die Anzahl N der pro Wegelement emittierten Photonen:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2 Z^2}{hc} \int_{\beta n(\lambda)} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) \lambda^{-2} d\lambda \tag{1.8}$$

Die Integrand von Gleichung 1.8 liefert gerade das differentielle Emissionsspektrum von Tscherenkovlicht.
Nimmt man für Luft unter Normalbedingungen einen über den Spektralbereich von 300 nm bis 600 nm konstanten Brechungsindex n=1.00029 an, so folgt für die Lichtemission von Elektronen mit $\beta \approx 1$:

$$\frac{dN}{dx} = 22 \; \frac{\text{Photonen}}{m} \tag{1.9}$$

mit einer spektralen Verteilung proportional zu λ^{-2}. Das heißt, daß Tscherenkovlicht bevorzugt im Blauen und im Ultravioletten emittiert wird.

1.2.2 Atmosphärisches Tscherenkovlicht

Während in Tscherenkov–Detektoren der Teilchenphysik das aktive Medium meist homogen ist, durchqueren Teilchen in Luftschauern die Atmosphäre, deren Dichte sich kontinuierlich mit der Höhe ändert. Da der Brechungsindex abhängig ist von der Dichte der Luft, ändern sich der Tscherenkov–Winkel und die Schwellenenergie zur Emission

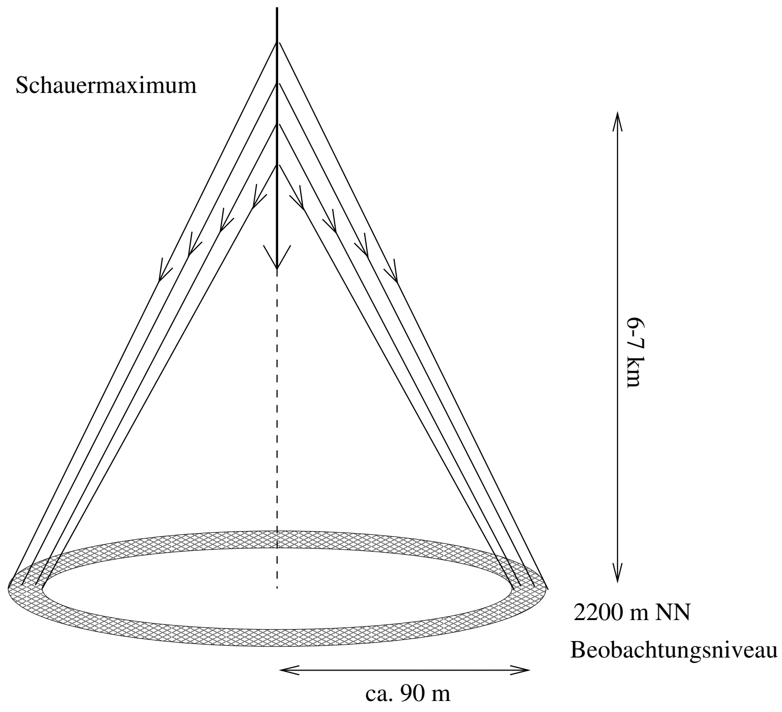

Abbildung 1.5: *Licht, welches von einem einzelnen Elektron aus dem Bereich des Schauermaximums emittiert wird, bildet auf dem Beobachtungsniveau eine ringförmige Intensitätsverteilung aus.*

von Tscherenkov-Licht mit der Höhe in der Atmosphäre. Unter der Annahme einer isotherm geschichteten Atmosphäre gilt für den Brechungsindex als Funktion der Höhe:

$$n(h) = 1 + n_0 e^{-\frac{h}{h_0}} \quad , \text{mit} \quad n_0 = 0.00029 \quad und \quad h_0 = 8400m \quad . \tag{1.10}$$

Durch Einsetzen von Gleichung 1.10 in Gleichung 1.5 und 1.6 erhält man den maximalen Emissionswinkel und die Schwellenenergie als Funktion der Höhe (Abb. 1.4). Es zeigt sich, daß der Tscherenkov Winkel mit abnehmender Höhe wächst, während die Schwellenenergie sinkt. Im Bereich des Schauermaximums, in 8 km Höhe, beträgt der maximale Emissionswinkel ca. 0.8^o. Die Schwellenenergie für Elektronen liegt dort bei 35 MeV.

Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich, daß das Tscherenkovlicht eines einzelnen Elektrons aus dem Bereich des Schauermaximums bei vertikalem Einfall auf einem Kreisring mit einem Radius von ca. 90-120 m auf dem Beobachtungsniveau auftrifft (Abb.1.5). Aufgrund der Vielfachstreuung sind die Richtungen der Elektronen in einem Schauer nicht exakt parallel, weshalb sich die ringförmigen Intensitätsverteilungen zu einem verwaschenen Kreis überlagern. Teilchen nahe des Schauerendes füllen ferner den Innenbereich des Ringes mit Tscherenkovlicht. Aufgrund der größeren Fluktuationen und der Überlagerung von Subschauern in hadronischen Luftschauern ist bei diesen die

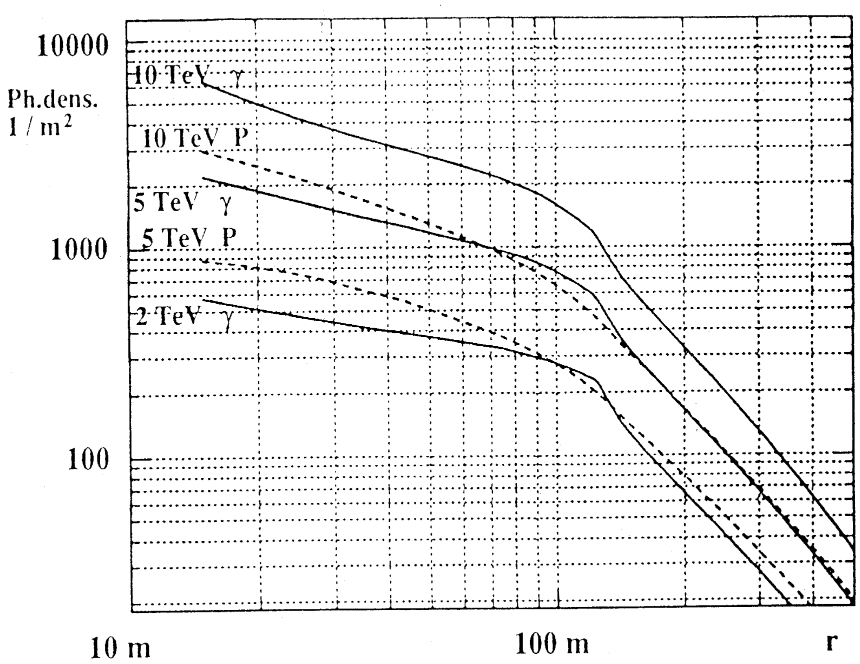

Abbildung 1.6: *Laterale Photonendichteverteilung für simulierte Proton– und γ–Schauer [MUE92].*

Intensitätsverteilung am Boden deutlich stärker ausgeschmiert als bei γ–Schauern. Wie Abbildung 1.6 zeigt knickt die Photonendichteverteilung von γ–Schauern bei etwa 120 m Schauerabstand deutlich ab, während sie bei Protonschauern kontinuierlich abfällt.
Wegen der großen lateralen Ausdehnung der Lichtverteilung am Boden ist ein Nachweis von γ–Schauern bis zu Abständen von etwa 120 m möglich. Dies entspricht einer aktiven Nachweisfläche von ca. $4{\cdot}10^4 m^2$.

1.2.3 Lichtabschwächung in der Atmosphäre

Das Emissionsspektrum von Tscherenkovlicht ist proportional zu λ^{-2} (Gln. 1.8). Auf dem Weg durch die Atmosphäre unterliegen die Tscherenkovphotonen jedoch wellenlängenabhängigen Streu– und Absorptionsvorgängen, so daß sich das beobachtbare Spektrum vom Emissionsspektrum unterscheidet. Die wichtigsten Prozesse sind dabei die Rayleigh–Streuung, die Mie–Streuung sowie die Ozon–Absorption.
Unter Rayleigh–Streuung versteht man die Streuung von Licht an polarisierbaren Teilchen, deren Ausdehnung klein ist gegen die Wellenlänge des Lichtes. Diese sind vor allem Moleküle der Luft. Der totale Wirkungsquerschnitt für Rayleigh–Streuung ist proportional zu λ^{-4} [JAC82], so daß kurzwelliges Licht stärker gestreut wird als langwelliges.

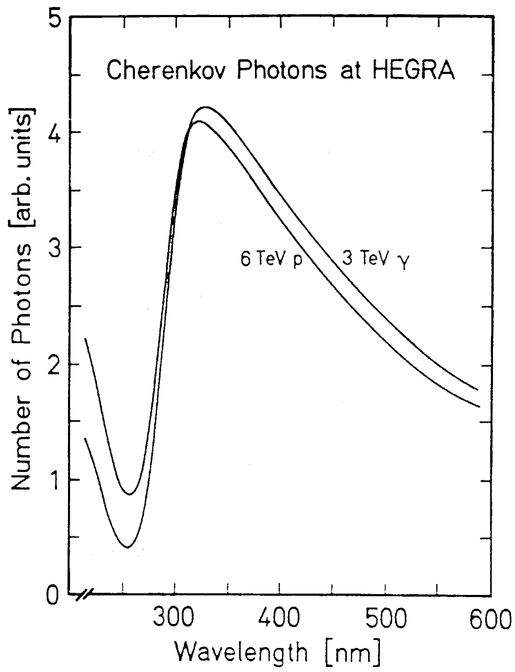

Abbildung 1.7: *Simuliertes Spektrum von Tscherenkovlicht aus Luftschauern für ein Beobachtungsniveau in 2200 m Höhe [MIR94].*

Ist die Ausdehnung der streuenden Teilchen vergleichbar oder größer als die Wellenlänge des Lichtes, so spricht man von Mie–Streuung. Typische Streuzentren sind Aerosole, also kleine feste oder flüssige Bestandteile der Atmosphäre, deren Durchmesser von einigen nm bis zu 10 μm reichen können. Für den Wirkungsquerschnitt der Mie–Streuung läßt sich keine analytische Beschreibung angeben. Er wird jedoch näherungsweise proportional zu λ^{-1} bis $\lambda^{-1.5}$ angegeben [ROE92]. Auch durch die Mie–Streuung wird kurzwelliges Licht stärker gestreut als langwelliges. Da die Aerosolkonzentration mit zunehmender Höhe stark abnimmt, findet die Lichtabschwächung durch Mie–Streuung vor allem bei niedrigen Höhen statt.
Schließlich wird Licht in der Atmosphäre durch Anregung bzw. Spaltung von Molekülen absorbiert. Der wichtigste Prozeß ist dabei die Absorption von Tscherenkovlicht im ultravioletten Spektralbereich durch photolytische Spaltung von Ozon:

$$O_3 + h\nu \longrightarrow O_2 + O$$

Im Wellenlängenbereich von 200-320 nm wird durch diesen Prozeß der größte Teil des Lichtes absorbiert.
Die unterschiedlichen Streu- und Absorptionsprozesse führen dazu, daß der spektrale Verlauf des nachweisbaren Tscherenkovlichts aus Luftschauern deutlich flacher abfällt als λ^{-2} und daß das Spektrum bei einer Wellenlänge von 300 nm praktisch abbricht

(Abb. 1.7).

1.3 Abbildende Tscherenkov Teleskope

Die große laterale Ausdehnung der Lichtverteilung von Luftschauern macht einen effektiven Nachweis möglich. In ersten Experimenten zur Suche nach Quellen der kosmischen Strahlung bestanden Tscherenkov Teleskope im Wesentlichen aus einem Spiegel, in dessen Fokalebene ein Photomultiplier zum Nachweis des Tscherenkovlichtes angebracht war [CHU65]. Die Größe des Photomultipliers überdeckte einen Winkelbereich von 1^o, entsprechend etwa der Winkelausdehnung des Tscherenkovlichtes in Luftschauern. Gesucht wurde nach einem Überschuß in der Zählrate aus der Richtung einer angenommenen Quelle. Wegen der hohen Rate an hadronischen Untergrundereignissen konnten keine statistisch signifikanten Überschüsse nachgewiesen werden.
In der zweiten Generation von Tscherenkov Teleskopen "fotografiert" man nun den Lichtblitz aus Luftschauern. Anhand der Form des Bildes kann man zwischen Hadron– und γ–Schauern unterscheiden und somit die Untergrundraten reduzieren. Mit dieser Technik konnte erstmals eine Quelle hochenergetischer γ–Strahlung, nämlich der Krebsnebel, nachgewiesen werden [WEE89]. In diesem Abschnitt soll nun zunächst die Bildentstehung in Abbildenden Tscherenkov–Teleskopen erläutert werden, bevor der Aufbau des HEGRA Tscherenkov Teleskopsystems beschrieben wird.

1.3.1 Bildentstehung

Abbildende Tscherenkov Teleskope bestehen aus einem fokussierenden, meist segmentierten Spiegel, in dessen Brennebene sich eine ortsauflösende Kamera befindet. Die Spiegelanordnung ist dabei so gewählt, daß alle Photonen, die unter der gleichen Richtung einfallen, auf einen Punkt abgebildet werden, unabhängig von der Position, auf der sie den Spiegel treffen. Das Teleskop ist also winkelabbildend.
Die prinzipielle Entstehung des Bildes von Luftschauern in der Kamera sei anhand von Abbildung 1.8 erklärt. Dazu wird angenommen, daß sich ein Schauer parallel zur optischen Achse in einem Abstand d entwickelt (Abb.1.8 a). Das Hauptemissionsgebiet des Schauers liege in einem Höhenbereich zwischen H und $H + L$. Photonen, die von den Enden des Emissionsgebietes ausgehen müssen dann die Richtungswinkel θ_1, bzw. θ_2 haben, um das Teleskop zu treffen und abgebildet zu werden. Das heißt, vom Teleskop aus gesehen liegt das Hauptemissionsgebiet bei vertikalen Winkeln zwischen θ_1 und θ_2. Typische Winkel liegen für H=6 km, L=3 km und W=50 m in der Größenordnung von

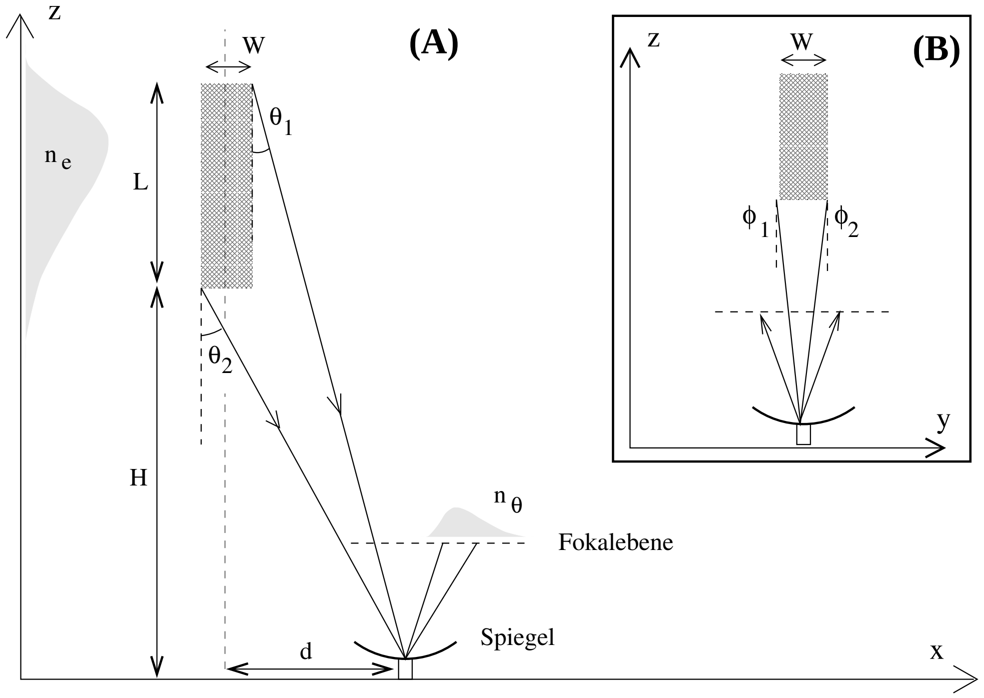

Abbildung 1.8: *Schematische Darstellung zur Bildentstehung in Abbildenden Tscherenkov–Teleskopen. Die dunkelgrau eingezeichneten Flächen stellen das Hauptemissionsgebiet für Tscherenkovlicht in einem Luftschauer dar. Die hellgrauen Flächen deuten das longitudinale Schauerprofil an (n_e), sowie dessen Abbild in der Fokalebene (n_θ).*

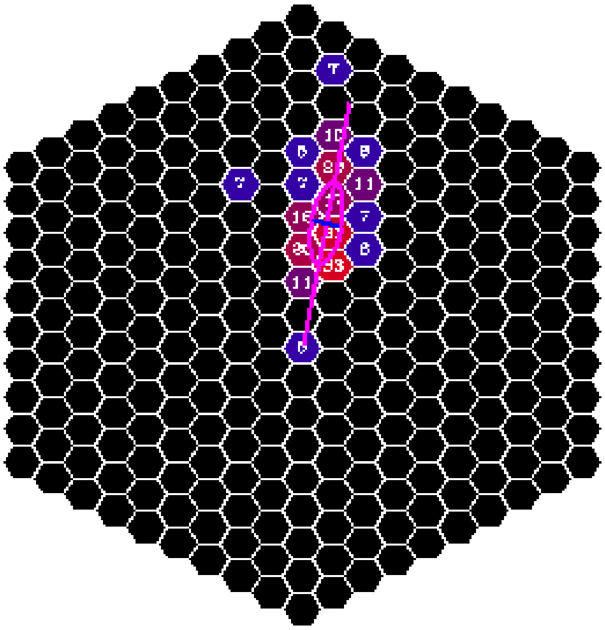

Abbildung 1.9: *Lichtverteilung eines Luftschauers, wie sie mit der hochauflösenden Kamera gemessen wurde. Die Sechsecke stellen die einzelnen Meßelemente dar. Die Zahlen sind proportional zur Lichtmenge.*

0.7^o bis 1.3^o. Innerhalb dieses kleinen Winkelbereiches kann die Lichtemission eines Luftschauers wegen der Streuwinkel der Schauerteilchen als isotrop angesehen werden. Die Wahrscheinlichkeit innerhalb eines Winkelbereiches $[\theta, \theta + \Delta\theta]$ Photonen zu finden, die vom Teleskop abgebildet werden, ist damit direkt proportional zur Anzahl der Elektronen im entsprechenden Bereich der Luftschauer. Die Dichteverteilung der Photonen auf der Kamera in dieser Projektion ist damit ein direktes Maß für die longitudinale Entwicklung eines Schauers.
In analoger Weise entsteht die laterale Ausdehnung des Kamerabildes (Abb.1.8 b). Wegen der räumlichen Ausdehnung der Schauer wird man auch in der yz–Projektion immer Schauerteilchen finden, die Tscherenkovlicht in Richtung des Teleskopes emittieren. Die Breite der Intensitätsverteilung in der Kamera ist in dieser Projektion durch die laterale Ausdehnung der Schauers bestimmt.
Insgesamt ergibt sich damit eine zweidimensionale Lichtverteilung in der Kamera, welche die longitudinale und transversale Entwicklung eines Luftschauers widerspiegelt.
Abbildung 1.9 zeigt die Lichtverteilung eines Luftschauers, wie sie mit der neuen Kamera gemessen wurde. Während sich γ–Schauer durch eine kompakte Lichtverteilung

auszeichnen, verteilt sich die Lichtintensität von Protonschauern über einen großen Winkelbereich. Mit Hilfe einer geeigneten Parametrisierung ist es deshalb möglich, Hadron–Schauer in der Bildanalyse teilweise zu unterdrücken und eventuell vorhandene γ–Schauer anzureichern (s. Kap. 4.3).

1.3.2 Das HEGRA–Teleskopsystem

Durch den Einsatz der Abbildenden Tscherenkov Technik ist es also möglich, Hadron–Schauer aufgrund der Form der Lichtverteilung zu unterdrücken und so die Empfindlichkeit im Vergleich zu nichtabbildenden Teleskopen zu steigern. Bei der Suche nach punktförmigen γ–Quellen kann zusätzlich über die Orientierung der Lichtverteilung eine Unterdrückung des isotrop einfallenden Untergrundes erreicht werden (s. Kap. 4.3). Eine weitere Verbesserung der Atmosphärischen Tscherenkov Technik besteht nun darin, mehrere Abbildende Teleskope, die in einem geeigneten Abstand (50-100 m) zueinander installiert werden, zu einem System zu vereinen, und Luftschauer stereoskopisch zu vermessen. Anhand der stereoskopischen Bilder wird es dann möglich sein, Luftschauer dreidimensional zu rekonstruieren, so daß die Richtung, der Auftreffpunkt und die Energie einzelner γ–Schauer mit hoher Genauigkeit bestimmt werden können. Die gute Winkelauflösung erlaubt eine Erhöhung der Sensitivität bei der Suche nach punktförmigen Quellen. Außerdem wird es durch die hohe Energieauflösung möglich sein, einzelne Quellen spektroskopisch zu vermessen. Durch die gleichzeitige Abbildung mit mehreren Teleskopen kann die Form der Lichtverteilung aus Luftschauern ebenfalls genauer gemessen werden, weshalb man eine bessere Hadronunterdrückung und damit eine höhere Empfindlichkeit eines Teleskosystems auch für ausgedehnte Quellen erwartet. Ein weiterer Vorteil eines Teleskopsystems besteht in einer hohen Unterdrückung von Untergrundereignissen. Wird für den Trigger eines Teleskopsystemes eine Koinzidenz aus mehreren Teleskopen gefordert, so werden bereits auf der Triggerebene Hadronschauer aufgrund ihrer diffusen Lichtverteilung effektiv unterdrückt [AHA93b]. Außerdem werden durch die Koinzidenzforderung die durch das Nachthimmelslicht erzeugten Zufallstrigger unterdrückt, so daß eine Absenkung der Energieschwelle des Systems im Vergleich zu einzelnen Teleskopen möglich wird.
Ein solches System von Abbildenden Tscherenkov Teleskopen wird zur Zeit von Teilen der HEGRA–Kollaboration auf der kanarischen Insel La Palma auf dem Berg *Roque de los Muchachos* in einer Höhe von 2200 m über dem Meeresspiegel aufgebaut. Dieses System wird aus 5 identischen Teleskopen bestehen, die auf den Ecken und im Zentrum eines Quadrates mit einer Kantenlänge von 105 m angeordnet sind.
Die einzelnen Teleskope des Systems sind azimutal montiert (Abb. 1.10). Ihr 8.5 m^2

Abbildung 1.10: *Abbildung des zentralen Teleskopes (CT3) des Systems.*

großer Reflektor hat eine Brennweite von 4920 mm und besteht aus 30 sphärisch geschliffenen Einzelspiegeln. Die Vorderseite der Spiegel ist mit einer 0.6 μm dicken Aluminiumschicht bedampft, welche wiederum durch eine 1 μm dicke Quarzschicht vor Witterungseinflüssen geschützt ist. Die Reflektivität der Spiegel beträgt im Wellenlängenbereich von 300 bis 600 nm zwischen 85 und 89 % [MIR94]. Die Spiegel sind dem *Davis–Cotton Prinzip* [DAV57] folgend auf einer sphärischen Trägerkonstruktion montiert, deren Krümmungsradius gleich der Brennweite des Spiegels ist. Durch diese Art der Montierung ist auch für achsenferne Strahlengänge eine gute Abbildungsqualität gewährleistet [LEW90]. Jedes dieser Teleskope soll mit der gleichen hochauflösenden Kamera ausgerüstet werden, wie sie im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Die Kameras werden aus 271 lichtempfindlichen Elementen mit einer Größe von 0.25° bestehen, die aus Photomultipliern aufgebaut sind. Das gesamte Gesichtsfeld einer Kamera hat damit einen Öffnungswinkel von 4.6°, wodurch eine Beobachtung von ausgedehnten Quellen bis zu einem Durchmesser von ca. 1° möglich wird. Die Teleskope werden mit einer Zentralstation verbunden sein, in der die Triggerentscheidung für das System getroffen wird. Die Kameras werden nur dann ausgelesen, wenn mindestens zwei Teleskope koinzident getriggert haben.
Seit Anfang 1994 ist ein erster Prototyp (CT2) der System–Teleskope in Betrieb. Dieser ist jedoch noch nicht mit einer hochauflösenden Kamera ausgerüstet und besitzt ein vollständig anderes Auslese– und Datennahmesystem. Das zentrale Teleskop des Systems (CT3) wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der neuentwickelten, hochauflösenden Kamera ausgerüstet. Seit Oktober 1995 nimmt dieses Teleskop am Meßbetrieb teil. Zur Zeit (Mai 1996) werden zwei weitere Teleskope mit baugleichen Kameras bestückt. Die Fertigstellung des Systems ist dann für Winter 1996/97 vorgesehen.

1.4 Das Nachthimmelslicht

Wegen des relativ geringen Flusses an Tscherenkov Photonen in einem Luftschauer, hebt sich dieser nur schwach von dem Lichthintergrund des Nachthimmels ab. So beträgt beispielsweise die Dichte der Photonen eines 1 TeV–γ–Schauers nur etwa 150 m^{-2} bei einem Abstand von 100 von der Schauerachse (s. Abb.1.6). Ein Nachweis von Luftschauern mit Tscherenkov Teleskopen ist deshalb nur bei minimalem Streulicht, d.h. in klaren, mondlosen Nächten möglich.
Die Resthelligkeit des Nachthimmels stellt in zweierlei Hinsicht einen unerwünschten Untergrund dar. Zum einen ist das Licht des Nachthimmels immer dem Licht aus Luftschauern überlagert und stellt somit ein Rauschen in den Bildern dar. Zum anderen können durch das Nachthimmelslicht zufällige Koinzidenzen erzeugt werden, was zu ei-

ner erhöhten Rate an Untergrundereignissen führt, die letztendlich die Empfindlichkeit eines Teleskopes beschränken können. Diese beiden Punkte sind bei der Entwicklung einer Kamera besonders zu berücksichtigen.
Das Nachthimmelslichtes besteht aus einer diffusen Komponente sowie aus direktem Sternenlicht. Die wichtigsten Beiträge zur diffusen Komponente sind [ROA73]:

1) Fluoreszenzlicht, welches in der Atmosphäre entsteht.

2) Diffus gestreutes Sternenlicht.

3) Zodiakallicht, also an interplanetarem Staub gestreutes Sonnenlicht.

Hinzu kommt der anthropogene Lichtuntergrund, wie z.B. in der Atmosphäre gestreutes Licht von Siedlungen. Dieser Anteil ist auf dem Beobachtungsstandort in La Palma jedoch vernachlässigbar.
Messungen des Nachthimmelslichtes auf La Palma [LOR94] ergeben einen über den Wellenlängenbereich von 300-600 nm gemittelten Photonenfluß Φ_{NSB}:

$$\Phi_{NSB} \quad = \quad (1.75 \pm 0.40) \cdot 10^{12} \quad \frac{Photonen}{m^2 ssr} \tag{1.11}$$

Das Spektrum des Nachthimmelslichtes zeigt im Wellenlängenbereich von 350 bis 550 nm einen glatten Verlauf mit einem leichten Anstieg [MIR94] zu großen Wellenlängen. Während die Kamera durch die diffuse Komponente des Nachthimmelslichtes homogen ausgeleuchtet wird, wird das Licht von Sternen auf einen kleinen Bereich der Kamera abgebildet und führt so zu einem lokal erhöhten Lichthintergrund. Der Absolutbetrag des Lichtflußes hängt von der scheinbaren Helligkeit, sowie vom Spektraltyp des Sternes ab. So erzeugt beispielsweise ein Stern mit der scheinbaren Helligkeit m=5^m im Wellenlängenbereich $\lambda = 500 - 600$ nm einen Photonenstrom von 10^8 Photonen/m^2/sec.

Kapitel 2

Aufbau der Kamera und der Elektronik

Die Anforderungen, welche bei der Entwicklung der Kamera zu berücksichtigen sind, ergeben sich direkt aus der physikalischen Zielsetzung. Sie lassen sich in drei wesentliche Punkte zusammenfassen:

1) Die Kamera soll einen effektiven Nachweis von γ–Strahlung gewährleisten, bei einer maximalen Unterdrückung von Untergrundereignissen.

2) Die Kamera soll eine möglichst geringe Energieschwelle des Einzelteleskopes und damit auch des Teleskopsystems ermöglichen.

3) Schließlich ist zu berücksichtigen, daß die Teleskope als Teil eines Systemes arbeiten werden.

Die Anforderungen 1) und 2) sind gleichbedeutend damit, daß mit der Kamera sehr kleine Lichtmengen aus Luftschauern nachzuweisen sind, die sich nur schwach vom Lichthintergrund des Nachthimmels abheben. Der limitierende Faktor bei diesem Vorhaben ist durch die Stärke der Hintergrundbeleuchtung gegeben. Diese beschränkt aufgrund von zufälligen Koinzidenzen die untere Energieschwelle eines Teleskopes und stellt ein ständiges Rauschen in den Bildern von Luftschauern dar, wodurch das Auflösungsvermögen verschlechtert wird.
Eine einfache Abschätzung des Signal zu Rausch–Verhältnisses zeigt, welche prinzipiellen Eigenschaften ein Detektor unter anderem haben muß, um diesen Anforderungen zu genügen. Dazu sei angenommen, daß die Kamera Licht über einen Zeitraum T (die

"Belichtungszeit") integriert. Das Minimum von T ist durch die Dauer des Tscherenkov Lichtblitzes von etwa 5 nsec gegeben. Die Quanteneffizienz des Gesamtdetektors, also die Wahrscheinlichkeit, mit der Photonen ein meßbares Signal erzeugen können, sei mit η_{qe} bezeichnet. Dann gilt für die mittlere Anzahl an Photoelektronen N_{nsb}, die durch den Fluß Φ_{nsb} an Photonen des Hintergrundlichtes innerhalb der Zeit T erzeugt werden:

$$N_{nsb} \propto \Phi_{nsb} T \eta_{qe} \tag{2.1}$$

Für die Anzahl der Photoelektronen N_s, die durch einen Schauer mit der Lichtdichte ρ freigesetzt werden, gilt entsprechend:

$$N_s \propto \rho \eta_{qe} \tag{2.2}$$

Da die Photonen des Nachthimmelslichtes ein unkorreliertes Signal darstellen, gilt folglich für das Signal zu Rausch–Verhältnis:

$$\frac{N_s}{\sqrt{N_{nsb}}} \propto \rho \left(\frac{\eta_{qe}}{T \Phi_{nsb}} \right)^{1/2} \tag{2.3}$$

Zur Optimierung des Signal zu Rausch–Verhältnisses muß die Kamera also eine möglichst kleine Integrationszeit T haben und eine möglichst hohe Quanteneffizienz η_{qe}.
Weiterhin impliziert die Anforderung eines effektiven Nachweises von γ–Strahlung und einer maximalen Unterdrückung von Untergrundereignissen, daß die Kamera eine hohe Granularität und ein hinreichend großes Gesichtsfeld haben muß. Dadurch wird eine getreue Rekonstruktion der Verteilung des Tscherenkovlichtes gewährleistet. Die Größe der einzelnen Bildelemente sollte deshalb deutlich kleiner sein, als die typische Ausdehnung der Lichtverteilung eines Schauers von 0.3^o–0.7^o in der Kamera.
Schließlich muß bei der Entwicklung der Elektronik berücksichtigt werden, daß die Kameras in einem System aus Teleskopen messen sollen. Die Auslese einer Kamera wird bei einem Einzelteleskop üblicherweise dann gestartet, wenn das Lichtsignal eine gewisse Schwelle überschreitet ("Trigger"). In einem System aus Teleskopen wird die Auslese jedoch nur gestartet werden, wenn mindestens zwei Kameras koinzident getriggert haben. In einem solchen Fall sollen dann aber alle Teleskope ausgelesen werden, auch diejenigen, die selbst nicht getriggert haben. Aufgrund der Kabellaufzeiten zwischen den Teleskopen ist es deshalb notwendig, die Signale der einzelnen Kameras zwischenzuspeichern. Aus diesem Grund wird für die Signaldigitalisierung ein Flash ADC–System verwendet. Wie Simulationsrechnungen gezeigt haben, kann durch die zusätzliche Information der Teleskope, die nicht selbst getriggert haben, die Energie– und Winkelauflösung des Teleskopsystems erhöht werden [MAU95].

Im folgenden wird nun die Kamera und die zugehörige Ausleseelektronik beschrieben.

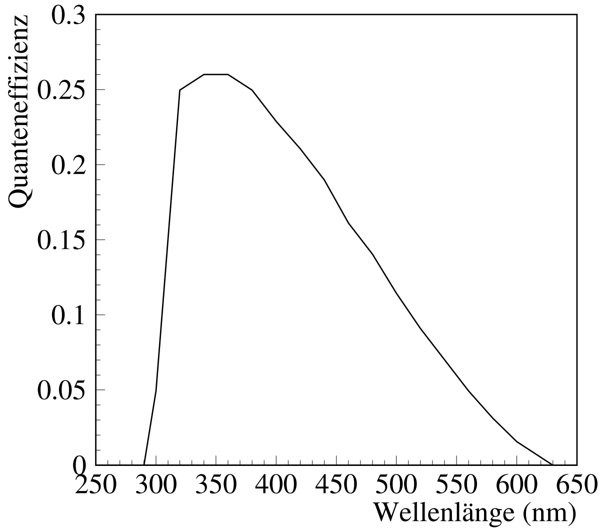

Abbildung 2.1: *Quanteneffizienz der Photomultiplier als Funktion der Wellenlänge.*

2.1 Die Photomultiplier

Die Lichtsensoren in einer ACT–Kamera müssen in der Lage sein, sehr schnelle Lichtsignale effektiv in meßbare elektrische Signale zu wandeln. Um eine gute Auflösung bei der Messung zu gewährleisten, müssen die Lichtsensoren die Signale bereits um einen hohen Faktor (10^4 bis 10^6) verstärken. Außerdem soll der Trigger aus den Signalen der Sensoren abgeleitet werden. Daher können keine Sensoren verwendet werden, die extern aktiviert werden müssen. Die einzigen kommerziell erhältlichen Lichtsensoren, die diesen Bedingungen genügen sind Photomultiplier (PMT).
Für den Aufbau der Kamera werden daher Photomultiplier vom Typ *9083KAFL* der Firma Thorn EMI verwendet. Diese PMTs haben einen Durchmesser von 19 mm. Ihr Eintrittsfenster ist gewölbt und besteht aus Bor-Silikat Glas. Die Bialkali–Photokathoden der Photomultiplier haben einen nominellen Durchmesser von 15 mm und sind in dem Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm empfindlich (s. Abb. 2.1). Ihre mittlere Quanteneffizienz beträgt in diesem Bereich 14 % . Die Elektronenverstärkung im Photomultiplier geschieht über 10 linear fokussierende BeCu–Dynoden. Diese Dynodenstruktur gewährleistet eine hohe Verstärkung, bei guter Linearität und einer schnellen Impulsantwort. Die typische Pulsanstiegszeit der PMTs beträgt daher nur ca. 2 nsec. Die Durchlaufszeit liegt bei 20 nsec mit einem Jitter von 2.5 nsec (FWHM).
Die Qualität der Kamera hängt entscheidend von den Eigenschaften der Photomultiplier ab. Diese sind durch die Art der Konstruktion und der Produktion bedingt,

können jedoch zum Teil auch durch die Beschaltung der Photomultiplier beeinflußt werden. Im Einzelfall hängt die gewählte Beschaltung von den Anforderungen ab, die die Photomultiplier in der entsprechenden Anwendung erfüllen müssen[1]. Für den Einsatz in der Kamera eines Tscherenkov Teleskopes müssen die PMTs folgenden, sich teilweise widersprechenden Anforderungen genügen:

1) Um ein gutes Signal zu Rausch–Verhältnis zu erzielen, soll die Sammlungseffizienz für Photoelektronen möglichst hoch sein.

2) Die Amplitudenauflösung soll etwa ein Photoelektron betragen, um auch kleine Lichtsignale auflösen zu können.

3) Die Rate und Amplitude von Nachpulsen einzelner Photoelektronen muß gering gehalten werden.

4) Die Verstärkung soll auch bei sich ändernder Hintergrundbeleuchtung stabil sein.

5) Die PMTs sollen Signale von bis zu 500 Photoelektronen möglichst linear übertragen, um einen hohen dynamischen Bereich der Kamera zu gewährleisten.

6) Die Verstärkung der PMTs soll ca. $2{\cdot}10^5$ betragen. Dadurch wird ein zu hoher Anodenstrom, verursacht durch das Hintergrundlicht vermieden, bei dennoch ausreichender Verstärkung.

7) Das Anodensignal soll DC–gekoppelt ausgelesen werden, damit eine Messung des Anodenstromes möglich ist.

8) Die Leistungsaufnahme des Spannungsteilers soll kleiner als 300 mW sein, um eine zu hohe Wärmeentwicklung in der Kamera zu vermeiden.

Abbildung 2.2 zeigt die Beschaltung der Photomultiplier, wie sie unter Berücksichtigung dieser Anforderungen für die Kamera entwickelt wurde. Sie ist das Ergebnis einer Serie von Testmessungen, Literaturstudien und Simulationsrechnungen.

Die Photomultiplier werden in der Kamera mit negativer Hochspannung betrieben. Diese wird über einen Tiefpaß eingespeist, um eventuelle hochfrequente Störungen herauszufiltern. Das Signal der PMTs wird nicht an der Anode abgegriffen, sondern bereits an der 9. Dynode. Dadurch wird gewährleistet, daß bei der angestrebten Verstärkung der Photomultiplier eine Mindestspannung von ca. 150 V zwischen der Kathode und der ersten Dynode anliegt. Diese Mindestspannung ist notwendig, um eine gute Sammlungseffizienz für die an der Kathode erzeugten Photoelektronen zu erreichen [EMI94].

[1] Eine umfangreiche Übersicht zur Beschaltung von Photomultipliern ist in [PHI94] zu finden.

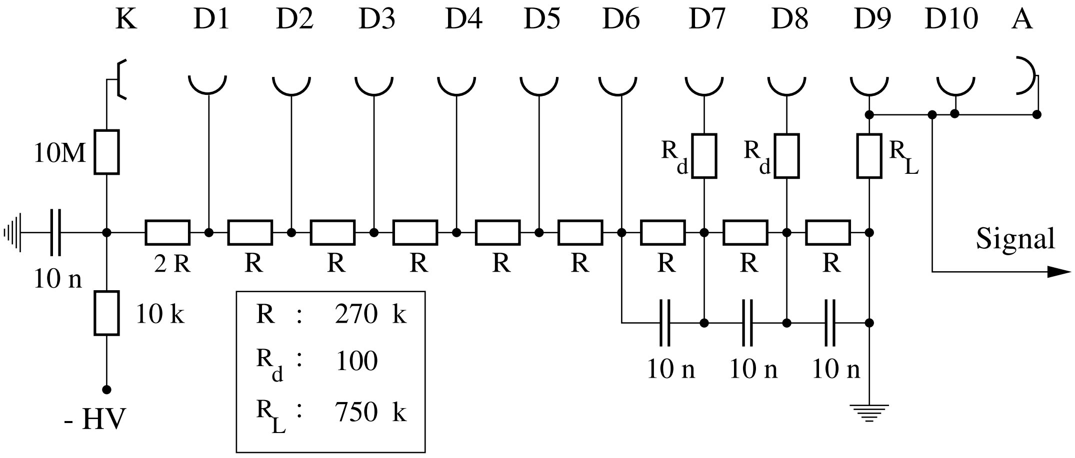

Abbildung 2.2: *Schaltplan der Spannungsteilerkette.*

Aus dem gleichen Grund wurde eine Widerstandskombination R_1:R_2:R_3=2R:R:R im vorderen Bereich des Spannungsteilers gewählt (s. Anhang A.1). Durch diese Widerstandskombination wird das elektrische Feld im Bereich zwischen der Kathode und der ersten Dynode derart geformt, daß sich eine homogene Empfindlichkeitsverteilung der Photomultiplier über den Bereich der Photokathode ergibt.
Bei der Beschaltung der PMTs ist zu berücksichtigen, daß die Rate und die Amplitude von Nachpulsen mit der Feldstärke im vorderen Bereich der Photomultiplier stark ansteigt [HER95]. Deshalb sollte das elektrische Feld zwischen der Photokathode und der ersten Dynode nur so hoch gewählt werden, wie es für eine gute Sammlungseffizienz notwendig ist.
Da sich die Hintergrundbeleuchtung der Photomultiplier beim Betrieb in der Kamera beispielsweise durch das Streulicht von Sternen während einer Meßreihe ändern kann, muß gewährleistet sein, daß die Verstärkung unabhängig vom Anodenstrom ist. Dies wird zum einen dadurch erreicht, daß alle Widerstände zwischen den Dynoden gleich groß sind, zum anderen werden die Spannungsteiler mit einem relativ hohen Querstrom von ca. 300 μA betrieben. Mit diesem Querstrom beträgt die Leistungsaufnahme eines einzelnen Spannungsteilers ca. 240 mW, woraus sich eine gesamte thermische Leistung aller Spannungsteiler in der Kamera von 65 W ergibt.
Die Widerstände R_d zwischen der Widerstandskette und der 7. bzw. 8. Dynode dienen als Dämpfungsglied in dem aus den Induktivitäten der Zuleitungen und den Kapazitäten der Dynoden und Kondensatoren bestehenden Schwingkreis. Durch diese beiden Widerstände wird ein Nachschwingen der schnellen Photomultiplierpulse verhindert.

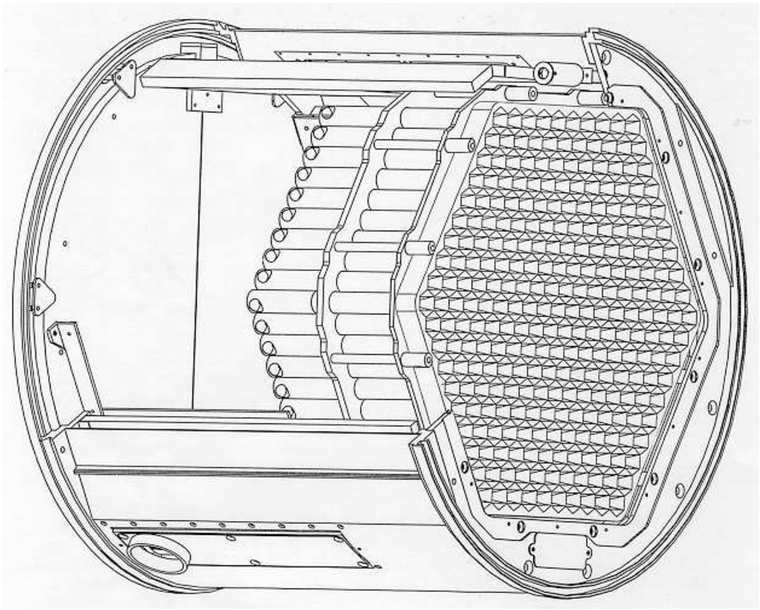

Abbildung 2.3: *Schematischer Aufbau der Kamera. Zu erkennen ist die Matrix aus μ-Metall, auf deren Vorderseite Lichttrichter angebracht sind.*

2.2 Die Kamera

2.2.1 Die Kameramechanik

Die Kamera ist aus 271 Pixeln aufgebaut, die in einer hexagonalen Matrix angeordnet sind (Abb. 2.3). Die Matrix selbst besteht aus μ-Metall Zylindern mit einem Durchmesser von 19 mm und einer Wandstärke von 200 μm. Neben ihrer Funktion der Halterung der Pixel dient die Matrix der magnetischen und elektrischen Abschirmung der Photomultiplier. Um Störungen durch starke elektrische Felder im Bereich der Photokathoden zu vermeiden, wird an das μ-Metall das mittlere Kathodenpotential der Photomultiplier angelegt. Der Abstand der Achsen der μ-Metall Zylinder beträgt 21 mm, wodurch eine hohe Packungsdichte der Pixel erreicht wird. Bei einer Brennweite des Teleskopes von 4920 mm beträgt der Pixelabstand somit 0.245^o. Daraus ergibt sich ein gesamtes Gesichtsfeld der Kamera von 4.6^o.
Zur Optimierung der Lichtsammlung ist auf der Vorderseite der Kamera eine Platte mit offenen, reflektierenden Lichttrichtern angebracht, welche mit einer 1 *mm* dicken UV-transparenten Plexiglasscheibe vor Verschmutzung geschützt ist.
Auf der Rückseite der Matrix befinden sich vier Steckerplatinen, von welchen jeweils ein Kabelbaum mit je 160 Leitungen zur Ausleseelektronik führt.
Die gesamte Anordnung der Kamera ist in einem licht– und wasserdichten Aluminiumbehälter untergebracht, dessen vorderer Deckel für den Meßbetrieb mittels eines

Pneumatikzylinders zu öffnen ist. Auf der Rückseite des Behälters sind zwei Ventilatoren zur Kühlung der Kamera eingebaut.

2.2.2 Die Pixel

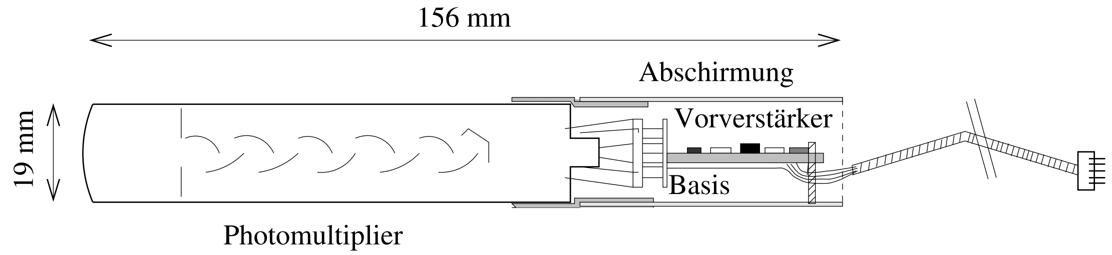

Abbildung 2.4: *Ein Pixel*

Ein Pixel (Abb. 2.4) besteht aus einem PMT mit dem dazugehörigen Spannungsteiler (Basis) und einem Vorverstärker. Letztere sind von einem Aluminium Zylinder umgeben, welcher sowohl als mechanischer Schutz, als auch als elektrische Abschirmung dient.
Die Basis ist in SMD–Technik auf zwei runden Platinen mit einem Durchmesser von 18 mm aufgebaut und direkt an die Anschlußdrähtchen des PMTs angelötet. Das Photomultipliersignal wird direkt an der Basis mit einem Vorverstärker abgegriffen, welcher ebenfalls in SMD–Technik auf einer 18×40 mm großen Platine aufgebaut ist. Im

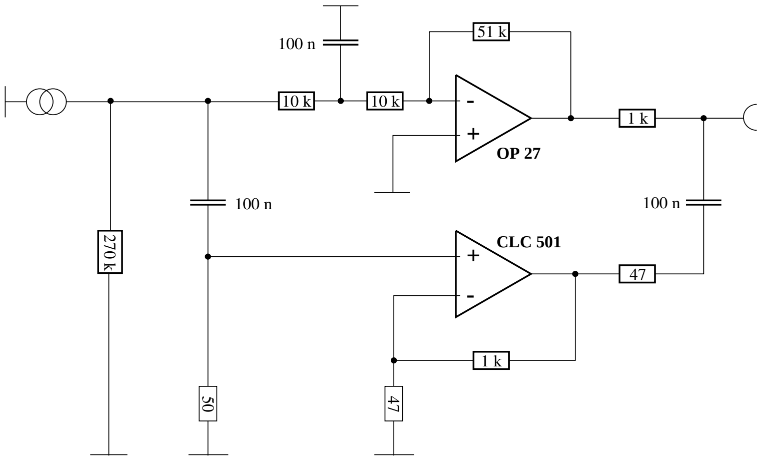

Abbildung 2.5: *Beschaltung des Vorverstärkers*

Vorverstärker (Abb. 2.5) wird das PMT-Signal zunächst in einen AC- und einen DC-gekoppelten Zweig aufgespalten. Im AC-gekoppelten Zweig wird das Signal mit einem schnellen Operationsverstärker (CLC 501) um einen Faktor 16 verstärkt. Die Bandbreite des Vorverstärkers (200 MHz) ist dabei den typischen Pulslängen der PMT-Pulse

angepaßt. Im DC-gekoppelten Zweig wird mit einem als Strom–Spannungs-Wandler beschalteten Operationsverstärker (OP 27) eine dem Anodenstrom des PMTs proportionale Spannung erzeugt. Schließlich werden am Ausgang des Vorverstärkers die Signale der beiden Zweige überlagert, und über eine gemeinsame Signalleitung zur Ausleseelektronik übertragen.
Von jedem Pixel führt ein Kabelstrang über einen Multi-Pin-Stecker zu einer der vier Steckerplatinen. Von dort aus werden sowohl die Pixel mit den Hochspannungen für die PMTs, bzw. den Niederspannungen für die Vorverstärker versorgt, als auch die Signale der Pixel abgegriffen und zur Ausleseelektronik übertragen.

2.2.3 Optimierung der Lichtsammlung

Die sensitive Fläche der PMTs hat einen mittleren Durchmesser von nur ca. 15 mm. Der Abstand der PMTs in der Kamera beträgt jedoch 21 mm. Dies hat zur Folge, daß die gesamte sensitive Fläche der Kamera nur 47 % der Eintrittsfläche beträgt. Um

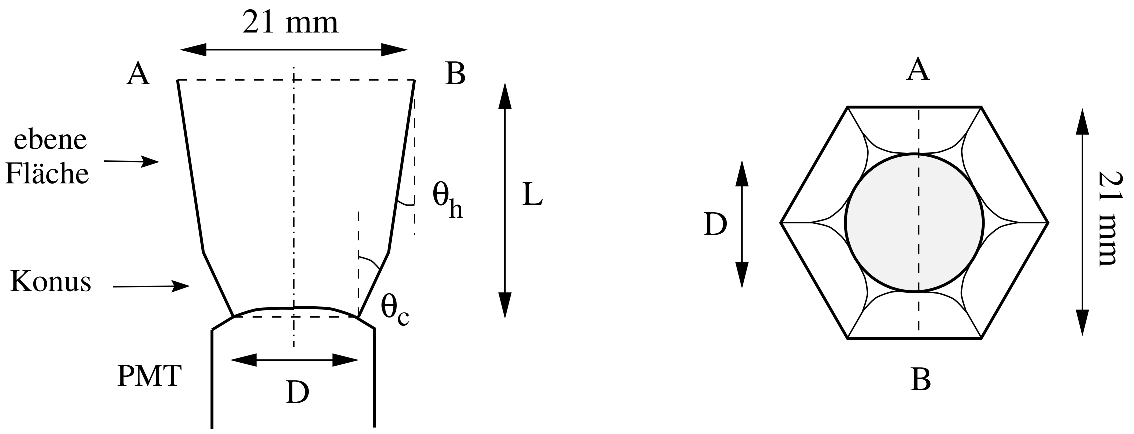

Abbildung 2.6: *Lichttrichter im Querschnitt (links) und in der Aufsicht (rechts).*

die Lichtsammlungseffizienz an der Eintrittsfläche der Kamera zu erhöhen, wurde eine nichtabbildende Optik aus offenen Lichttrichtern vor den Photomultipliern angebracht. Ein Lichttrichter (*Funnel*) besteht aus einer Hohlform, deren Wände mit reflektierender Folie aus aluminisiertem Mylar ausgekleidet sind. Die Lichttrichter führen das Licht von ihrer hexagonalen Eintrittsfläche mit einer Schlüsselweite von 21 mm auf eine runde Austrittsfläche mit einem Durchmesser von 15 mm. Die Abmessungen der Lichttrichter sowie die Form des Übergangs von der hexagonalen Eintritts- zur runden Austrittsfläche wurden mit Hilfe eines Simulationsprogrammes gefunden, welches die Effizienz unterschiedlicher Geometrien berechnet. In diesem Simulationsprogramm werden Lichtquanten auf ihrem Weg durch den Lichttrichter verfolgt, bis sie entweder

aus dem Lichttrichter wieder herausreflektiert werden, oder an den Wänden absorbiert werden, oder bis sie schließlich die Photokathode erreichen. Das Programm schließt die Reflektivität der Mylarfolie, die Fresnel–Reflektion am PMT–Eintrittsfenster, sowie die gemessene Form der empfindlichen Fläche der PMTs ein. Die simulierten Lichtquanten fallen dabei mit einer isotropen Richtungsverteilung gleichverteilt über die Eintrittsfläche der Lichttrichter ein.
Für die Optimierung der Lichtsammlung sind mehrere geometrische Parameter der Funnels festzulegen. Abbildung 2.6 zeigt eine schematische Aufsicht sowie einen Querschnitt durch einen Lichttrichter. Die Form eines Lichttrichters setzt sich zusammen aus der Überlagerung von 6 geneigten Ebenen mit dem Neigungswinkel Θ_h, sowie einem Kegelstumpf mit dem Öffnungswinkel Θ_c. In dem Simulationsprogramm werden die Parameter D, L, Θ_h und Θ_c variiert und jeweils die Sammlungseffizienz (Transparenz) der Lichttrichter berechnet. Die Lichtquanten werden dabei gleichverteilt aus der Richtung der Teleskopspiegel angenommen (Eintrittswinkel $<22^o$). Es zeigt sich, daß

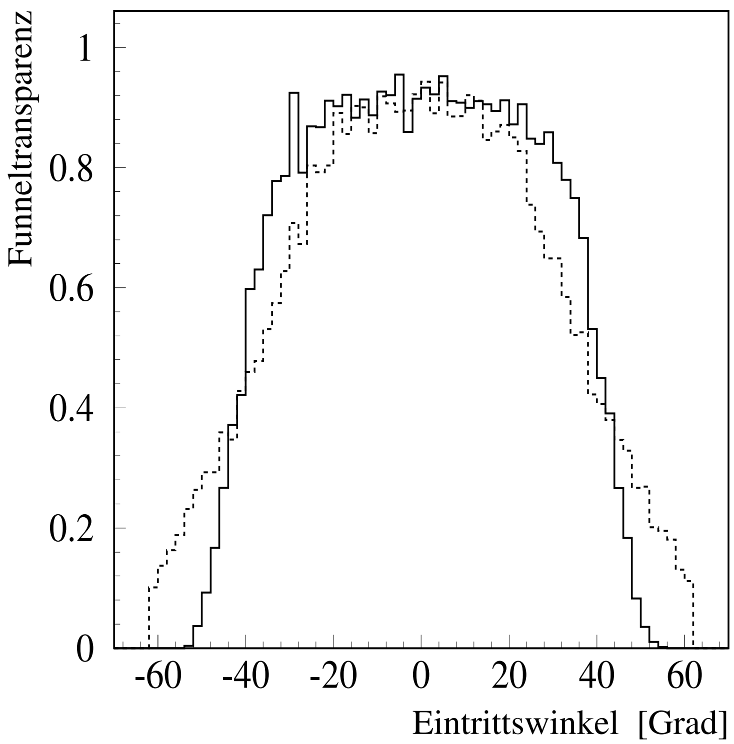

Abbildung 2.7: *Simulierte Transparenz der verwendeten Lichttrichter als Funktion des Einfallswinkels (durchgezogenen Linie). Die gestrichelte Linie zeigt die Transparenz für einen Lichttrichter mit den gleichen Abmessungen, jedoch unterschiedlichen Öffnungswinkeln ($\Theta_c = 26.0^o$, $\Theta_h = 0^o$).*

eine optimale Effizienz durch einen Lichttrichter mit den Werten

$$\begin{aligned} D &= 15mm \\ H &= 20mm \\ \Theta_h &= 8.5^o \\ \Theta_c &= 13.0^o \end{aligned}$$

erreicht wird. Bei einer Reflektivität der Mylar–Folie von 85 % vergrößert sich die empfindliche Fläche der Kamera durch den Einsatz der Lichttrichter von 47 % auf 91 %. Dadurch erhöht sich das meßbare Signal aus Luftschauern um einen Faktor 1.9 bzw. das Signal zu Rausch–Verhältnis um 1.4 . Neben der Erhöhung der Sammlungseffizienz für Tscherenkovlicht bewirken die Lichttrichter eine Abschirmung gegen störendes Streulicht, welches unter großen Winkeln auf die Kamera einfällt. Abb. 2.7 zeigt die Effizienz des verwendenten Lichttrichters als Funktion des Einfallswinkels. Während die Effizienz für Winkel bis ca. 25^o nahezu konstant ist, fällt sie bei größeren Winkeln stark ab. Bei Einfallswinkeln von mehr als 45^o wird Licht aus dem Funnel hinausreflektiert, und kann die Photokathode nicht erreichen.

Abbildung 2.8 zeigt ein Foto der Kamera in geöffnetem Zustand, auf dem die Matrix der Lichttrichter zu erkennen ist.

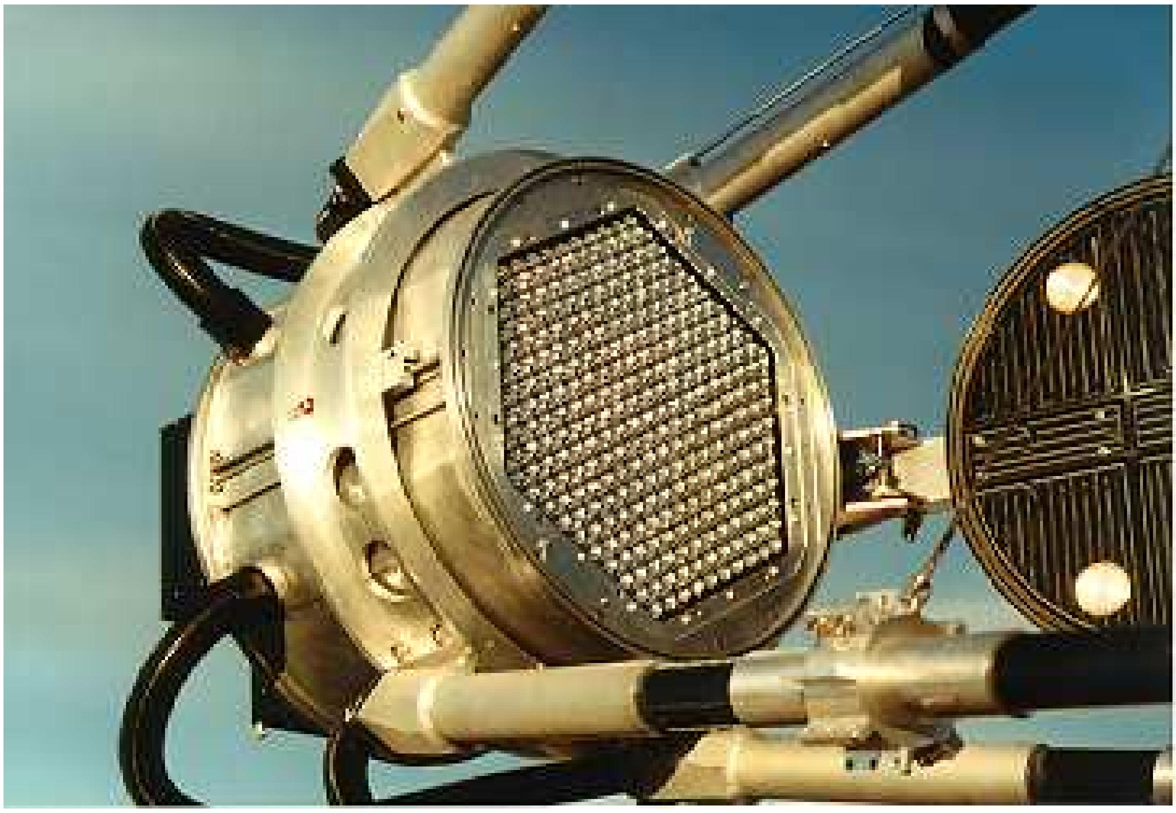

Abbildung 2.8: *Abbildung der Kamera nach dem Einbau in das Teleskop in geöffnetem Zustand. Man erkennt die hexagonale Eintrittsfläche der Kamera, welche unterteilt ist durch eine Matrix aus Lichttrichtern.*

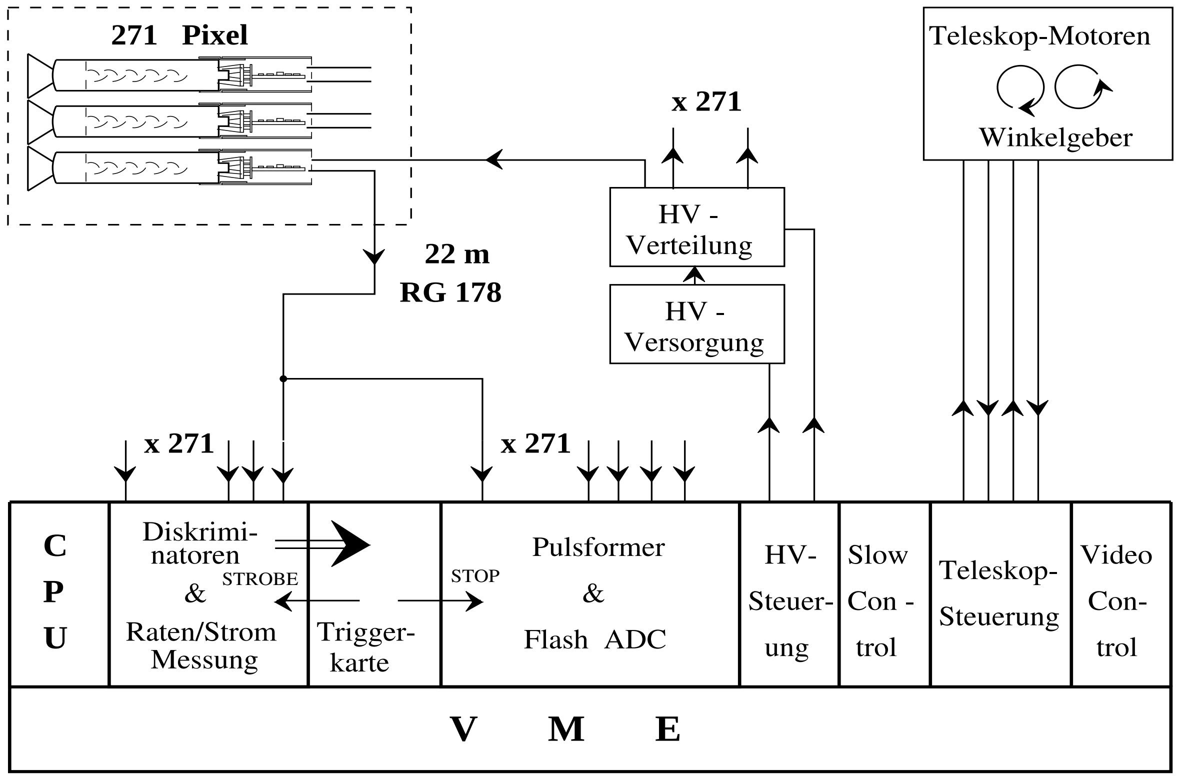

Abbildung 2.9: *Schematische Übersicht über die Auslese– und Steuerelektronik.*

2.3 Die Ausleseelektronik

Von den vier Steckerplatinen in der Kamera führen jeweils 160 Kabel mit einer Länge von 22 m zum Elektronikcontainer, in welchem sich die lokale Ausleseelektronik befindet (Abb. 2.9). Dort sind die Kabel in Gruppen zu 8 Kanälen zusammengefaßt. Während für den Anschluß an die Hochspannungsversorgung spezielle Lemo Hochspannungsstecker verwendet werden, sind die Signaldrähte auf 25 polige Sub-D Stecker verlötet. Dabei ist jede Signalleitung von mehreren geerdeten Pins umgeben, so daß kein Übersprechen zwischen den Kanälen auf den Steckern stattfindet.

Sowohl für die Signalübertragung, als auch für die Hochspannungsversorgung der PMTs wurden Koaxialkabel vom Typ RG178 verwendet. Diese Kabel haben den Vorteil eines sehr kleinen Durchmessers (1.5 mm), so daß es möglich ist, die Kabelbäume innerhalb der Masten zu verlegen. Außerdem bestehen bei diesem Kabel sowohl das Dielektrikum als auch der Mantel aus Teflon, weshalb sich das Kabel sehr gut verarbeiten (verlöten) läßt. Ein Nachteil dieses Kabels im Vergleich zu anderen Koaxialkabeln liegt in seiner etwas größeren Signaldämpfung bei hohen Frequenzen. Untersuchungen zur Amplitudenauflösung haben jedoch gezeigt, daß sich dadurch keine meßbare Verschlechterung ergibt [HES95].

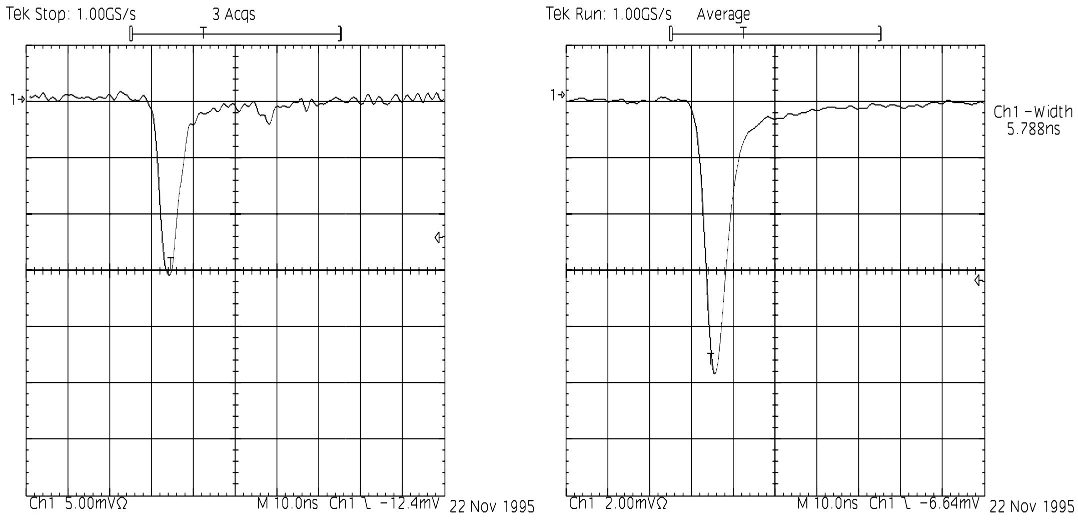

Abbildung 2.10: *Einzelpuls eines Photomultipliers nach 22 m Übertragungsstrecke (links), sowie die mittlere Pulsform (rechts). Die Zeitskala beträgt 10 ns/div.*

Abbildung 2.10 zeigt einen Einzelpuls (a), sowie die mittlere Pulsform (b) der Photomultipliersignale nach der Übertragungsstrecke von 22 m. Die mittlere Breite (FWHM) der Pulse beträgt nur ca. 6 nsec, die Anstiegszeit (10-90 %) liegt bei 2 nsec.

2.3.1 Die Triggerelektronik

Die Diskriminator–Monitor–Karte (DMC) wurde speziell für die Anwendung in diesem Experiment entwickelt. Sie beinhaltet Funktionen zur Ableitung des Triggers und zur Überwachung des Kamerazustandes. Auf der DMC sind 16 Kanäle integriert, die in zwei Gruppen zu je 8 Kanälen verarbeitet werden (Abb. 2.11).
Am Eingang der DMC werden die Signale in zwei Zweige aufgespalten. Der DC–gekoppelte Zweig wird auf einen Analog–Digital–Wandler (ADC) geführt, der einen dynamischen Bereich von 8 Bit hat. Mit diesem ADC wird der dem Anodenstrom der Pixel proportionale Spannungspegel gemessen, der durch den DC–Zweig des Vorverstärkers erzeugt wird. Der dynamische Bereich des Verstärkers und des ADCs ist dabei so gewählt, daß Anodenströme bis 56 μA in Schritten zu 220 nA digitalisiert werden.
Das Signal des AC–gekoppelten Zweiges wird zunächst mit einem Eingangsverstärker um einen Faktor 3 verstärkt und anschließend mit der Schwelle eines Diskriminators verglichen. Die Schwelle des Diskriminators läßt sich mittels eines Digital–Analog–Wandlers (DAC) für jeden Kanal einzeln über einen Bereich von -2 mV bis -80 mV in 0.5 mV Schritten softwaregesteuert einstellen. Die Ausgangspulsbreite (Gatezeit) des

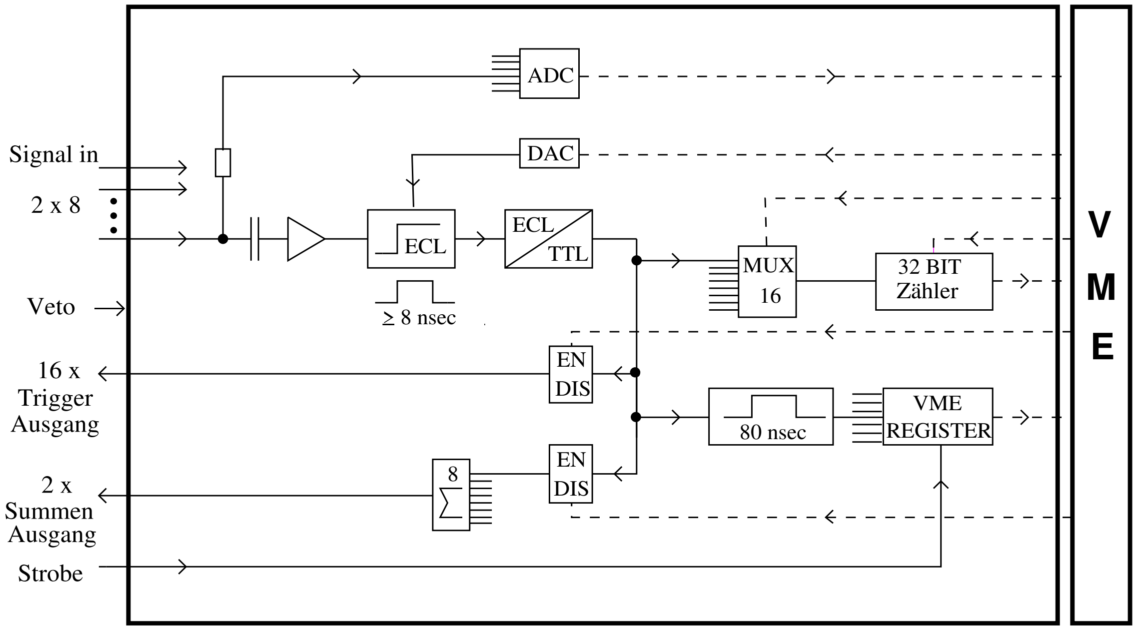

Abbildung 2.11: *Schematischer Aufbau der Diskriminator–Monitor Karte.*

Diskriminators ist ebenfalls einstellbar. Sie beträgt mindestens 8 nsec.
Zur Bestimmung der Zählraten der einzelnen Kanäle ist auf der DMC ein 32 Bit Zähler eingebaut, welcher über einen 16–fach Multiplexer mit den Diskriminatoren verbunden ist. Für die Ableitung des Teleskop Triggers werden die Diskriminatorsignale innerhalb der beiden Achtergruppen analog aufsummiert und auf zwei Ausgänge geführt, deren Signale proportional zur Anzahl der Kanäle sind, die in den entsprechenden Achtergruppen angesprochen haben. Außerdem zeigen 16 weitere Ausgänge an, auf welchen Kanälen das Eingangssignal die Diskriminatorschwelle überschritten hat. Diese Information wird für den Aufbau eines topologischen Trigger benötigt (s. Abschnitt 3.4.1). Jede der Ausgangsleitungen der einzelnen Kanäle kann über einen VME–Zugriff unterbrochen werden. Dadurch ist es möglich, einzelne Kanäle von der nachfolgenden Triggerentscheidung auszuschließen (s. Kapitel 3.4.2).
Ein auf der DMC integriertes VME Register (*Pattern Register*) ermöglicht es, über das Steuerprogramm festzustellen, welche Kanäle die Diskriminatorschwelle überschritten haben. Dazu werden die Diskriminatorsignale in einem weiteren Zweig aufgespalten und auf eine Pulsdauer von 80 nsec verlängert. Wird während dieser Zeit ein externes *Strobe*–Signal angelegt, so werden die am Register anstehenden Signale geladen und können vom Steuerprogramm abgefragt werden.
Der eigentliche Trigger wird mit einer ebenfalls neu entwickelten, vollständig programmierbaren Triggerkarte (Majority) abgeleitet. Auch bei der Entwicklung dieser Karte wurde besonderes Augenmerk auf ein hohes Maß an Flexibilität bei der Bestimmung

der Triggerbedingung gelegt. So ist diese Karte geeignet, aus den Diskriminatorsignalen der Kamera einen lokalen Trigger abzuleiten. Es ist aber auch möglich, Triggersignale des sich im Bau befindlichen topologischen Triggers zu verarbeiten und die Funktion eines zentralen Teleskopsystem–Triggers zu unterstützen. Außerdem können mit dieser Karte künstliche Trigger zum Test und zur Kalibration der Kamera und der Elektronik erzeugt werden.
Zur Erzeugung eines lokalen Triggers werden die Summensignale der Diskriminatorkarten auf der Triggerkarte aufsummiert und mit einer programmierbaren Schwelle verglichen. Haben N oder mehr Pixel innerhalb der Koinzidenzzeit von 12 nsec gezündet, so wird ein Triggersignal erzeugt, welches eine in 200 nsec Schritten programmierbare Länge zwischen 200 nsec und 13 msec hat. Das Triggersignal wird auf 21 Ausgangskanäle der Karte verteilt und sowohl als *Stop* Signal für den Flash ADC (s.u.) als auch als *Strobe* Signal für die Diskriminatorkarten verwendet. Ein VME–Interrupt zum Start der Datenauslese wird dann wahlweise von der Triggerkarte oder dem FADC–System erzeugt.

2.3.2 Die Signaldigitalisierung

Die Digitalisierung der PMT–Signale erfolgt mit einem gleichfalls neu entwickelten FADC–System. Das FADC–System ist modular aufgebaut. Es besteht aus einer Kontrolleinheit, dem sogenannten Master, sowie mehreren Wandlermodulen (FADC) mit jeweils 16 Kanälen, auf welchen die eigentliche Signaldigitalisierung durchgeführt wird. Die Aufgabe des Master-Moduls ist die Kontrolle der Signaldigitalisierung in den FADC Modulen. Dazu ist der Master über drei Leitungen mit den FADC Modulen verbunden. Die Taktfrequenz für die Digitalisierung wird auf dem Master mit einem Quarzoszillator erzeugt und über eine der drei Kontrolleitungen an die FADC Module angelegt. Über eine zweite Kontrolleitung wird das Schreibsignal an die FADCs verschickt. Die FADC Module digitalisieren dadurch nur so lange die Eingangssignale, wie das Schreibsignal anliegt. Durch diese Art der Ansteuerung ist gewährleistet, daß alle FADCs mit der exakt gleichen Abtastfrequenz wandeln und eine feste Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Modulen besteht. Die dritte Steuerleitung wird schließlich dazu genutzt, die FADC Module in einen definierten Startzustand zurückzusetzen.
Die eigentliche Signaldigitalisierung erfolgt auf den FADC Modulen mittels eines von der Universität Siegen entwickelten Hybridchips, der einen linearen dynamischen Bereich von 8 Bit hat. Auf diesem Hybridchip, der in TTL–Logik aufgebaut ist, wird das Signal von zwei parallel arbeitenden Wandlerchips (AD 9058) abgetastet, welche um 180^o phasenverschoben angesteuert werden. Dadurch wird das Eingangssignal mit

der doppelten Ansteuerfrequenz abgetastet. Die Spezifikation der Hybridchips sollte eine effektive Abtastfrequenz von 150 MHz ermöglichen. Wegen Schwierigkeiten bei der Produktion der ersten Serie können die FADC Module jedoch nur mit einer Ansteuerfrequenz von 50 MHz, d.h. mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz betrieben werden.
Jeder der beiden Wandlerchips eines Kanales ist mit einem 2k tiefen Ringspeicher (RAM) verbunden, in welchem die digitalisierten Signale aufgezeichnet werden. Die zeitliche Speichertiefe des FADC Systems beträgt damit ca. 40 μsec.
Auf dem Master Modul ist ein Adresszähler eingebaut, der mit der Taktfrequenz des Systems synchronisiert ist. Wird das FADC System gestoppt, so zeigt der Adresszähler die Adresse an, auf welcher als nächstes in die Ringspeicher der Module geschrieben würde. Dadurch ist es möglich selektiv einzelne Zeitbereiche der Ringspeicher auszulesen. Die Auslese der Daten erfolgt über den VME–Bus, wobei durch einen 32 Bit Zugriff die Information von 4 FADC Kanälen gleichzeitig übertragen wird.
Um die PMT–Signale, welche am Eingang der FADCs eine Länge von nur ca. 6 nsec haben, mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz digitalisieren zu können, ist es notwendig diese zeitlich zu verlängern und zu formen. Zu diesem Zweck sind auf den FADC Modulen Pulsformer (Shaper) eingebaut. Diese bestehen aus zwei als Integratoren beschaltete Operationsverstärkern, deren Ausgangssignal sich näherungsweise durch

$$A(t) \propto \frac{t}{\tau} \cdot e^{\frac{-t}{\tau}},$$

beschreiben läßt, mit einer Anstiegszeit τ von 9 nsec. Die Wahl der Anstiegszeit resultiert aus Untersuchungen zur Digitalisierung schneller PMT–Signale unter der Randbedingung eines hohen Lichthintergrundes [HES95]. Aus diesen Untersuchungen folgt auch, daß das vom Hintergrundlicht induzierte Rauschen dieses Auslesesystems etwa ein Photoelektron sein sollte, also so groß, wie es bei Benutzung eines ladungsempfindlichen ADCs bei einer Integrationszeit von 25 nsec wäre.

2.3.3 Die Hochspannungsversorgung

Aufgrund der intrinsischen Eigenschaften des Verstärkungsprozesses in Photomultipliern, unterscheiden sich deren Verstärkungen bei gleicher angelegter Hochspannung um bis zu einem Faktor 10. Um die Empfindlichkeit der Kamera und deren dynamischen Bereich über das gesamte Gesichtsfeld konstant zu halten, sollten alle PMTs mit der gleichen Verstärkung arbeiten. Deshalb werden die PMTs mit einer individuell einstellbaren Hochspannung versorgt.
Die Hochspannungsversorgung besteht aus einem leistungsstarken Hochspannungsnetzgerät, dessen Ausgangsspannung auf ein Array von Hochspannungsreglern verteilt wird,

die von der Universität Kiel für dieses Experiment entwickelt wurden [STA 93]. Die Regler erlauben es, die Spannung um bis zu 300 V unter die Eingangsspannung mit einer Genauigkeit von ca. 1.3 V herabzuregeln. Hierzu wird für jeden Kanal eine Referenzspannung mit Hilfe von 8 Bit DACs eingestellt, die ihrerseits durch ein VME–Ausgangsregister gesteuert werden.
Das Hochspannungsnetzgerät ist mit einer Analogregelung versehen, die mit einem weiteren VME–Modul angesteuert wird. Dadurch ist es möglich die Hochspannungsregelung vollständig über den Auslesecomputer zu steuern und zu kontrollieren.

2.3.4 Die Teleskopnachführung

Die Drehung der beiden Teleskopachsen erfolgt mit zwei Schrittmotoren, die mit einem programmierbaren VME–Frequenzgenerator angesteuert werden. Die Getriebeübersetzung der Motoren ist so, daß 2700 Schritte einer Winkeländerung von einem Grad entsprechen. Zusätzlich sind an den beiden Achsen 14 Bit Winkelgeber angebracht, die eine Überwachung der Positionierung mit einer Genauigkeit von 0.02^o ermöglichen. Die Auslese dieser Winkelgeber erfolgt mit einem VME–Input Register. Um der Bahn eines Beobachtungsobjektes im Laufe einer Nacht zu folgen, ist die genaue Kenntnis der absoluten Zeit notwendig. Diese wird von einer Atomuhr des HEGRA–Luftschauerarrays geliefert, welche über ein VME–Modul ausgelesen wird. Die eigentliche Steuerung der Teleskopachsen wird mit dem gleichen Computer durchgefürt, der auch zur Datennahme genutzt wird. Das Steuerprogramm berechnet bis zu 10 mal pro Sekunde aus der aktuellen Position des Teleskopes und der Uhrzeit die theoretische Geschwindigkeit und steuert die Motoren entsprechend an. Dadurch ist eine genaue, ruckfreie Bewegung des Teleskopes gewährleistet [DAUMI][PUE96].
Schließlich ist am Spiegelträger des Teleskopes eine Video Kamera angebracht, deren Bild in den Kontrollraum auf einen Monitor übertragen wird. Anhand von Sternen im Gesichtsfeld der Kamera läßt sich damit die Steuerung (grob) überprüfen. Die genaue Analyse der Teleskoppositionierung geschieht mit sogenannten *Point Run* [PUE96] oder anhand der Abbildung von Sternen in die Teleskopkamera während der normalen Datennahme (Kap. 3.5).

2.4 Das Datenerfassungssystem

Das Datenerfassungssystem wurde bei diesem Teleskop bereits in der Form aufgebaut, wie sie für das System aus 5 Teleskopen eingesetzt werden soll [DAUMI]. Die Idee

dabei ist, daß die Datennahme des Teleskopsystems im Prinzip von einer Person von einem zentralen Rechner aus gesteuert werden kann. Dazu ist die Datenerfassung in eine lokale Datennahme für jedes einzelne Teleskop, sowie eine zentrale Datenverwaltung unterteilt.
Für die lokale Datennahme ist jedes Teleskop mit einer Cetia 68040 CPU mit 16 MB Arbeitsspeicher ausgerüstet. Die CPUs arbeiten unter dem Realtime UNIX Betriebssystem LynxOs, welches Multiprocessing–fähig ist. Auf dieser lokalen CPU läuft ein Programm, welches sämtliche Prozesse beinhaltet, die das Teleskop bzw. die Kamera betreffen. Neben der Auslese der Ereignisdaten sind dies die Steuerung der Teleskopachsen, die Regelung der Hochspannungen, die Überwachung der Pixelströme und -Zählraten, sowie einige Kontroll– und Kalibrationsfunktionen. Gleichzeitig stellt das lokale Programm eine Reihe von Histogrammen zur Verfügung, anhand derer das Schichtpersonal den Zustand der Kamera, der Teleskopsteuerung und der Datennahme während der Messung überwachen kann. Über ein lokales Netzwerk (*Ethernet*) übertragen die lokalen CPUs die Meßdaten an den zentralen Rechner (*Pentium PC*), wo die Ereignisse der einzelnen Teleskope synchronisiert und auf einer 1 GB Festplatte gespeichert werden. Die Steuerung der Prozesse auf den lokalen CPUs erfolgt durch Unix–Kommandos, welche von einem Programm auf dem zentralen Rechner über das Netzwerk abgesetzt werden. Die Schnittstelle zum Schichtpersonal ist durch eine graphische Benutzeroberfläche gegeben (Abb. 2.12). Der zentrale Teil der Oberfläche ist in vier Quadranten unterteilt zur Darstellung des Status der Kameras und der Teleskope. Drei schematische Darstellungen der Kameras zeigen u.a. die Amplituden der Pixel von zuletzt gemessenen Ereignissen an, sowie die Zählraten und Ströme. Wichtige Informationen über die Teleskopsteuerung und den Zustand der Kameras und der Teleskope werden in einem vierten Quadranten angezeigt. Eventuell auftretende Fehler werden dem Benutzer dort von dem Programm mitgeteilt. Die linke Kontrolleiste dient zur Einstellung der Grafikdarstellung. Die eigentliche Steuerung des Teleskopsystems durch den Benutzer erfolgt über die rechte Menüleiste. Dort werden die Betriebsparameter mittels einfacher Mausaktionen eingestellt.
Schließlich ergänzt ein Kontrollsystem die Benutzeroberfläche, welches sämtliche Aktionen des Benutzers überprüft und diesem eventuell auftretende Bedienungsfehler mitteilt.

2.5 Aufbau des Teleskopes auf La Palma

Im März 1995 wurde der Teleskopständer vom MPI für Physik in München in das MPI für Kernphysik nach Heidelberg gebracht. Die folgenden zwei Monate wurden darauf

Abbildung 2.12: *Benutzeroberfläche zur Darstellung des Teleskopstatus und der Luftschauerereignisse mit Menüleisten (rechts und links) zur Steuerung des Teleskopsystems.*

verwendet, die Kamera und die zugehörige Elektronik einzubauen und das gesamte System zu testen. Gleichzeitig wurde eine neue Steuerung für die Teleskopachsen entwickelt, und umfangreiche Untersuchungen zum Tracking des Teleskops durchgeführt [PUE96]. Nach dem Schiffstransport im Juni wurde das Teleskop im Juli auf La Palma aufgebaut. Die folgenden zwei Monate dienten der Feinjustierung des Teleskopes und der Spiegel, sowie der Optimierung der Auslese– und Steuerungs–Software. Seit Oktober 1995 nimmt das Teleskop vollständig am routinemäßigen Meßbetrieb teil.

Kapitel 3

Betrieb und Kalibration des Teleskopes

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Eigenschaften der Kamera erläutert, deren Kenntnis für einen kontrollierten Betrieb von Bedeutung sind. Dies sind insbesondere das Rauschen der Kamera, die Rekonstruktion der Pulsamplituden, sowie die Amplituden–Kalibration der Kamera. Ferner werden die Triggerraten bei verschiedenen Triggerbedingungen diskutiert und das besonders effiziente *NextNeighbour* Triggerschema vorgestellt.

3.1 Die FADC Nullinie

3.1.1 Bestimmung des FADC Nullinie

Um die Amplitude bzw. Fläche von digitalisierten Pulsen bestimmen zu können, muß der mittlere Wert der Nullinie (Offset) der FADCs genau bekannt sein. Deshalb werden zu Beginn einer jeden Meßreihe (im Durchschnitt alle 20 Minuten) sogenannte *Pedestal Runs* durchgeführt. Bei einem Pedestal Run wird die Kamera 100 mal künstlich getriggert und für jeden FADC Kanal ein Spektrum der ADC Werte aufgenommen. Die Mittelwerte dieser Spektren stellen dann die Offsets zur Berechnung der Pulsflächen dar. Die Genauigkeit, mit der die Offsets bestimmt werden können, hängt vom Rauschen der einzelnen Kanäle ab. Sie beträgt typischerweise zwischen 0.05 und 0.3 LSB (Least Significant Bit).
Schwankungen der Offsets können durch Temperaturschwankungen in den Elektronik–Crates, durch Alterungserscheinungen der Bauteile oder durch erhöhte Hintergrund-

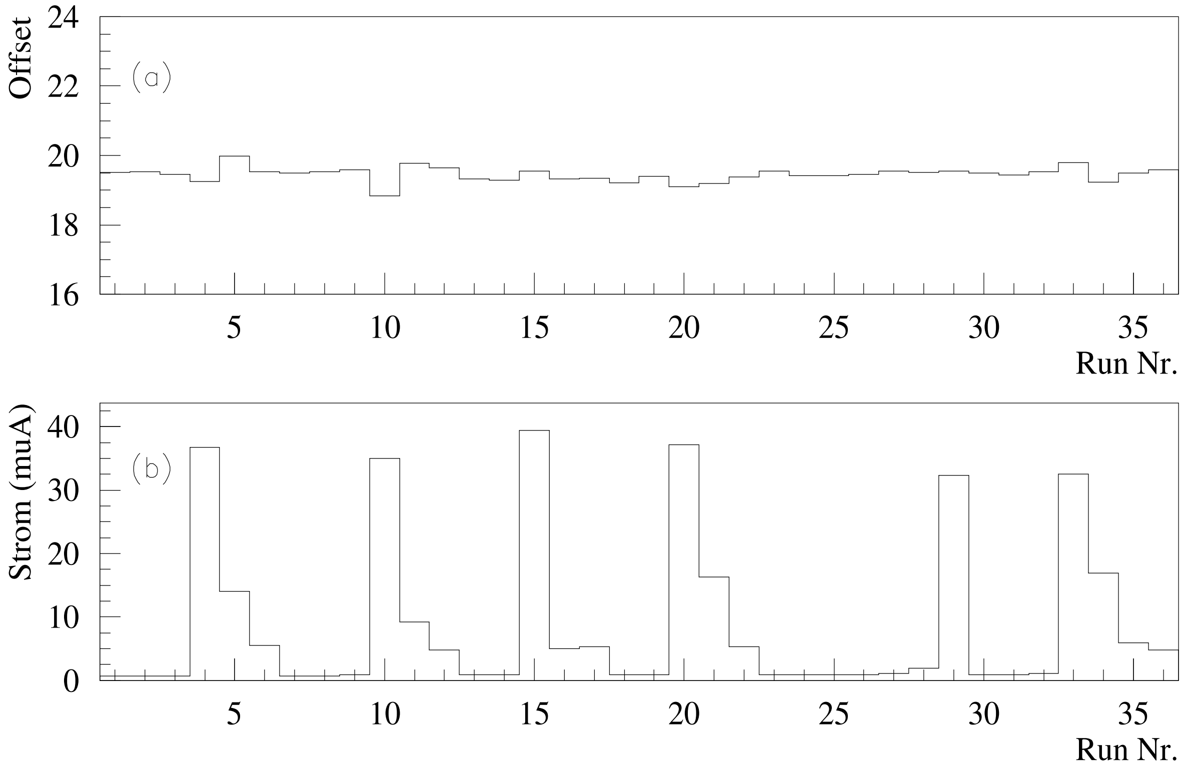

Abbildung 3.1: *Offset eines Kanales über einen Zeitraum von drei Wochen (a), sowie der Anodenstrom des zugehörigen PMTs (b). Infolge der bei der Azimutalen Montierung des Teleskopes unvermeidlichen Bildfeldrotation zieht periodisch ein heller Stern durch das Gesichtsfeld dieses Pixels und führt zu einem stark erhöhten Anodenstrom.*

beleuchtung der entsprechenden Pixel verursacht werden. Abbildung 3.1 a) zeigt exemplarisch den Verlauf des Offsets eines Kanales für Pedestal Runs, die während der Beobachtung des Krebsnebels über einen Zeitraum von drei Wochen durchgeführt wurden. Durch den Einfluß eines Sternes im Gesichtsfeld des entsprechenden Pixels war dieser Kanal großen Schwankungen der Hintergrundbeleuchtung ausgesetzt (Abb. 3.1 b). Es zeigt sich, daß der Offset im Rahmen der Meßgenauigkeit stabil ist. Insbesondere läßt sich daraus folgern, daß der zu Beginn einer jeweiligen Messung bestimmte Offset seine Gültigkeit über den Zeitraum der Messung behält, selbst dann, wenn sich während dieses Zeitraums die Hintergrundbeleuchtung in dem ensprechenden Pixel durch den Einfluß eines Sternes ändert.

3.1.2 Rauschen der Nullinie

Als Folge des Rauschens der Nullinie ist die Amplitudenauflösung des Systems für kleine Pulse beschränkt. Außerdem werden durch das Rauschen auch in solchen Kanälen

Signale vorgetäuscht, die kein Tscherenkovlicht empfangen haben. Verursacht wird das Rauschen der Nullinie der FADCs durch das elektronische Rauschen und das Digitalisierungsrauschen, die einen konstanten Beitrag liefern, sowie durch den Lichthintergrund der Pixel, dessen Beitrag variabel ist.
Da sich während der Beobachtung von Objekten häufig Sterne im Gesichtfeld der Kamera befinden, ist es für die Analyse der Daten wichtig, die Abhängigkeit des Rauschens von der Lichtintensität zu kennen. Zum qualitativen Verständnis dieser Abhängigkeit stelle man sich vor, daß das Hintergrundlicht an der Photokathode eines PMTs zeitlich nicht korrelierte Photoelektronen mit einer mittleren Rate R erzeugt. Die Anzahl der Photoelektronen, die dann innerhalb eines charakteristischen Zeitintervalls τ, z.B. der Integrationszeit des Shapers, erzeugt werden, ist poissonverteilt um eine Mittelwert

$$\mu = R \cdot \tau.$$

Da gleichzeitig der Anodenstrom des PMTs proportional zur mittleren Rate R der Photoelektronen ist, erwartet man, daß das Rauschen proportional zur Quadratwurzel des Anodenstromes anwächst.
Die Bestimmung des Rauschens erfolgt aus Pedestal Runs. So zeigt Abbildung 3.2 a)–c) die Amplitudenverteilungen der Pixel für unterschiedliche Anodenstrombereiche. Ohne Beleuchtung (Kameradeckel geschlossen) ist die Amplitudenverteilung durch das elektronische Rauschen und das Digitalisierungsrauschen bestimmt (Abb.3.2 (a)). Mit anwachsender Hintergrundbeleuchtung wird die Amplitudenverteilung deutlich breiter ((b) und (c)), wobei sie aufgrund der poissonverteilten Fluktuationen eine asymmetrische Form hat. Die Abhängigkeit der Breite (RMS) der Amplitudenverteilungen in ADC-Einheiten als Funktion des Anodenstromes (I_a) in μA läßt sich durch

$$RMS(ADC) = 0.3 + \sqrt{I_a(\mu A)} \tag{3.1}$$

parametrisieren.

3.2 Pulsrekonstruktion

Haben mehrere Pixel der Kamera koinzident gezündet, so wird der Trigger ausgelöst und das FADC–System mit einer Verzögerung von ca. 150 nsec gestoppt. Das Ausleseprogramm liest dann in einem fest vorgegebenen Zeitfenster von 14 Bins die Amplitudeninformation der einzelnen Kanäle aus. Dadurch steht die vollständige digitalisierte Pulsform für die Offline–Analyse zur Verfügung. Ziel der Pulsrekonstruktion ist es, daraus eine Meßgröße (Pulsfläche) abzuleiten, die proportional zum Ausgangssignal der

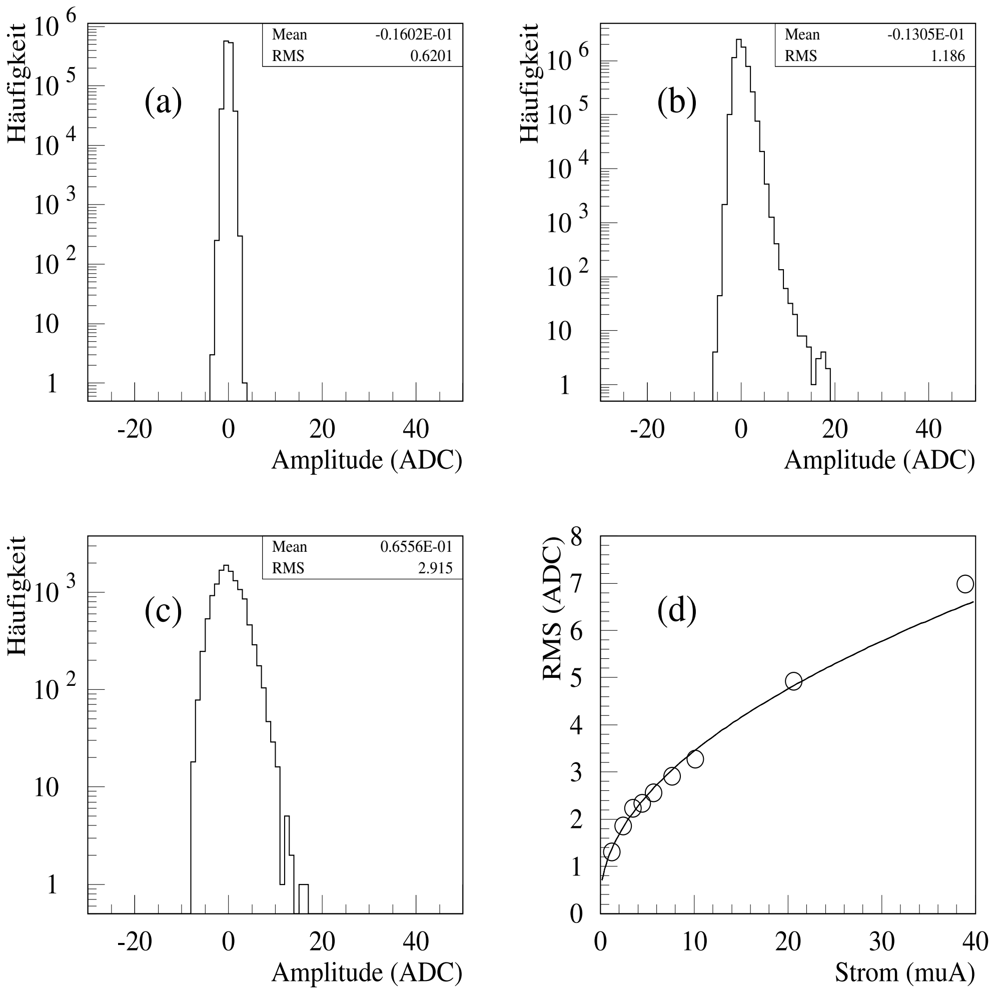

Abbildung 3.2: *Amplitudenverteilung der Pixel für unterschiedliche Anodenstrombereiche. (a) bei geschlossene Kamera (I_a=0); für Anodenströme zwischen 0.5 und 1.5 μA (b), sowie zwischen 8 und 10 μA (c). Die Breite (RMS) der Verteilungen als Funktion des Anodenstromes ist in (d) dargestellt.*

PMTs ist. Diese Meßgröße soll einen großen dynamischen Bereich überdecken bei einem möglichst kleinen Rauschbeitrag. Untersuchungen zur Digitalisierung von PMT Signalen mit FADCs haben gezeigt, daß die Amplitudensumme aus dem Pulsmaximum und der nächst kleineren Amplitude einer benachbarten Abtastposition (Bin) einen guten Meßwert darstellen [HES95].

3.2.1 Rekonstruktion kleiner Pulse

Den Signalen der einzelnen Pixel ist das Rauschen des Nachthimmelslichtes sowie das Digitalisierungsrauschen überlagert. Dadurch ändert sich die Form der digitalisierten Pulse, so daß insbesondere bei kleinen Pulsen das Pulsmaximum und damit die Pulsfläche falsch bestimmt wird. In Kanälen, die gar kein Tscherenkovlicht empfangen haben, erhöht sich das Rauschen durch die Suche nach dem Pulsmaximum in einem gegebenen Zeitfenster im FADC.

Da die typische Länge eines Tscherenkov–Lichtblitzes mit ca. 5 nsec und die statistischen Laufzeitschwankungen in den Photomultipliern von weniger als 2 nsec deutlich kleiner sind als die Abtastzeit des FADCs treten die Signale eines Tscherenkov–Lichtblitzes in den verschiedenen Pixeln nahezu gleichzeitig auf. Es liegt daher nahe, Kanäle mit großen Amplituden zur genauen Bestimmung der relevanten Abtastperiode heranzuziehen, und diese zur Amplitudenmessung der restlichen Kanäle zu benutzen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß es systematische Unterschiede in der Ankunftszeit der Pulse von Kanal zu Kanal bezüglich des FADC Taktes gibt. Diese werden durch Laufzeitunterschiede innerhalb der PMTs verursacht. Da die PMTs mit Spannungunterschieden von bis zu 300 V arbeiten, betragen die Laufzeitunterschiede bis zu 4 nsec. Außerdem arbeiten die FADC Module innerhalb eines VME–Crates zwar mit einer festen, aber unterschiedlichen Phase bezüglich der Ansteuerfrequenz. Dadurch ergeben sich zusätzliche Abweichungen von bis zu 6 nsec. Hinzu kommen Unterschiede in der Kabellaufzeit von etwa 1 nsec. Abb. 3.3 (a) und (b) zeigt die Verteilung der Position des Pulsmaximums im FADC für zwei unterschiedliche Pixel. Die Breite der Verteilungen ist im wesentlichen durch die relative Phase des Stop–Signals zur 50 MHz Ansteuerfrequenz des FADCs gegeben. Die Mittelwerte der Verteilungen spiegeln die systematischen Ankunftszeitunterschiede im FADC wider. Abb. 3.3 (c) zeigt die mittlere Ankunftszeit von Pulsen mit einer Amplitude von mehr als 30 ADC Werten als Funktion der Pixelnummer. Mit anwachsender Pixelnummer scheinen die Pulse früher digitalisiert zu werden. Ebenso scheint dies für 16 Pixel mit niedrigen Nummern zu sein. Dieses Verhalten spiegelt gerade die Phasenverschiebung der FADC Ansteuerung wider. Die Abweichungen von Pixel zu Pixel hingegen werden durch die Laufzeitunterschiede in den PMTs verursacht.

Unter Berücksichtigung dieser systematischen Zeitunterschiede kann nun aus den Ankunftszeiten großer Pulse die erwartete Position der Pulse in den übrigen Kanälen bestimmt werden. Da die Position des Pulsmaximums ein relativ schlechtes Maß für die Ankunftszeit ist, wird stattdessen die Lage des Scheitels einer Parabel berechnet, die durch das Pulsmaximum und den beiden direkt benachbarten Bins bestimmt ist. Der Mittelwert dieser Zeiten eines Ereignisses wird dann mit dessen Ankunftszeit identifi-

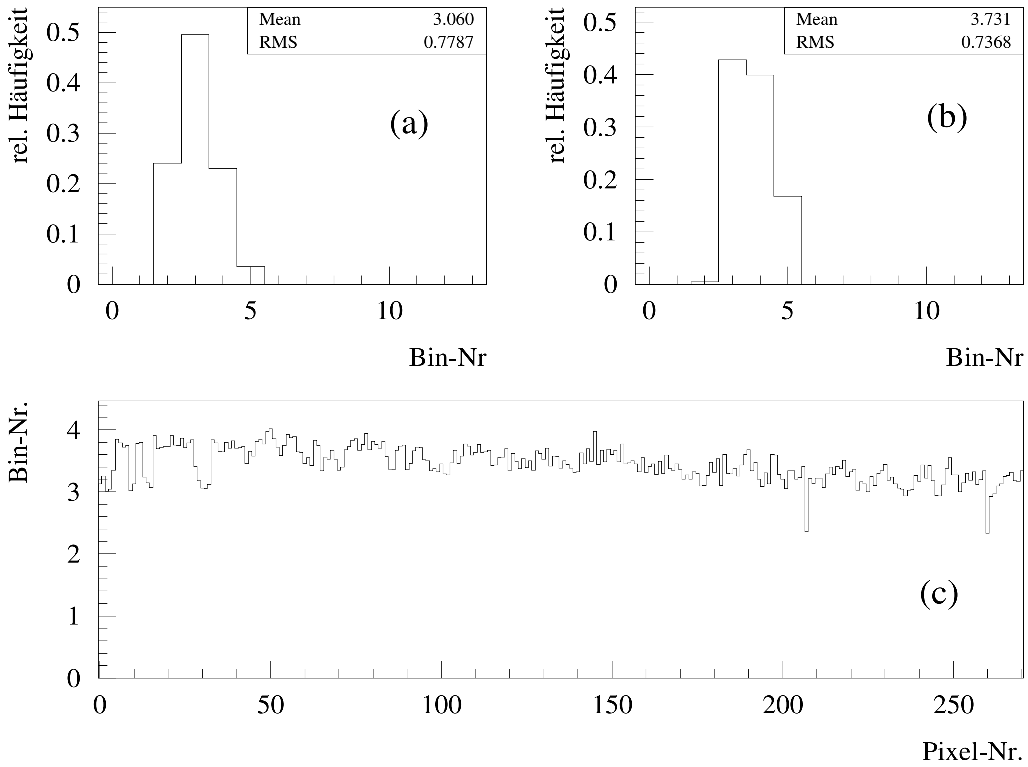

Abbildung 3.3: *Zeitverteilung der Pulsmaxima in FADC Bins für zwei verschiedene Photomultiplier (a) und (b). Mittlere Ankunftszeit der Pulse in FADC Bins als Funktion der Pixelnummer (Erläuterung siehe Text).*

ziert. Zur Bestimmung des Mittelwertes werden dabei nur solche Kanäle berücksichtigt, die auch zum Trigger des Ereignisses beigetragen haben, d.h. die große Signale haben. Betrachtet man nun die zeitliche Abweichung einzelner Pulse von der rekonstruierten Ankunftszeit des Ereignisses (Abb. 3.4), so zeigt sich, daß die Signale der PMTs innerhalb einer Genauigkeit von ca. 2 nsec als gleichzeitig angenommen werden dürfen. Für Kanäle mit einer kleinen Pulsamplitude wird dann aus der mittleren Ankunftszeit die Sollposition des Pulses im FADC berechnet und die Pulsfläche an der entsprechenden Stelle ausgewertet.

3.2.2 Erhöhung des dynamischen Bereiches

Wegen des begrenzten dynamischen Bereiches der FADCs von 8 Bit lassen sich mit der beschriebenen Methode nur Pulse bis etwa 250 Photoelektronen digitalisieren. Die Amplitude von denjenigen Pixeln, die den Trigger ausgelöst haben, ist jedoch in ca. 3 % aller Ereignisse größer und der FADC geht in Sättigung. In diesem Bereich ist die maximale gemessene Amplitude zwar konstant; durch die Pulsformung mit $te^{-t/\tau}$

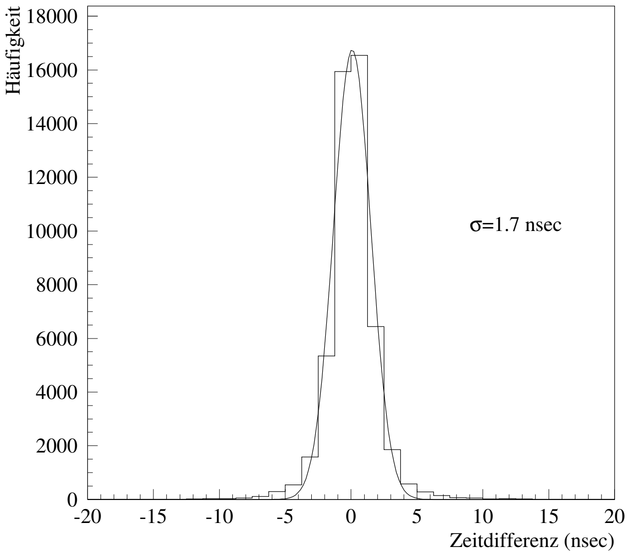

Abbildung 3.4: *Verteilung der Differenz zwischen der rekonstruierten Pulsankunftzeit einzelner Pulse und der mittleren Ankunftszeit für Pulse mit einer Amplitude von 15 bis 20 ADC Werten.*

nimmt jedoch die effektive Länge eines Pulses entsprechend dem Logarithmus der Amplitude zu. In solchen Fällen wird die Pulsfläche nicht aus den 2 größten, sondern aus den 10 größten Bins berechnet. Der Anstieg der so berechneten Pulsfläche A_{10} mit der Eingangsamplitude A ist dann nicht mehr linear, sondern läßt sich näherungsweise durch ein logarithmisches Verhalten

$$A_{10} = k \cdot \ln (A - A^{*}) + c, \tag{3.2}$$

beschreiben (Abb. 3.5). Als Folge dieses logarithmischen Verhaltens ist es möglich, Pulse zu digitalisieren, deren Amplitude den linearen dynamischen Bereich des FADCs weit überschreiten. Die Umrechnung von der gemessenen Pulsfläche auf die Eingangsamplitude folgt schließlich aus der Umkehrfunktion von Gleichung 3.2:

$$A = e^{\frac{A_{10} - c}{k}} + A^{*}. \tag{3.3}$$

wobei die Konstanten A^{*}, k und c, durch Eichmessungen im Labor bestimmt werden.

3.3 Kalibration der Kamera

Mit der Kalibration der Kamera werden zwei Ziele verfolgt: zum einen soll die relative Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle abgeglichen werden, um eine homogene Empfindlichkeitsverteilung über die gesamte Kamera zu erreichen. Zum anderen ist das Ziel,

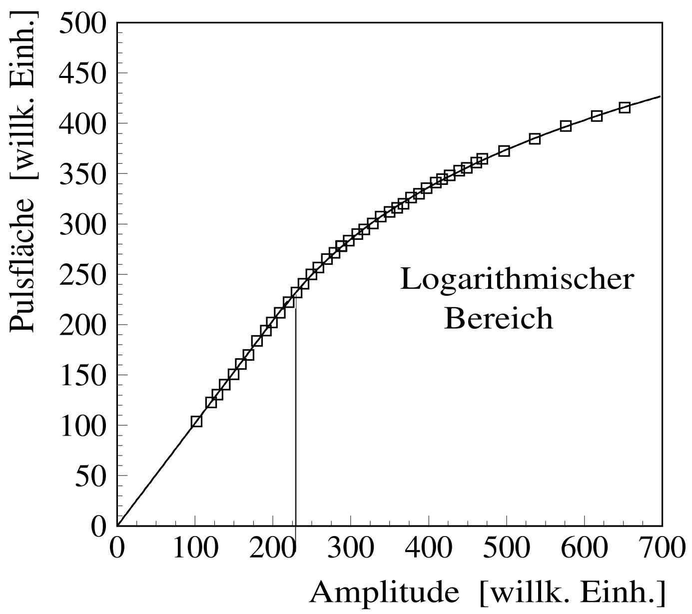

Abbildung 3.5: *Pulsfläche summiert über 10 Bins als Funktion der Eingangsamplitude mit angepaßter Eichkurve. Bei einer Eingangsamplitude von 230 endet der lineare dynamische Bereich des FADC. Für größere Eingangsamplituden steigt die Pulsfläche logarithmisch an.*

eine absolute Skala einzuführen, anhand derer die mit den FADCs gemessenen Pulsflächen in die Anzahl der Photoelektronen bzw. Photonen umgerechnet werden kann. Zur Kalibration der Kamera und des Teleskopes benötigt man im Prinzip eine Lichtquelle bekannter Intensität mit dem gleichen Spektrum, wie das Tscherenkovlicht. Dabei bieten sich verschiedene Möglichkeiten an, die im folgenden kurz diskutiert werden sollen:

1) Tscherenkovlicht, welches von energiereichen Myonen emittiert wird.

2) Licht von Sternen im geeigneten Spektralbereich.

3) Beleuchtung mit einer Eichlichtquelle.

Eine Möglichkeit besteht darin, das Teleskop anhand des Tscherenkovlichts von energiereichen Myonen zu kalibrieren, welche die Atmosphäre nahe dem Teleskop durchqueren [VAC94]. Die Bilder von Myonen lassen sich durch ihre ringförmige Struktur von solchen unterscheiden, die von Luftschauern herrühren. Aus der Lichtverteilung in der Kamera läßt sich die Energie und der Abstand eines Myons bestimmen, und die erwartete absolute Lichtmenge berechnen. Da die von Myonen emittierte Lichtmenge jedoch sehr klein ist, eignet sich diese Methode vor allem für Teleskope mit einer sehr

großen (mehrere 10 m^2) Spiegelfläche.
Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das Teleskop mit Hilfe des Lichtes von Sternen zu eichen, deren spektrale Intensitätsverteilung dem Tscherenkovlicht ähnlich ist, und deren absolute Helligkeit man kennt. Bei diesem Verfahren wird jedoch nur der DC–gekoppelte Zweig der Elektronik geeicht, nicht jedoch der AC–gekoppelte mit den Shapern und den FADCs, mit denen die Messung des Tscherenkovlichtes vorgenommen wird.
Schließlich besteht im Prinzip die Möglichkeit, eine Kalibration mit Hilfe einer gepulsten Eichlichtquelle vorzunehmen. Diese wird in einem geeigneten Abstand vom Teleskop aufgestellt werden, so daß die vollständige Spiegelfläche ausgeleuchtet wird und das Licht auf den zentralen Bereich der Kamera projiziert wird. Das Problem bei diesem Verfahren besteht in der Eichung der gepulsten Lichtquelle bei sehr geringen Intensitäten. Voruntersuchungen für einen geeigneten Versuchsaufbau sind im Gange [FRA96].
Alternativ, und etwas einfacher, kann man zur ersten Kalibration die mittlere Lichtsammlungseffizienz und die Quanteneffizienz der Photomultiplier als bekannt voraussetzen. Das Problem reduziert sich dann darauf, den Konversionsfaktor zwischen der Zahl der Photoelektronen in einem Photomultiplier und dem ADC–Wert zu bestimmen. Dieser kann mit zwei Methoden bestimmt werden:
Eine Methode beruht auf der Messung des Einzelelektronenspektrums der Photomultiplier in der Kamera [MIR95]. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß das Einzelelektronenspektrum nur dann aufgelöst werden kann, wenn entweder die Verstärkung der Photomultiplier um einen Faktor von mehr als 10 erhöht wird, oder aber zusätzliche Verstärker für die Kalibration eingefügt werden. In beiden Fällen wird die Kamera nicht mit ihren normalen Betriebsparametern kalibriert.
Bei der zweiten Methode wird die Zahl der Photoelektronen und damit der Konversionsfaktor aus der Streuung der Amplituden bei der Beleuchtung mit schnellen Lichtpulsen bestimmt (Kap. 3.3.2).
Für die primäre Kalibration der Kamera ist am Teleskop ein Laser–Kalibrationssystems eingebaut. Dieses besteht aus einem Stickstofflaser ($\lambda = 337$ nm), dessen Lichtpulse über eine Quarzfaser von der Elektronikhütte zum Zentrum des Spiegelträgers übertragen werden. Dort werden die Pulse von einem Szintillator (NE 111) absorbiert, der dann seinerseits Lichtpulse mit einer Länge von etwa 5 nsec diffus emittiert. Dadurch ist gewährleistet, daß die Kamera homogen ausgeleuchtet wird, mit einem Farbspektrum, welches dem des Tscherenkovlichtes (entfernt) ähnlich ist. Die Ansteuerung des Lasers erfolgt über das lokale Datennahmeprogramm mit Hilfe eines TTL-Ausgangsregisters. Zur Kalibration der Kamera werden in jeder Beobachtungsnacht mehrere sog. *Laser*

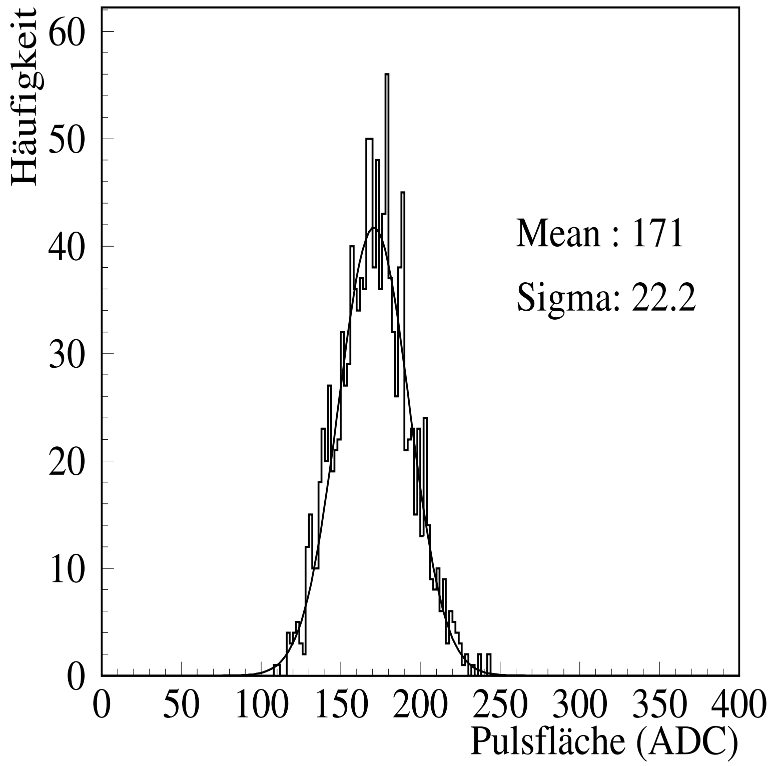

Abbildung 3.6: *Pulsflächenspektrum eines Pixels für Laser Runs.*

Runs durchgeführt, bei denen jeweils 100 Pulse emittiert.

3.3.1 Relative Kalibration

Abbildung 3.6 zeigt die Pulsflächenverteilung eines Pixels, welche im Laufe einer Nacht über mehrere Laser Runs hinweg aufgenommen wurde. Bei der gegebenen Lichtintensität des Lasers lassen sich die Verteilungen der einzelnen Kanäle sehr gut durch Gaußverteilungen beschreiben, mit einer Breite von 12 % bis 14 % . Zur Bestimmung der relativen Verstärkung eines einzelnen Kanals wird der Mittelwert der jeweiligen Verteilung auf den Kameramittelwert normiert. Die Genauigkeit der relativen Eichung hängt bei der gegebenen Breite der Pulsflächenverteilungen nur von der Anzahl der Laserpulse ab. Eine Genauigkeit von < 1 % ist bereits mit 200 Pulsen zu erreichen. Für den normalen Betrieb der Kamera werden die Hochspannungen der PMTs so eingestellt, daß die relativen Empfindlichkeiten gleich sind.
Systematische Unsicherheiten bei der relativen Kalibration können durch Inhomogenitäten der Lichtintensität über den Bereich der Kamera entstehen. Eine weitere Unsicherheit bei der Übertragung der Kalibration auf Daten besteht darin, daß das Emissionsspektrum des Szintillators nicht gleich dem Spektrum des Tscherenkovlichtes aus

Luftschauern ist. Unterschiede im spektralen Verlauf der Quanteneffizienzen der PMTs können dann zu Fehlern führen. Schließlich fällt das Licht bei einem Laser Run genau von vorne auf die Kamera ein, wohingegen das Licht aus Luftschauerereignissen gleichverteilt über den Bereich der Spiegels mit Winkeln bis zu 22^o eintrifft. Durch die Abbildungseigenschaft der Funnels wird das Licht der Laser Runs daher bevorzugt auf den Randbereich der Photokathode projiziert, während das Licht aus Luftschauern gleichverteilt auf der Photokathode eintrifft, wodurch Unterschiede in der Quanteneffizienz und der PMT–Verstärkung entstehen können.
Als Test werden daher Daten aus Luftschauerereignissen herangezogen. Dabei geht man

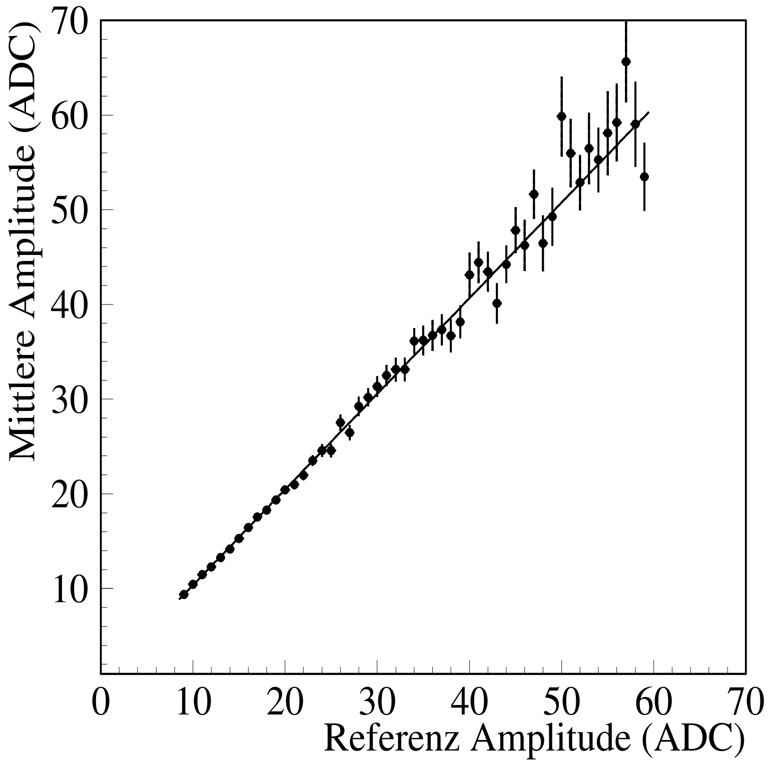

Abbildung 3.7: *Mittlere Amplitude eines Pixels als Funktion der mittleren Amplitude der 6 Nachbarpixel (Referenzamplitude).*

davon aus, daß die Lichtintensität in einem Pixel für ein Luftschauerereignis näherungsweise gleich der mittleren Intensität der sechs benachbarten Pixel ist. Trägt man nun die über ein große Zahl von Ereignissen gemittelte Amplitude eines Pixels gegen die aus den Werten der Nachbarpixel erwartete Amplitude auf (Abb. 3.7), so ergibt sich eine Gerade, deren Steigung gleich der relativen Abweichung der Empfindlichkeit des Pixels ist. Die Verteilung der Steigungen über alle Pixel hat eine Breite von 3 % , so daß man davon ausgehen, daß die oben genannten Effekte nur eine sehr kleine Unsicherheit verursachen und die relative Kalibration aus den Laser Runs auch für Meßdaten gültig ist.

3.3.2 Absolute Kalibration

Das Ziel der absoluten Kalibration ist es, eine Skala einzuführen, anhand derer die mit den FADCs gemessenen Pulsflächen in die Anzahl der Photoelektronen bzw. Photonen umgerechnet werden kann. Die Bestimmung der absoluten Kalibration erfolgt über die Breite der Pulsflächenverteilung (Abb. 3.6). Sei N die mittlere Anzahl an Photoelektronen, die in einem Laser Run an der Photokathode eines PMTs erzeugt werden. Für die relative Breite σ_{M^*} der Pulsflächenverteilung gilt dann:

$$\sigma_{M^*}^2 = \frac{1}{N} + \frac{\sigma_{SPE}^2}{N} + p^2 + \sigma_L^2. \tag{3.4}$$

Während der erste Term in Gln. 3.4 gerade die Fluktuationen der Anzahl der an der Photokathode erzeugten Photoelektronen beschreibt, berücksichtigt der zweite Term die Sekundärelektronenstatistik im Photomultiplier, wobei σ_{SPE} für die relative Breite der Einzelelektronenverteilung steht, deren mittlere Größe in Labormessungen zu 45 % bestimmt wurde. Der Korrekturfaktor p ist der Beitrag der Pulsamplitudenauflösung des FADCs, dessen Wert ca. 5 % beträgt. Schließlich tragen Schwankungen in der Lichtintensität des Lasers, deren Größe σ_L ebenfalls ca. 5 % betragen, zur Breite der Pulsflächenverteilung bei. Bei der eingestellten Intensität des Laserlichtes beträgt die mittlere Breite der Pulsflächenverteilungen ca. 13 % . Da die Laserpulse mit allen Kamerapixeln gleichzeitig gemessen werden, ist es möglich, die relative Intensität der einzelnen Pulse mit einer Genauigkeit von besser als 1 % zu bestimmen und die Pulsflächen der einzelnen Pixel darauf zu normieren. In den so aufgenommenen Pulsflächenverteilungen ist die Schwankung der Laserintensität bereits korrigiert. Durch Umformung von Gleichung. 3.4 erhält man dann für die mittlere Anzahl der Photoelektronen im i–ten Pixel

$$\overline{N_i} = \frac{1 + \sigma_{SPE}^2}{\sigma_M^{(i)2} - p^2} \tag{3.5}$$

Normiert man nun $\overline{N_i}$ auf die mittlere Pulsfläche $\overline{F_i}$, so erhält man den Konversionfaktor

$$k_i = \frac{\overline{N_i}}{\overline{F_i}}.$$

Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der gemessenen Konversionsfaktoren. Die Breite der Verteilung ist durch statistische Fluktuationen bei der Bestimmung der Breite der Pulsflächenverteilungen bestimmt, sowie durch Abweichungen der Breiten $\sigma_{SPE}^{(i)}$ der

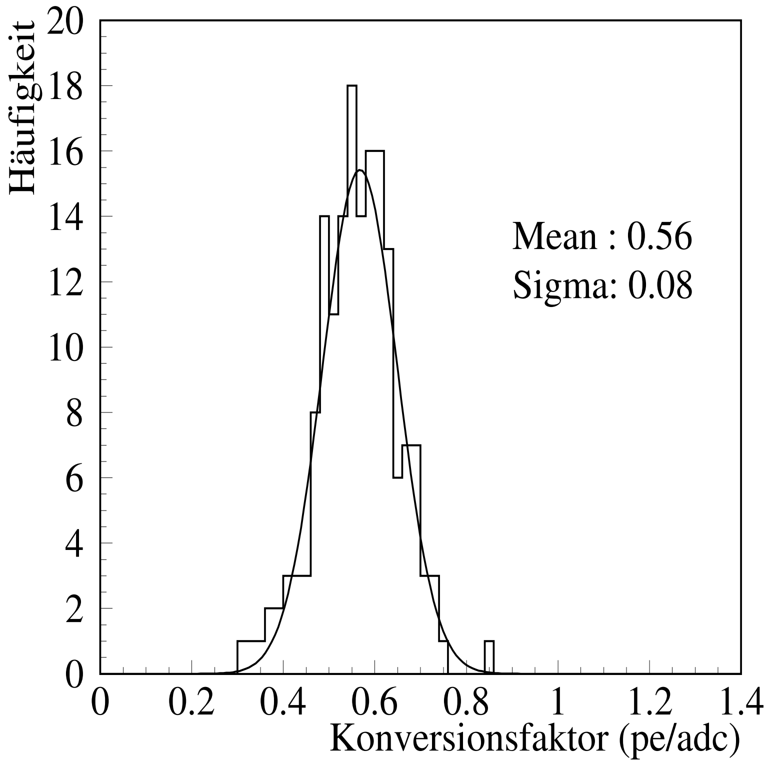

Abbildung 3.8: *Spektrum der gemessenen Konversionsfaktoren zwischen der Anzahl der Photoelektronen und der mit den ADCs bestimmten Pulsflächen.*

Einzelelektronenspektren vom Mittelwert σ_{SPE}. Eine weitere Ursache für Unterschiede zwischen den Konversionsfaktoren besteht darin, daß die Photomultiplier unterschiedliche Quanteneffizienzen haben. Während bei der relativen Kalibration das mit den FADCs gemessene Signal auf das auf die Pixel auftreffende Lichtsignal normiert wird, bezieht sich die absolute Kalibration auf die Anzahl der tatsächlich an der Photokathode erzeugten Photoelektronen. Für die absolute Kalibration der Kamera wird daher der Mittelwert der Photoelektron–Konversionsfaktoren über alle Pixel herangezogen. Dieser beträgt

$$k_F = 0.56 \pm 0.005 \quad \frac{Photoelektronen}{ADC - Einheit}$$

für die Pulsfläche, bzw.

$$k_A = 1.05 \pm 0.01 \quad \frac{Photoelektronen}{ADC - Einheit}$$

für die Pulsamplitude.
Der hier angegeben Fehler auf den Konversionsfaktor berücksichtigen nur statistische Fehler. Die systematischen Fehler bei der Bestimmung des Konversionsfaktors sind jedoch deutlich größer. Diese resultieren aus Unsicherheiten bei der Bestimmung der

Pulsauflösung p des FADC–Systems, sowie der mittleren Breite σ_{SPE} der Einzelelektronenspektren. Eine obere Abschätzung dieser Unsicherheiten resultiert in einem systematischen Fehler von 15 % für den Konversionsfaktor.

3.3.3 Stabilität der Verstärkung

Für einen kontrollierten Betrieb der Kamera ist es notwendig, das zeitliche Verhalten der Verstärkungen zu kennen. Mögliche Ursachen für Änderungen der Verstärkungen sind vor allem in Alterungserscheinungen der Photomultiplier zu suchen. Langfristige Änderungen der Verstärkung von Photomultipliern sind bedingt durch Ermüdungserscheinungen des Dynodenmaterials. Diese Überwiegen bei weitem mögliche Änderungen der Quanteneffizienz [CAN85].
Kurzfristige Schwankungen der Verstärkung werden vor allem nach dem Einschalten der Photomultiplier erwartet, wenn bei kontinuierlicher Beleuchtung ein deutlicher (>einige 10 nA) Anodenstrom fließt. Wie Labormessungen gezeigt haben, betragen die kurzfristigen Schwankungen nach dem Einschalten bei dem verwendeten Photomultipliertyp meist weniger als 5 %. Die Größe und die Richtung der Änderung ist dabei von PMT zu PMT verschieden. Nach einer mittleren Zeit von 5 bis 15 Minuten stabilisieren sich die Verstärkungen in der Regel. Wie Untersuchungen mit 16 PMTs gezeigt haben, bleibt die Verstärkung der PMTs dann bei einer realistischen Hintergrundbeleuchtung über den betrachteten Zeitraum von 20 Stunden innerhalb einer maximalen Abweichung von 2 % konstant. Eine ähnlich hohe Stabilität zeigt sich auch bei den Photomultipliern beim Betrieb in der Kamera. In Abbildung 3.9 ist die mittlere Abweichung (RMS) der Verstärkungen der einzelnen Pixel von der mittleren Verstärkung aller Pixel als Funktion der Nummer der Meßreihe für 139 Laser Runs aufgetragen, die während einer Beobachtungsperiode über einen Zeitraum von 3 Wochen durchgeführt wurden. Dabei wurden zu Beginn der Meßperiode die Hochspannungen der Pixel zum Abgleich der Verstärkungen eingestellt und für den Zeitraum der Messungen nicht mehr verändert. Wie sich zeigt, driften die Verstärkungen der Pixel nur sehr langsam auseinander. Nach 3 Wochen beträgt die mittlere Abweichung der Einzelverstärkungen nur ca. 2.5 %. Eine Drift der absoluten Verstärkung der Photomultiplier sollte sich in einer Änderung des Konversionsfaktors zur Umrechnung zwischen der Anzahl der Photoelektronen und dem ADC–Wert bemerkbar machen. Abbildung 3.10 zeigt die bestimmten Konversionsfaktoren der Kamera über einen Zeitraum von 4 Monaten. Auch hier zeigt sich eine hohe Stabilität der Photomultiplier bzw. der Kamera.

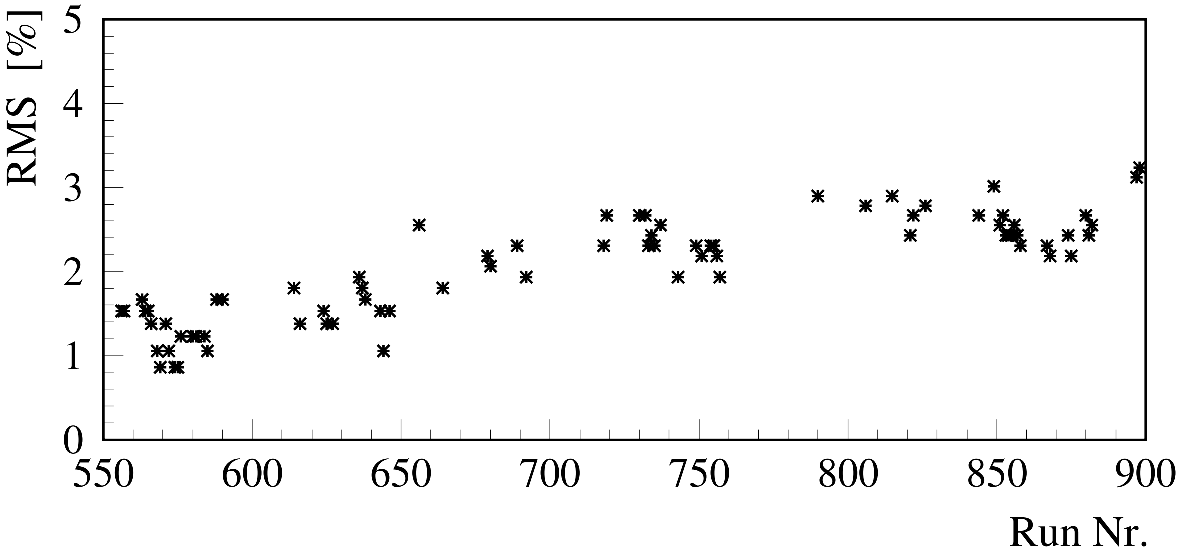

Abbildung 3.9: *Mittlere Abweichung (RMS) der Verstärkung der einzelnen Pixel von dem Kameramittelwert als Funktion der laufenden Nummer der Laser–Runs. Die Messungen wurden im November 1995 über einen Zeitraum von 3 Wochen durchgeführt.*

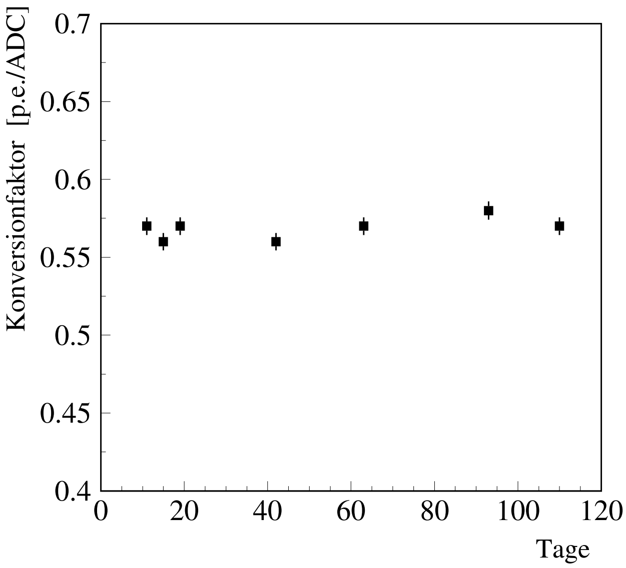

Abbildung 3.10: *Verlauf des Konversionsfaktors über einen Zeitraum von 100 Tagen.*

3.4 Der Trigger

Aufgabe des Triggers ist es die Lichtverteilung in der Kamera auf eine bestimmte Bedingung hin zu überprüfen, und gegebenenfalls die Signalauslese zu starten. Die Triggerbedingung ist dabei so zu wählen, daß eine hohe Effizienz für den Nachweis von γ–induzierten Schauern erreicht wird. Um einen großen Energiebereich des Spektrums einer Quelle zu erfassen soll die Energieschwelle möglichst niedrig liegen. Gleichzeitig soll durch den Trigger der Untergrund aus hadronisch induzierten Schauern unterdrückt werden.

3.4.1 Der Nachbartrigger

Der Trigger wird bei dieser Kamera, wie auch bei bisher existierenden Teleskopen [CAW90] [HAR93] [MIR94], aus den Signalen der Pixel abgeleitet. Dabei wird gefordert, daß die Signale einer Mindestanzahl n von Pixeln innerhalb der Koinzidenzzeit T die Diskriminatorschwelle q_0 überschreiten. Eine Absenkung der Energieschwelle ist gleichbedeutend damit, die Schwelle in Einheiten der Lichtmenge in der Kamera zu senken. Dies kann in begrenztem Maße durch eine Reduzierung der Diskriminatorschwellen erreicht werden. Dabei ist jedoch der limitierende Faktor durch Zufallskoinzidenzen aufgrund des Nachthimmelslichtes gegeben, da die Einzeltriggerate von Photomultipliern bei kontinuierlicher Beleuchtung exponentiell mit sinkender Schwelle ansteigt [HER95]. Fordert man für den Trigger eine n–fach Koinzidenz aus m–Pixeln, so ergibt sich für die Zufallskoinzidenzrate R_{acc} der Kamera

$$R_{acc} = n \cdot C \cdot R_s \cdot (R_s T)^{n-1} \tag{3.6}$$

wobei der Faktor C die Anzahl aller möglichen n–Pixel Kombinationen beinhaltet. Zur Vereinfachung wurde dabei angenommen, daß alle Pixel mit der gleichen Zufallsrate R_s zünden und $(RT) \ll 1$ gilt. Eine untere Schwelle für die Diskriminatoren ist dann gegeben, wenn durch eine weitere Absenkung die Verluste durch die Totzeit des Systems den Gewinn durch eine niedrigere Energieschwelle aufheben.
Geht man davon aus, daß die Koinzidenzzeit T bereits minimal ist, so bleiben gemäß Formel 3.6 zwei Möglichkeiten die Zufallskoinzidenzrate zu verringern und eine weitere Absenkung der Energieschwelle zu ermöglichen. Eine Möglichkeit besteht darin, eine Koinzidenz aus mehr als 2 Pixeln zu fordern und gleichzeitig die Diskriminatorschwellen zu senken. Diese Art des Triggers bedeutet jedoch, daß Ereignisse mit einer ausgedehnten und flachen Lichtverteilung in der Kamera bevorzugt werden. Eine solche Form der Lichtverteilung ist jedoch typisch für hadronische Schauer, wohingegen

diejenige von γ–induzierten Schauern sehr kompakt ist.
Die zweite Möglichkeit besteht darin, für den Trigger eine Koinzidenz aus mindestens zwei Pixeln zu verwenden und zusätzlich zu fordern, daß im Falle einer Zweierkoinzdenz die beiden getriggerten Pixel direkt benachbart liegen müssen. Dadurch wird der kombinatorische Faktor C in Gln. 3.6 verkleinert. Während es für eine beliebige Zweierkoinzidenz $C = \binom{271}{2} = 36585$ Kombinationen gibt, verringert sich deren Anzahl um einen Faktor ~48 auf 756. Gleichzeitig wird durch die Nachbarbedingung die Topologie der Bilder bereits auf der Triggerebene eingegrenzt: nur Schauer mit einer kompakten Lichtverteilung in der Kamera können den Trigger auslösen. Dadurch werden bevorzugt γ–induzierte Schauer durch den Trigger selektiert.
Die hier vorgestellten qualitativen Argumente wurden im Rahmen einer umfangreichen Studie an Monte–Carlo–simulierten Luftschauern quantitativ untersucht [KOE95]. Dabei hat sich gezeigt, daß der Nachbartrigger den anderen Triggerbedingungen hinsichtlich der Energieschwelle und der erreichbaren Nachweisrate für γ–Schauer überlegen ist. Durch den Einsatz des Nachbartriggers sinkt die Energieschwelle des Teleskopes von 1.2 TeV auf 850 GeV, während sich die Nachweisrate für Objekte mit einem spektralen Index $\alpha = 2.4$ um ca. 40 % erhöht.
Die Implementierung des Nachbartriggers erfolgt in einem zweistufigen Triggerschema. Die erste Stufe des Triggers besteht weiterhin aus einer Zweifachkoinzidenz. Hat diese gezündet, so wird an die Diskriminatorkarten ein *Strobe*–Signal angelegt und in den *Pattern*–Registern (s. Abschnitt 2.3.1) die Information gespeichert, welche der Pixel den Trigger ausgelöst haben. Gleichzeitig werden die FADCs gestoppt und auf der CPU wird ein Interrupt ausgelöst. In der zweiten Stufe werden in der Interrupt–Routine zunächst die Pattern–Register der Diskriminatorkarten ausgelesen und festgestellt, ob die Nachbarbedingung erfüllt ist. Ist dies nicht der Fall, werden die FADCs wieder gestartet und das System für den nächsten Trigger aktiviert. Die Totzeit der Ausleseelektronik bei diesem Vorgang beträgt weniger als 200 μsec. Ist die Nachbarbedingung erfüllt, werden die Ereignisdaten ausgelesen. Für diesen Vorgang werden typischerweise zwischen 3 und 4 msec benötigt. Durch den Einsatz der zweiten Triggerstufe reduziert sich die durch Zufallskoinzidenzen bedingte Totzeit des Systems folglich um einen Faktor 15–20.
Abbildung 3.11 zeigt den Einfluß des Nachbartriggers auf die Triggerrate der Kamera als Funktion der Diskriminatorschwellen. Es ist ist zu erkennen, daß die Triggerrate mit sinkender Schwelle stark ansteigt. Während die Triggerrate bei hohen Schwellen durch Luftschauerereignisse bestimmt ist, werden Zufallskoinzidenzen bei Schwellen, die kleiner als 22 mV sind, die dominierende Quelle für Kameratrigger. Durch die Nachbarabfrage werden jedoch der größte Teil der Zufallskoinzidenzen unterdrückt, so

daß die Rate der akzeptierten Ereignisse auch bei kleinen Schwellen nicht mehr durch Zufallskoinzidenzen bestimmt ist. Durch die Anwendung des Nachbartriggers ist es also möglich die Schwellen von etwa 23 mV auf auf 18 mV zu senken, ohne daß sich dadurch die Totzeit des Systems erhöht.
Für die nächste Ausbaustufe des Teleskopes ist geplant, den Nachbartrigger auf Hardware–Ebene zu installieren. Für die Nachbarabfrage werden dann die einzelnen Diskriminatorsignale von den DMCs abgegriffen und auf programmierbare Gate–Arrays geführt. Dadurch verkürzt sich die benötigte Zeit für die Triggerentscheidung auf etwa 40 nsec, so daß es möglich wird, die Triggerentscheidung des Nachbartriggers für eine Koinzidenz aus Teleskopen zu verwenden.

3.4.2 Der dynamische Trigger

Bei der bisherigen Diskussion des Triggers wurde davon ausgegangen, daß der Untergrund durch das Nachthimmelslicht über das Gesichtsfeld der Kamera gleichverteilt ist. Jedoch befinden sich bei verschiedenen Beobachtungsobjekten Sterne innerhalb des Gesichtsfeldes, wodurch lokal in der Kamera stark erhöhte Lichtintensitäten und damit stark erhöhte Einzeltriggerraten auftreten. Dabei besteht zusätzlich das Problem, daß aufgrund von Spiegelaberrationen das Licht eines Sternes nicht auf einen Punkt abgebildet wird, sondern auf eine ausgedehnte Fläche mit einem Durchmesser von bis zu über 0.1^o. Außerdem wandert wegen der Drehung des Gesichtsfeldes die Position des Sternes auf einem Kreis um das Kamerazentrum. Dadurch werden häufig je nach Position des Sternes zwei bis drei benachbarte Pixel gleichzeitig erhöhte Einzelraten aufweisen. Zufallskoinzidenzen dieser benachbarten Pixel werden die Nachbarbedingung des Triggers erfüllen und dadurch zu einer erhöhten Auslese– und Datenverarbeitungsrate führen, was eine erhöhte Totzeit des Systems mit sich bringt.
Abbildung 3.12 illustriert diesen Sachverhalt, wie er beispielsweise bei der Beobachtung des Krebsnebel auftritt. Im Abstand von 1.1^o vom Krebsnebel befindet sich der Stern *Zeta-Tauri*, dessen scheinbare Helligkeit 3^m beträgt. Dieser erzeugt in den entsprechenden Pixeln eine um einen Faktor $\sim$50 erhöhte Rate an Photoelektronen. Abbildung 3.12(a) zeigt den zeitlichen Verlauf der aus den Einzeltriggerraten berechneten Zufallskoinzidenzrate, während einer Meßreihe von 20 Minuten Dauer. Wie deutlich zu erkennen ist, steigt bei t=17 min die Zufallsrate stark an. Zu diesem Zeitpunkt wandert das Bild von Zeta-Tauri über die Grenze zwischen zwei Pixeln . Gleichzeitig erhöht sich auch die Rate an zufälligen Nachbarkoinzidenzen (b), weshalb die Rate, mit der Ereignisse ausgelesen werden ansteigt (c). Beachtet man den Unterschied in der absoluten Rate der zufälligen Nachbarkoinzidenzen und der Ausleserate, so ist zu erkennen, daß

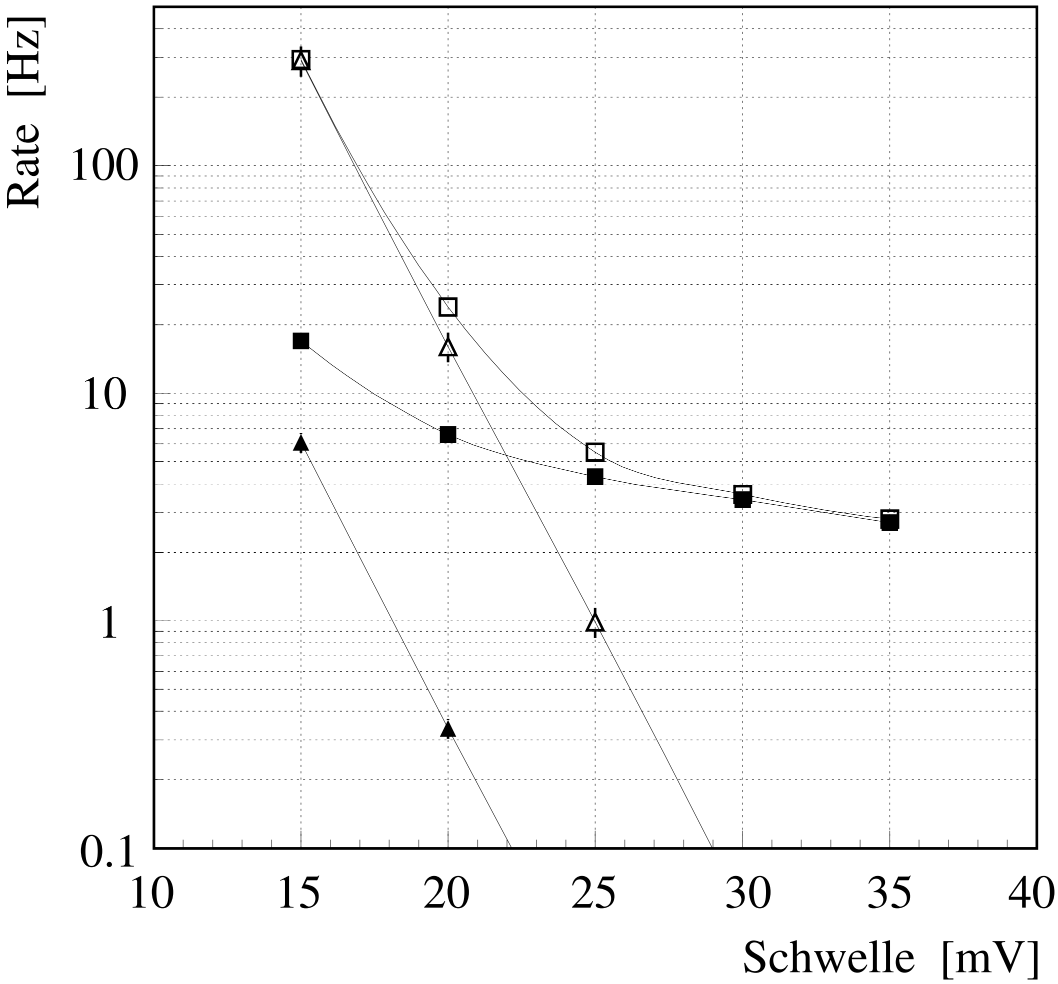

Abbildung 3.11: *Triggerraten als Funktion der Diskriminatorschwellen. Die Dreiecke bezeichnen die aus den Einzelraten berechnete Rate der Zufallskoinzidenzen für alle Zweierkombinationen (offen), bzw. für alle benachbarten Pixelpaare (geschlossen). Zur Triggerrate (offene Quadrate) tragen sowohl Luftschauerereignisse, als auch Zufallskoinzidenzen bei. Nur Ereignisse, die der Nachbarbedingung genügen, werden ausgelesen (geschlossene Quadrate).*

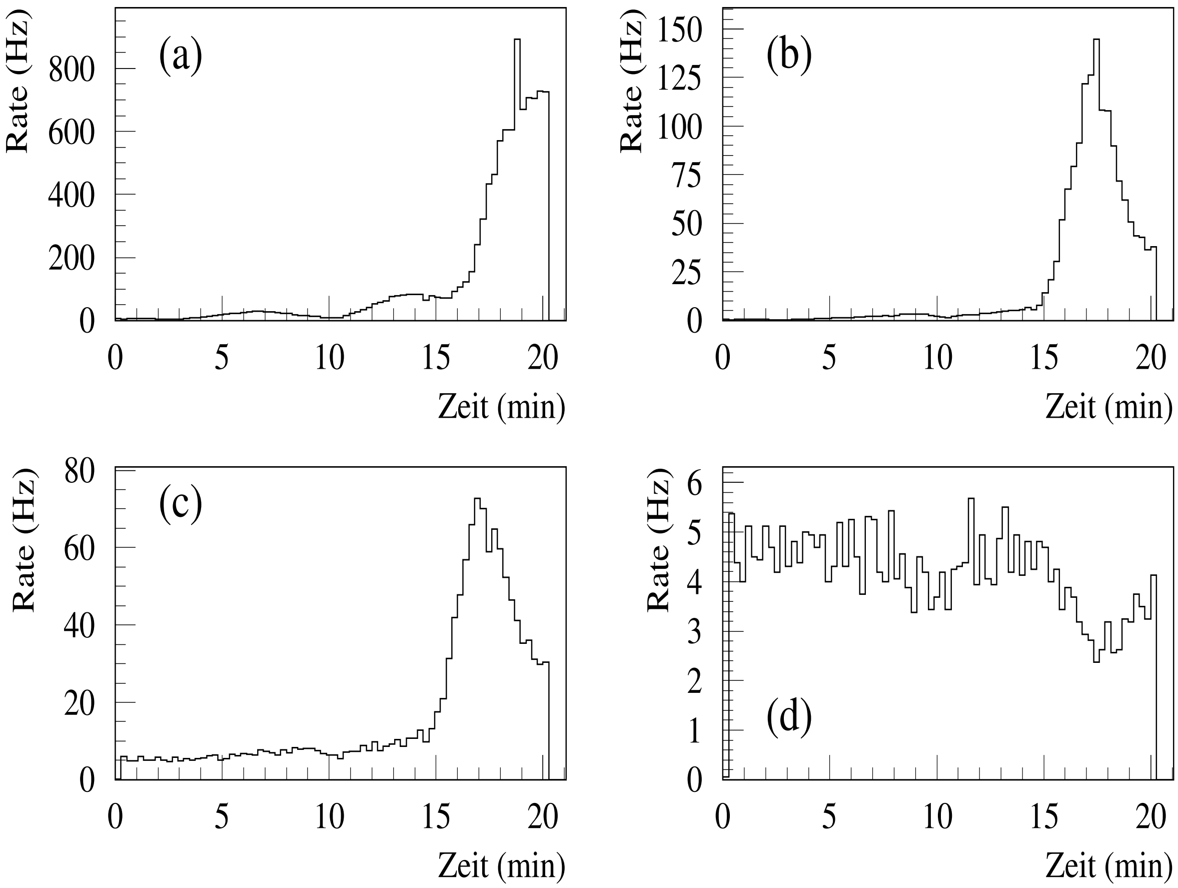

Abbildung 3.12: *Ereignisraten während eine Meßreihe von 20 Minuten Dauer mit einem Stern im Kameragesichtsfeld. Die Rate der Zufallskoinzidenzen sind für beliebige Pixelpaare in (a) bzw. für benachbarte Pixelpaare in (b) dargestellt. (c) zeigt die Rate, mit der Ereignisse der Nachbarbedingung genügen und ausgelesen werden. Werden die vom Stern betroffenen Pixel vom Trigger ausgeschlossen, so ergibt sich die "bereinigte" Ereignisrate (d).*

nur ca. 60 % aller Ereignisse verarbeitet werden. Der Grund hierfür sind Totzeitverluste aufgrund der hohen Verarbeitungsrate. Diese sind auch sichtbar, wenn man in der anschließenden Analyse eine "bereinigte" Ereignisrate betrachtet (d). Diese erhält man, indem man alle Ereignisse verwirft, bei denen die beiden vom Stern betroffenen Pixel den Trigger ausgelöst haben. So ist auch hier zu erkennen, daß die Rate an guten Ereignissen bei t=17 ebenfalls auf ca. 60 % absinkt.
Um solche massive Totzeitverluste durch den Einfluß von Sternen zu vermeiden, werden diejenigen Pixel vom Trigger ausgeschlossen, in welche der Stern gerade abgebildet wird. Die Entscheidung, welche Pixel aus dem Trigger zu nehmen sind, wird vom Online Programm gefällt und automatisch durchgeführt. Als Entscheidungskriterium dienen die Anodenströme der Pixel. Überschreitet der Anodenstrom eine Schwelle von 9 μA so

wird das Pixel durch einen VME–Zugriff auf der Diskriminatorkarte vom Trigger ausgeschlossen. Da die Anodenströme zyklisch alle 16 Sekunden ausgelesen werden, wird mit dem gleichen Zeittakt die Triggerbedingung erneuert. Jede Änderung der Triggerbedingung wird im Datenfile gespeichert, so daß diese Information für die Analyse zur Verfügung steht.

3.4.3 Eichung der Diskriminatorschwelle

Die Schwellen der Diskriminatoren sind für die normale Datennahme auf 18 mV eingestellt, mit einer mittleren Abweichung von <1 mV. Für den Vergleich der Meßdaten mit den Luftschauersimulationen ist es notwendig, die Schwelle in Einheiten von Photoelektronen zu kennen. Die Eichung der Diskriminatorschwellen erfolgt anhand der

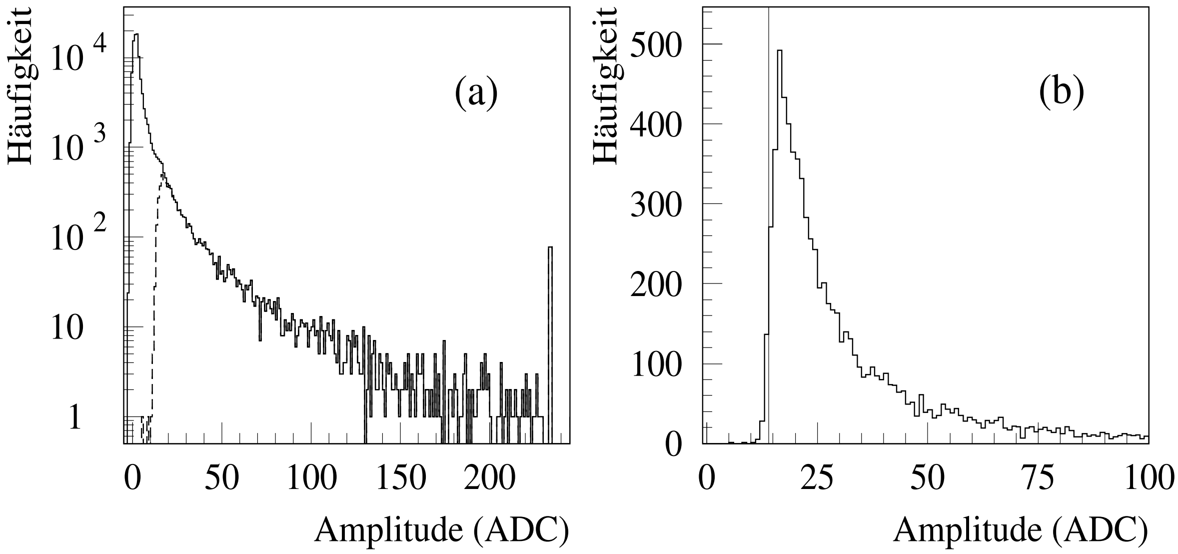

Abbildung 3.13: *(a) Amplitudenspektrum eine Pixels über alle Ereignisse (durchgezogene Line), sowie für Ereignisse, bei denen das Pixel am Trigger der Ereignisse beteiligt ist (gestrichelte Linie). (b) zeigt nochmals das exklusive Spektrum in linearer Darstellung. Die Linie bezeichnet die Amplitude, aus welcher die Schwelle des Diskriminators bestimmt wird.*

Meßdaten mit Hilfe der FADC–Spektren (Abb. 3.13(a)) der Pixel. Wie aufgrund des steilen Spektrums des kosmischen Strahlung zu erwarten ist, fallen auch die Amplitudenspektren der Pixel steil ab. Während sich das inklusive Spektrum eines Pixels (durchgezogene Linie) bei kleinen Amplituden bis in das Rauschen hinein erstreckt, bricht das Amplitudenspektrum bei etwa 14 FADC–Einheiten ab, wenn gefordert wird, daß das Pixel zum Trigger der Ereignisse beigetragen hat (gestrichelte Linie). Aus der unteren Grenze des Spektrums (Abb. 3.13 (b)) läßt sich hieraus bei bekannter Eichung der FADC–Amplituden (siehe oben) die Diskriminatorschwelle in Einheiten von Photoelektronen eichen. Über die gesamte Kamera gemittelt ergibt sich eine mittlere Schwelle von 15 Photoelektronen mit einer mittleren Abweichung von ± 1 Photoelektron.

3.5 Kontrolle der Teleskoporientierung

Da Tscherenkov–Teleskope ein relativ kleines Gesichtsfeld haben, ist es notwendig, bereits während der Messung die Ausrichtung des Teleskopes hinreichend genau ($\ll$Kameraradius) zu kennen, um der Bahn des zu beobachtenden Objektes tatsächlich folgen zu können. Für die anschließende Analyse der Daten sollte die Position des Teleskopes mit einer Genauigkeit bekannt sein, die nur noch durch die Digitalisierung der Winkelgeber von 0.022^o begrenzt ist.
Außerdem ist erwünscht, daß für die Berechnung der Sollposition des Teleskopes während der Datennahme, neben den Koordinaten des Objektes ausschließlich die Kenntnis der Zeit, sowie der Positionen der beiden Winkelgeber notwendig ist. Eventuelle Online–Korrekturen, die aufgrund einer ungenauen Ausrichtung der Teleskopachsen notwendig wären, sollen nicht durchgeführt werden. Dadurch wird die Programmierung der Steuerung deutlich vereinfacht und unnötige Fehler vermieden. Aus diesem Grund wurde bereits beim Aufbau des Teleskopes auf eine möglichst genaue Justierung der Spiegel und der Teleskopachsen geachtet. Besonders kritisch ist dabei die Ausrichtung der Azimutachse. Diese wurde mit einer Neigung von $<0.02^o$ gegen die Vertikale ausgerichtet. Neben einer möglichen Verkippung der Teleskopachsen sind eine Reihe weiterer Ursachen denkbar, die zu Abweichungen der Ist–Position des Teleskopes von der Sollposition führen können:

1) Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Nullwerte der Winkelgeber.

2) Durchbiegung der Masten: aufgrund des Gewichtes der Kamera und der Kabel ist eine Biegung der Masten zu erwarten, deren Größe vom Zenitwinkel der Beobachtung abhängt.

3) Systematische Effekte der Steuerungsprogramme.

Zur Bestimmung der exakten (im obigen Sinne) Ausrichtung des Teleskopes, bzw. zur Messung von systematischen Abweichungen werden sogenannte *Point Runs* durchgeführt. Bei diesen Messungen wird das Teleskop auf einem Raster um die Position eines Sternes herum ausgerichtet und jeweils die Ströme der PMTs gemessen. Aus dem

Schwerpunkt der Stromverteilungen lassen sich dann mit einer Genauigkeit von besser als 0.02^o die absolute Ausrichtung des Teleskopes bestimmen und systematische Abweichungen messen. Eine detaillierte Beschreibung der Messungen, sowie die genaue Analyse sind in [PUE96] zu finden.
Der Vorteil der Point Runs liegt in der hohen Genauigkeit, mit der die Ausrichtung des Teleskopes gemessen werden kann. Ein Nachteil besteht jedoch darin, daß Point Runs typischerweise zwischen 10 und 20 Minuten dauern, und diese Zeit für die Beobachtung verloren geht. Außerdem werden Point Runs nicht im identischen Betriebsmodus durchgeführt, wie die normale Datennahme, so daß es denkbar ist, daß nicht in Erwägung gezogene Effekte Unterschiede in der Positionierung des Teleskopes bei Point– und Daten Runs verursachen könnten.
Als unabhängige Kontrolle soll die Positionierung des Teleskopes daher auch direkt aus den Daten bestimmt werden. Dies ist für Objekte möglich, bei denen sich innerhalb des Gesichtsfeldes der Kamera ein Stern befindet. Während der normalen Datennahme werden im Abstand von 16 Sekunden die Ströme aller Pixel gemessen. Aus diesen wird dann jeweils der Schwerpunkt bestimmt und mit der aktuellen Position des Sternes innerhalb der Kamera identifiziert. Dabei wird der durch das diffuse Nachthimmelslicht in den einzelnen Pixeln erzeugte Untergrundstrom von den Stromwerten subtrahiert. Aus der gemessenen Position des Sternes in der Kamera und der Sollposition läßt sich dann die Abweichung der Teleskoppositionierung berechnen. Die Genauigkeit dieser Methode ist jedoch beschränkt durch den Digitalisierungsfehler bei der Bestimmung des Stromschwerpunktes. Da die Größe des Bildes eines punktförmigen Objektes in der Fokalebene kleiner ist als der Pixeldurchmesser, werden die Schwerpunkte systematisch zum Zentrum des Pixels mit dem höchsten Strom hin rekonstruiert. Die maximale Ungenauigkeit, die dabei auftreten kann, beträgt etwa einen halben Pixeldurchmesser, also 0.12^o. Wegen der Rotation des Gesichtsfeldes wandert das Bild des Sternes auf einem Kreis durch die Kamera, so daß sich seine Position bezüglich der Pixel ständig ändert. Deshalb kann durch Mittelung der einzelnen Meßwerte eine größere Genauigkeit erreicht werden.
Während der Beobachtung des Krebsnebels befinden sich die beiden Sterne Zeta–Tauri und Tau–121 mit einer Helligkeit von 3^m bzw. 5.4^m innerhalb des Kameragesichtsfeldes. Anhand dieser beiden Sterne wurde eine von den Point Runs unabhängige Kontrolle der Positionierung vorgenommen. Abbildung 3.14 zeigt die aus 4500 Messungen rekonstruierten Positionen der beiden Sterne in der Kamera (rot). Die Bahnen der Sterne in der Kamera zeigen näherungsweise den kreisförmigen Verlauf. Die Wellenlinien in den Bahnen sind auf die erwähnte Digitalisierung zurückzuführen. Zum Vergleich sind die berechneteten Soll–Bahnen der beiden Sterne eingezeichnet (grün). Es ist zu erkennen,

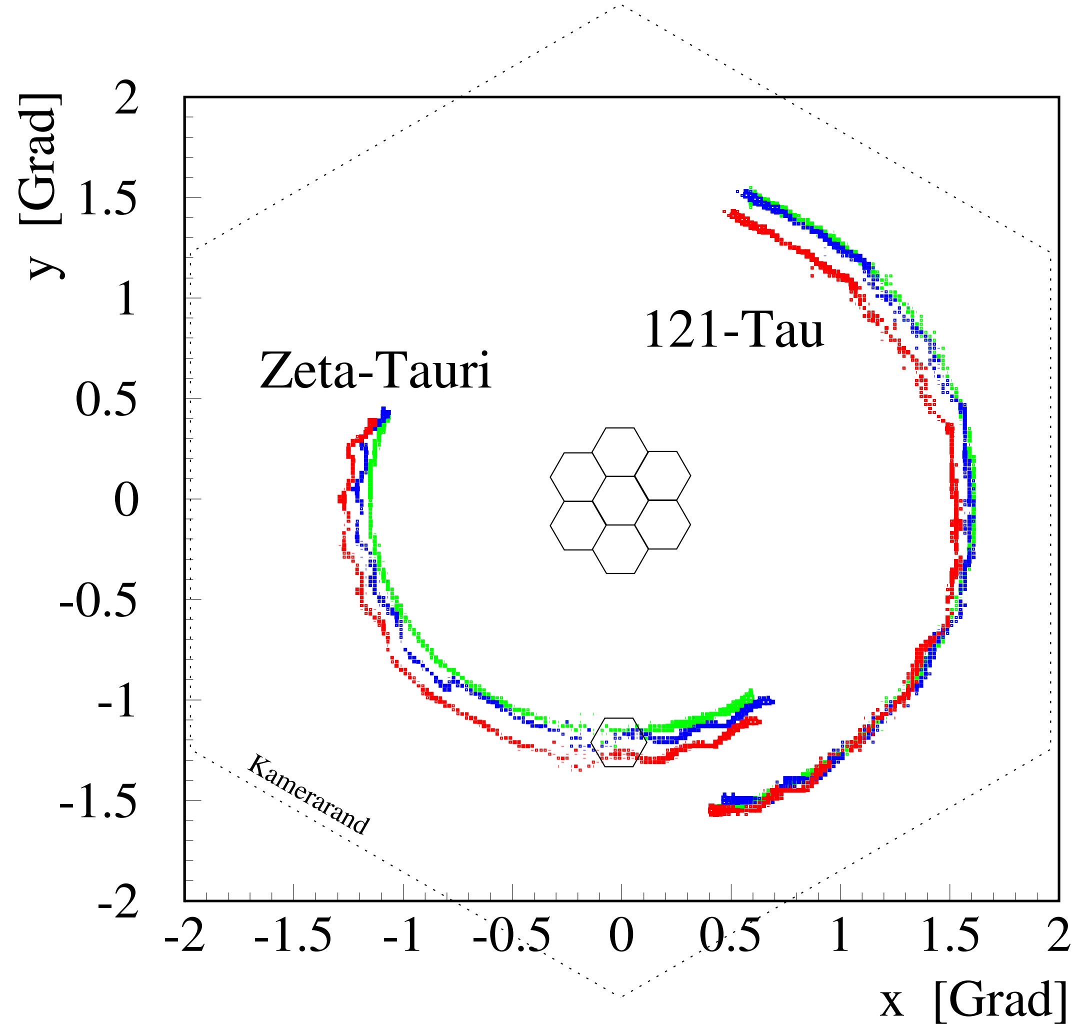

Abbildung 3.14: *Aus den Pixelströmen rekonstruierte Bahn von Zeta–Tauri und 121–Tau im Koordinatensystem der Kamera (rot). Nach der Korrektur der Positionierungenauigkeit stimmen die rekonstruierten Positionen (blau) sehr gut mit den Soll Positionen (grün) überein. Zum Größenvergleich sind die sieben zentralen Pixel, sowie der Rand des Kameragesichtsfeldes eingezeichnet.*

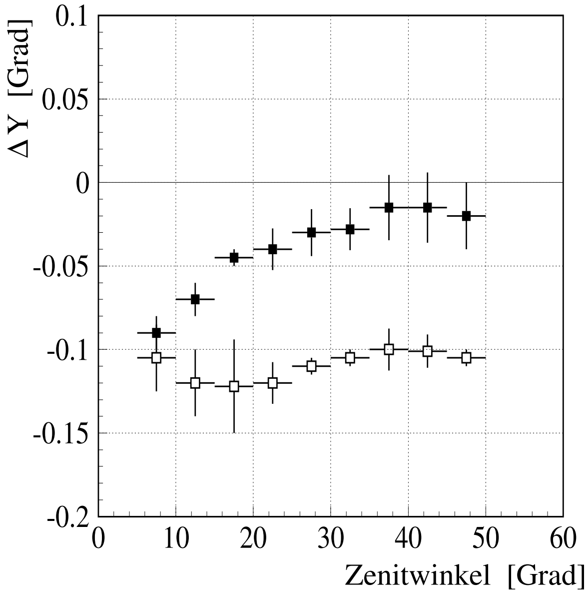

Abbildung 3.15: *Positionierungenauigkeit des Teleskopes (ΔY) für den Höhenwinkel als Funktion des Zenitwinkels vor (offene Quadrate) und nach der Kulmination (geschlossene Quadrate) des Krebsnebels.*

daß die Soll- und Ist–Bahnen im Prinzip übereinstimmen, und das Teleskop tatsächlich der Bahn des Krebsnebels folgt. Aus den Abweichungen der gemessenen Positionen der Sterne von den Sollpositionen werden systematische Korrekturen für den Azimut– und den Höhenwinkel berechnet. Während für die Azimutachse eine konstante Korrektur von 0.06^o bestimmt wird, hängt die Korrektur des Höhenwinkels vom Zenitwinkel der Beobachtung ab (Abb. 3.15). Außerdem unterscheiden sich die Korrekturen vor und nach der Kulmination des Objektes. Die Ursachen für dieses Verhalten sind durch eine Zenitwinkelabhängigkeit der Biegung der Master, sowie durch die Neigung der Azimutachse gegen die Vertikale zu erklären.

Kapitel 4

Parametrisierung der Kamerabilder

Die Lichtverteilungen von Luftschauern in der Kamera sind bestimmt durch die longitudinale und transversale Entwicklung der Schauer in der Atmosphäre. In diesem Kapitel soll nun zunächst eine Parametrisierung der Intensitätsverteilung vorgestellt werden, anhand derer eine quantitative Beschreibung der Kamerabilder möglich ist. Im zweiten Abschnitt werden die Bildparameterverteilungen von gemessenen Luftschauern mit denen aus Simulationsrechnungen verglichen[1]. Schließlich wird gezeigt, wie mit Hilfe der Bildparameter eine Unterscheidung zwischen γ– und hadroninduzierten Schauern möglich ist.

4.1 Die Hillas–Parameter

Die Intensitätsverteilung des Tscherenkovlichtes eines Schauers spiegelt dessen longitudinale und transversale Entwicklung wider. Aufgrund der abbildenden Funktion des Teleskopes lassen sich aus der gemessenen Intensitätsverteilung Rückschlüsse auf die Art, die Richtung und die Energie des Primärteilchens ziehen. Eine Parametrisierung der Intensitätsverteilung soll diese in quantitativer Form zugänglich machen, so daß Aussagen über das Primärteilchen möglich werden. Ein neues, numerisches Verfahren, welches diese Bedingnungen sehr gut erfüllt, wurde im Rahmen einer weiteren Arbeit entwickelt [MAU96].

Für die folgenden Analysen wird ein Verfahren angewandt, welches die Lichtverteilungen in der Kamera durch Ellipsen nähert [HIM85]. Die in diesem Verfahren eingeführ-

[1] Im folgenden werden für die Berechnung der Bildparameter nur die inneren 169 Pixel der Kamera berücksichtigt, da aufgrund von Lieferschwierigkeiten ein Teil der Pixel auf den äußeren beiden Ringen der Kamera erst ab Feb. 1996 mit FADCs ausgerüstet werden konnte.

ten Bildparameter sind unter dem Namen *Hillas–Parameter* bekannt und werden in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Hillas–Parameter kann man aufteilen in eine Gruppe, welche die Form der Lichtverteilung beschreibt und eine zweite Gruppe, die Information über die Position und Richtung enthält. Zur Berechnung der Hillas–Parameter wird aus der Verteilung der Lichtintensität in der Kamera der Trägheitstensor bezüglich des Bildschwerpunktes berechnet. Durch Diagonalisierung des Tensors erhält man ein Koordinatensystem, dessen Achsen gerade die Hauptachsen der Ellipsoide darstellen. Die Bildparameter *Length* und *Width* sind dann definiert durch die mittlere quadra-

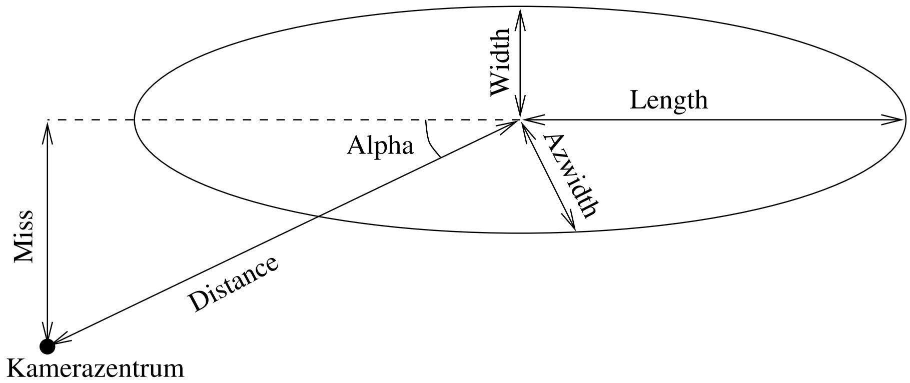

Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung der Hillas–Parameter zur Charakterisierung der Intensitätsverteilung in der Kamera.*

tische Abweichung der Intensitätsverteilung bezüglich dieser Achsen. Damit spiegeln diese beiden Parameter die longitudinale und laterale Form des Emissionsgebietes für Tscherenkovlicht in Luftschauern wider (vgl. Kap. 1.3.1). Der dritte Formparameter – *Concentration* – ist definiert durch die Summe der beiden höchsten Lichtintensitäten im Verhältnis zur gesamten Lichtintensität eines Ereignisses. Dieser Parameter beschreibt die Kompaktheit eines Luftschauers.

Der Winkel *Alpha* gibt Auskunft über die Orientierung der Schauerachse bezüglich der Ebene, die durch die optische Achse des Teleskopes und den Auftreffpunkt des Schauers festgelegt ist. Für Schauer, deren Einfallsrichtung in dieser Ebene liegen, zeigen die Ellipsen zum Kamerazentrum hin und haben somit einen kleinen Winkel *alpha*. Dies gilt insbesondere für Schauer, deren Richtung parallel zur optischen Achse verläuft.

Der *Distance*–Parameter beschreibt den Abstand des Hauptemissionsgebietes eins Schauers von der optischen Achse des Teleskopes. Im Koordinatensystem der Kamera berechnet sich dieser aus dem Abstand des Bildschwerpunktes zum Kamerazentrum.

Weitere Bildparameter, nämlich *Azwidth, Azlength* und *Miss* sind Kombinationen aus den soeben vorgestellten Größen. Da diese in der folgenden Analyse nicht angewendet werden, sollen sie auch hier nicht näher erläutert werden.

Bei der Berechnung der Bildparameter stellt sich das Problem, daß das Rauschen des Nachthimmelslichtes den Bildern der Luftschauer überlagert ist. Da die Parametrisierung der Bilder auf die Berechnung der zweiten Momente der Intensitätsverteilung beruht, sind die Bildparameter sehr empfindlich auf Fluktuationen durch Streulicht, welche in der Kamera in großem Abstand vom Bild des Schauers auftreten können. Für die praktische Berechnung der Parameter werden daher nur solche Pixel berücksichtigt, deren Amplitude eine Schwelle von 12 Photoelektronen überschreitet, oder aber größer als 5 Photoelektronen ist, wobei dann ein benachbartes Pixel die obere Schwelle überschritten haben muß. Die untere Schwelle wurde dabei so gewählt, daß sie etwa zwei Standardabweichungen über dem Rauschen der Pixel liegt, die bei der Beobachtung des Krebs–Nebels durch Streulicht von Sternen betroffen sind (Kap.5.2.1). Durch diese Wahl der Schwellen wird die Bestimmung der Bildparameter nahezu unabhängig vom Rauschen.

4.2 Vergleich der gemessenen Parameterverteilungen mit Simulationen

4.2.1 Die Simulation von Luftschauern

Um die Konsistenz der gemessenen Bildparameterverteilungen zu überprüfen und um schließlich Unterscheidungskriterien für die γ–Hadron Trennung zu finden, werden Monte–Carlo Luftschauersimulationen herangezogen. Für die hochauflösende Kamera steht eine Datenbank simulierter Luftschauer zur Verfügung, welche mit einem von A.Plyascheschnikow und A.Konopelko entwickelten Programm generiert wurde.
Dieses Programm gliedert sich in drei Pakete zur Simulation von hadronischen Wechselwirkungen, von elektromagnetischen Schauern sowie zur Entstehung und Ausbreitung von Tscherenkovlicht.
Die Simulation der hadronischen Komponente basiert auf der Extrapolation von den in Beschleunigerexperimenten gemessenen Wirkungsquerschnitten für pp- und pn–Kollisionen [HIM79], [RAN72], [SHA87]. Bei primären Kernen mit Z>1 werden die Nukleonen als unabhängige Stoßpartner behandelt. Die Fragmentation der Kerne wird dann ebenfalls durch die Extrapolation von Beschleunigerdaten in den TeV–Bereich beschrieben.
Die Simulation der elektromagnetischen Kaskaden schließt neben der Bremsstrahlung und Paarbildung auch Ionisationsverluste, den photoelektrischen Effekt, sowie Coulomb- und Comptonstreuung ein.

Primärteilchen	Zenitwinkel	Energiebereich	Radialbereich	Anzahl d. Bilder
γ	0	0.05 – 30 TeV	0 – 250 m	130000
γ	30	0.05 – 30 TeV	0 – 250 m	61000
Proton	0	0.05 – 30 TeV	0 – 250 m	960000

Tabelle 4.1: *Übersicht über die verwendeten MC–Datenbanken.*

Bei der Simulation des Tscherenkovlichtes wird die Absorption von Photonen an Aerosolen und durch Ozon berücksichtigt, sowie der Verlust durch Rayleigh–Streuung. Für die Modellierung der Atmosphäre und der Extinktionskoeffizienten greift das Programm auf Werte aus [ELT68] zurück.
Eine detaillierte Beschreibung des Programmes findet sich in [PLY88] und [KON92].
Für die hochauflösende Kamera wurden Luftschauer sowohl für primäre γ–Quanten und Protonen, als auch für mittelschwere Kerne (O, Si, Al) und schwere (Fe) Kerne generiert. Wie erste Untersuchungen an den Simulationen gezeigt haben, liegt der Beitrag von mittelschweren und schweren Elementen an den getriggerten Ereignissen bei weniger als 2 % [PLY96], wenn man eine Zusammensetzung der kosmischen Strahlung annimmt, wie sie in [WIE94] zusammengefaßt ist. Aus diesem Grund werden im folgenden nur Protonschauer stellvertretend für den Untergrund der kosmischen Strahlung berücksichtigt. Eine Übersicht über die verwendeten Datenbanken gibt Tabelle 4.1. Bei der Simulation der γ–Schauer wurde angenommen, daß diese von einer Punktquelle ausgehen. Ihre Einfallsrichtung ist daher parallel zur Teleskopachse gewählt. Die Protonschauer wurden hingegen mit einer isotropen Winkelverteilung generiert, mit Winkelabständen bis zu 3^o von der Teleskopachse.
Die Verteilungen der Abstände der Schauer von der Teleskopachse, sowie deren Energie sind innerhalb fester Intervalle vorgegeben. Um eine Gleichverteilung der Schauerpositionen über eine Kreisfläche mit einem Radius von 250 m zu simulieren, und um ein primäres Energiespektrum der Form

$$\frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-\alpha} \tag{4.1}$$

mit dem differentiellen spektralen Index α=-2.7 zu erzeugen, werden im folgenden immer geeignete Gewichtungsfaktoren für die einzelnen Ereignisse verwendet.

4.2.2 Simulation des Detektors

Das Simulationsprogramm für Luftschauer liefert als Ausgabeparameter neben den Parametern des Primärteilchens für jedes Pixel die erwartete Anzahl an Photoelektronen. Dabei werden bereits die Effizienz des optischen Systems bestehend aus den Spiegeln, der Plexiglasplatte vor der Kamera und den Lichttrichtern berücksichtigt, sowie die Quanteneffizienz der Photomultiplier. Ebenso ist der Untergrund durch das Nachthimmelslicht poissonverteilt um einen Mittelwert von 1.3 Photoelektronen hinzugewürfelt. Eine weitere Simulation der realen Eigenschaften des Detektors ist vom Benutzer hinzuzufügen. Diese wird im vorliegenden Fall in drei Schritten durchgeführt, entsprechend der Beiträge des optischen Systems, der Photomultiplier und des FADC–Systems.
Bei der Simulation des optischen Systemes sind die Aberrationen der Spiegel zu berücksichtigen. Diese führen dazu, daß paralleles Licht nicht auf einen Punkt, sondern auf eine Fläche abgebildet wird. Erste Messungen [PUE96] haben gezeigt, daß sich der Lichtfleck bei Lichteinfall parallel zur optischen Achse durch eine zweidimensionale Gaußverteilung mit einer Breite von 0.07^o (FWHM) beschreiben läßt. Bei zunehmendem Einfallswinkel erwartet man jedoch, daß sich der Lichtfleck vergrößert und seine Form asymmetrisch wird [LEW90]. Da hierzu noch keine Messungen vorliegen, kann

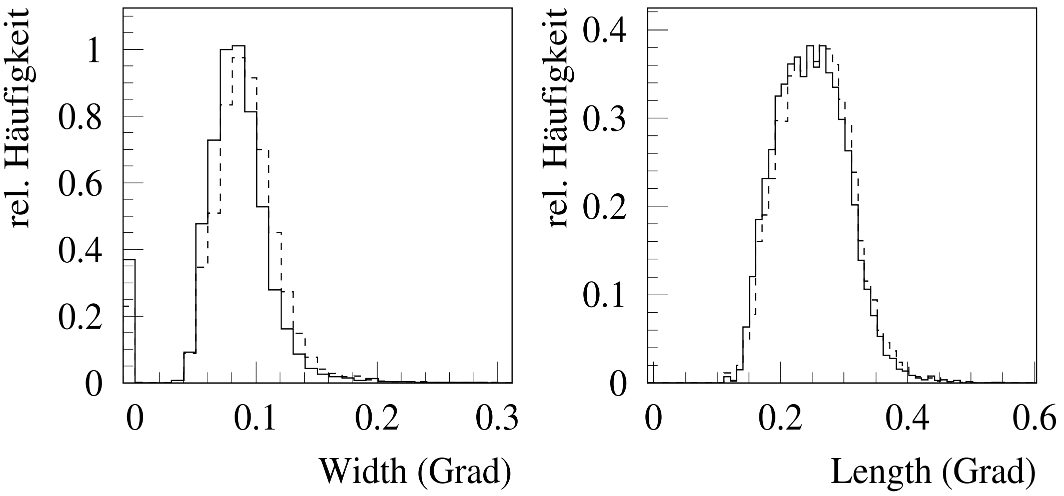

Abbildung 4.2: *Simulierte Verteilungen der Bildparameter Width und Length von vertikalen γ–Schauern ohne (durchgezogene Line) und mit Detektorsimulation (gestrichelte Line).*

der Einfluß der Spiegel nur grob berücksichtigt werden. Dazu wird 5 % der Lichtmenge eines Pixels zu gleichen Teilen auf die Nachbarpixel verteilt. Dies entspricht einer zweidimensionalen Gaußverteilung des Lichtfleckes mit einer Breite von 0.11^o (FWHM).
Bei der Simulation der Kamera wird zunächst das Ladungsrauschen der Dynoden-

verstärkung in den Photomultipliern berücksichtigt. Hierzu wird eine relative Breite σ_{SPE} der Einzelelektronenverteilung von 45 % eingesetzt, und die Signale von N Photoelektronen mit einer Breite von $0.45 \cdot \sqrt{N}$ gaußverteilt verschmiert. Mit den auf diese Weise erhaltenen Signalen wird dann überprüft, ob ein simuliertes Ereignis der Triggerbedingung genügt. Im dritten Schritt der Detektorsimulation wird dann der Phasenfehler des FADC–Systems bei der Abtastung der Signale berücksichtigt. Dieser wird näherungsweise ebenfalls gaußverteilt angenommen, mit einer Breite von 5 %. Der Einfluß der Detektorsimulation auf die Bildparameter ist in Abbildung 4.2 am Beispiel der Verteilungen von Width und Length für vertikale γ–Schauer dargestellt. Es zeigt sich, daß die Verteilungen durch die Detektorverschmierung zu größeren Werten hin verschoben werden.
Deutlich ist auch der Einfluß des Detektors auf die Triggereffizienz. Normiert man auf die Anzahl der bei einem idealen Detektor getriggerten γ–Schauer, so verschlechtert sich die Effizienz durch den Einfluß der Kamera und der Elektronik um 2.5 %, bei zusätzlicher Verschmierung durch die Spiegel um 7.5 %.

4.2.3 Die Verteilungen der Bildparameter

Für den Vergleich der Verteilungen der Bildparameter von simulierten und gemessenen Ereignissen werden nur Meßreihen herangezogen, die in sogenannten *OFF*–Regionen durchgeführt wurden. Während dieser Messungen werden mit dem Teleskop Himmelsregionen beobachtet, in denen sich (vermutlich) keine Quellen hochenergetischer γ–Strahlung befinden. Die gemessenen Verteilungen sind dann durch den hadronischen Untergrund der kosmischen Strahlung dominiert.
Die Verteilungen der Bildparameter hängen sowohl vom Zenitwinkel der Beobachtung (Abb. 4.3), als auch von den eingestellten Triggerschwellen ab. Deshalb werden für den Vergleich nur Ereignisse mit einem Zenitwinkel von weniger als 15° berücksichtigt. Da sich die Diskriminatorschwellen der einzelnen Pixel leicht unterscheiden, werden außerdem nur solche Ereignisse für den Vergleich herangezogen, bei denen mindestens zwei Pixel eine Amplitude von mehr als 17 Photoelektronen haben. Dadurch ist eine für alle Pixel gleiche Schwelle gewährleistet.
Abbildung 4.4 zeigt den Vergleich der Verteilungen von Width, Length, Concentration, sowie von *Halo*. Letztere ist eine zusätzlich eingeführte Größe, die gleich der Summe der Lichtmenge in denjenigen Pixeln ist, die über der unteren Bildschwelle liegen, jedoch nicht in die Berechnung der Bildparameter eingehen. Sie quantifiziert damit den diffusen Teil der Bilder von Luftschauern. Wie zu erkennen ist, besteht eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den simulierten Verteilungen von Width

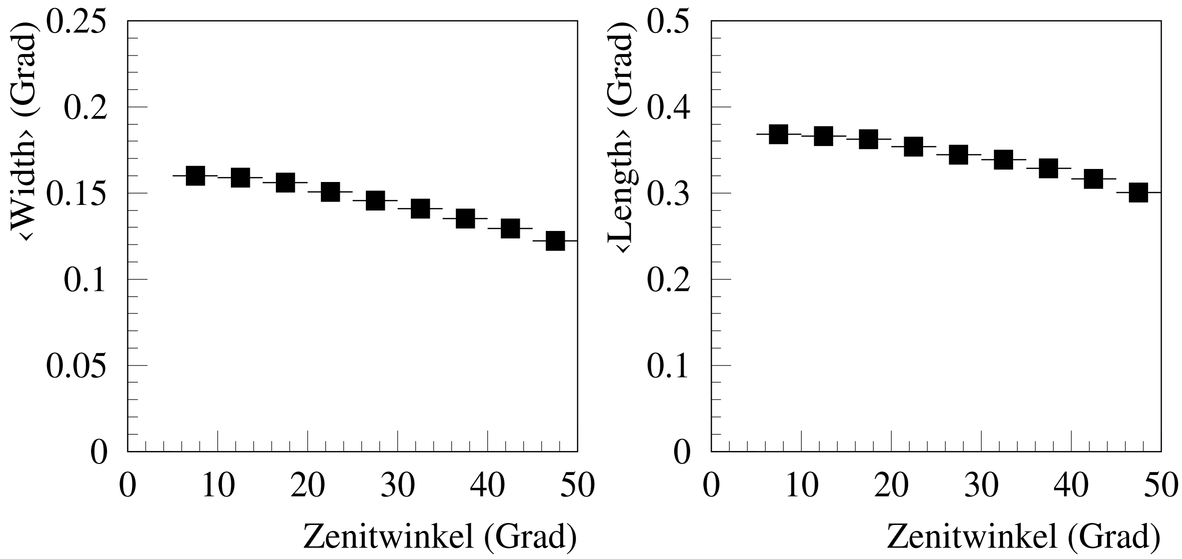

Abbildung 4.3: *Mittelwerte der Width– und Length–Verteilungen als Funktion des Zenitwinkels für gemessene Luftschauer.*

und Length. Ebenso wird die Verteilung der Anzahl der Pixel, die in die Bildberechnung eingehen (Bildpixel), sowie die Verteilung der Summe deren Amplitude (Lichtmenge) durch die Simulation gut wiedergegeben. Leichte Unterschiede zeigen sich jedoch bei den Verteilungen von Concentration und Halo.
Eine gute Übereinstimmung ist auch bei den Verteilungen der Richtungsparameter Alpha und Distance festzustellen (Abb. 4.5). Die Distance–Verteilung zeigt erwartungsgemäß einen linearen Anstieg bis zu einem Wert von 1.1^o. Bei größeren Werten zeigt sich zunächst eine Überhöhung, bevor die Verteilung am Rand der Kamera bei ca. 1.7^o abbricht. Diese Überhöhung wird durch Randeffekte verursacht. Schauer, deren Bild am Rand der Kamera liegen, werden systematisch näher zum Kamerazentrum hin rekonstruiert. Ebenfalls durch Randeffekte wird der Anstieg der Alpha Verteilung bei großen Werten verursacht. Berücksichtigt man nur Ereignisse, deren Abstand zum Kamerazentrum kleiner als 1.1^o ist, so zeigt die Alpha Verteilung den erwarteten flachen Verlauf.

4.3 Trennung von γ– und Hadronschauern

Das eigentliche Ziel der Beobachtungen ist die Suche nach Quellen hochenergetischer γ–Strahlung. Vergleicht man nun den in einem Zeitraum t gemessenen Überschuß an Ereignissen in der Quellenregion mit der Anzahl der gemessenen Ereignisse in einer

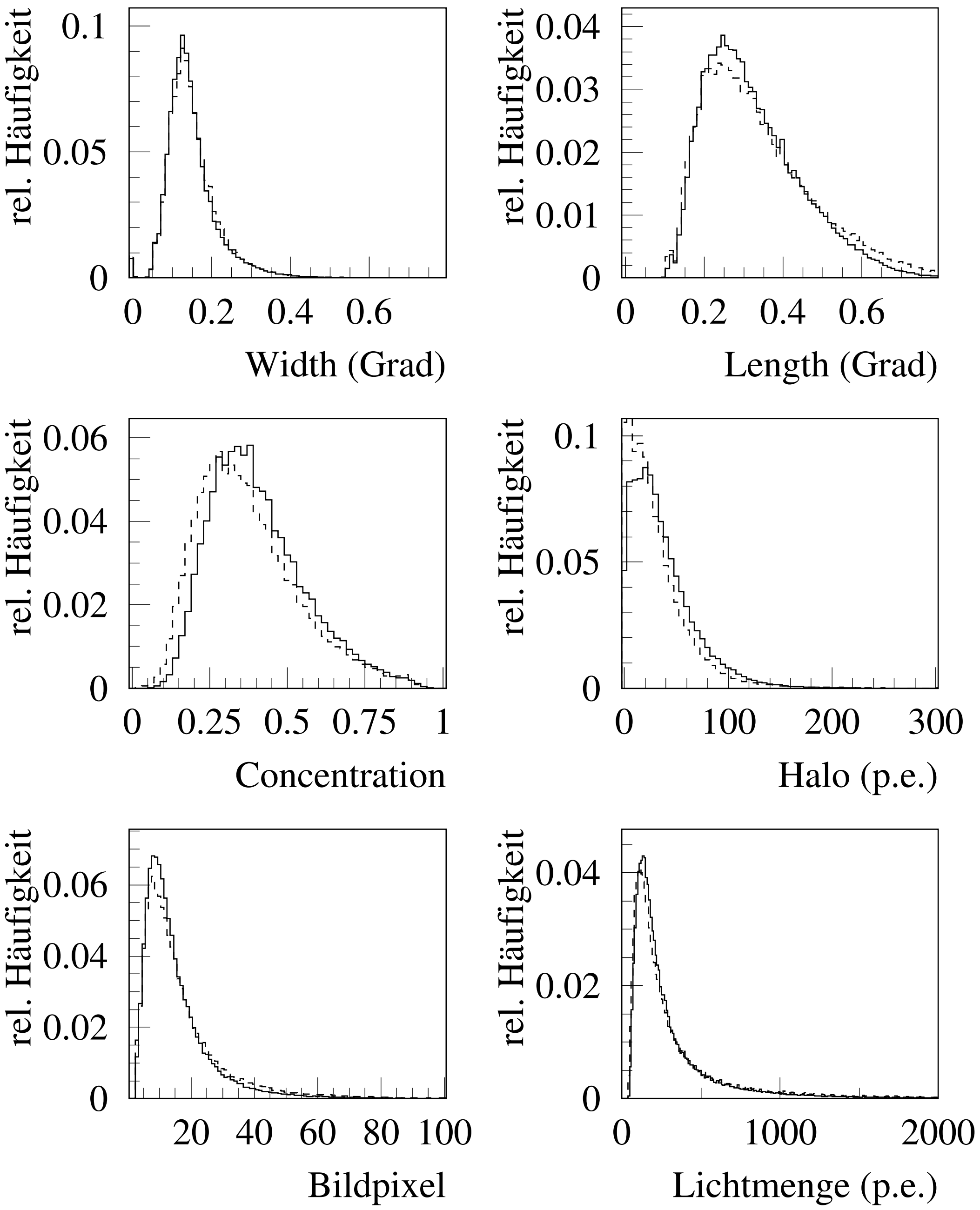

Abbildung 4.4: *Verteilungen der Bildparameter von simulierten Protonschauern (durchgezogene Linien) und gemessenen Luftschauern (gestrichelt).*

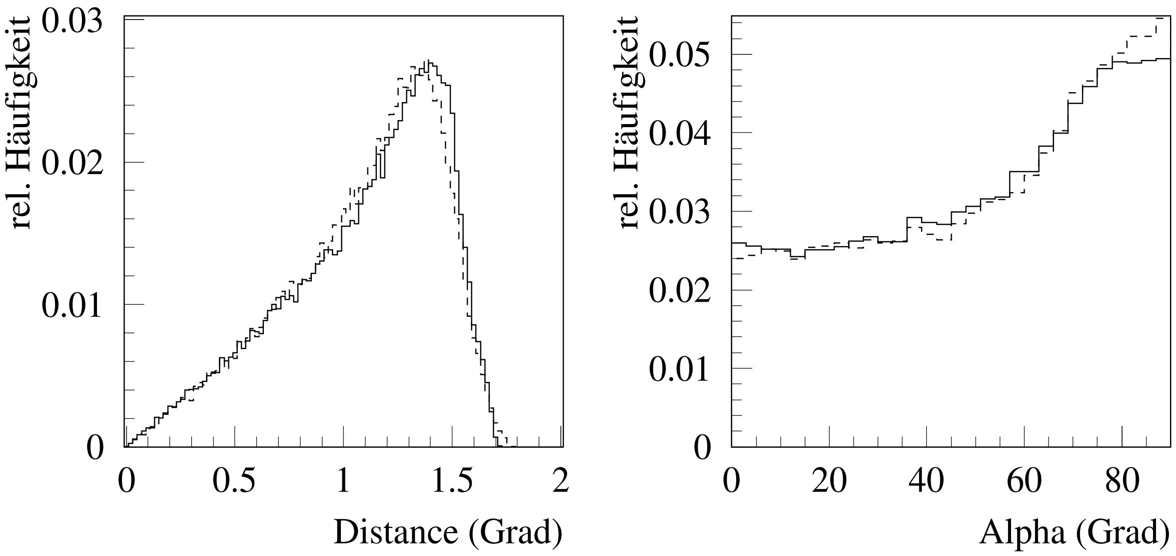

Abbildung 4.5: *Verteilungen der Richtungsparameter Distance und Alpha von simulierten Protonschauern (durchgezogene Linien) und gemessenen Luftschauern (gestrichelt).*

Untergrundregion, so wird die Signifikanz der Messung beschrieben durch:

$$S = k \cdot \frac{R_\gamma}{\sqrt{R_U}} \cdot \sqrt{t}, \tag{4.2}$$

wobei R_γ die Nachweisrate für γ–Schauer ist und R_U die Nachweisrate für Untergrundereignisse. Der Faktor k hängt ab von der Art der Untergrundbestimmung und liegt typischerweise zwischen $1/\sqrt{2}$ und 1.
Geht man nun von einer Quelle mit einer Nachweisrate $R_\gamma \sim 10^{-3} R_U$ aus, so beträgt die Signifikanz der Messung nach einer Meßzeit von 900 Stunden nur 3 Standardabweichungen, bei einer angenommenen Untergrundrate R_U=5 Hz.
Durch die Möglichkeit der Trennung von γ– und Hadronschauern ist es jedoch möglich, die Empfindlichkeit des Detektors zu steigern. Definiert man κ_γ bzw. κ_U als die relative Nachweiswahrscheinlichkeit für getriggerte γ–Schauer bzw. Untergrundereignisse nach der γ–Selektion, so ist die Steigerung der relativen Empfindlichkeit des Detektors durch den Gütefaktor $\eta = \frac{\kappa_\gamma}{\sqrt{\kappa_U}}$ gegeben.
Im Folgenden sollen nun anhand der Verteilungen der Bildparameter Auswahlkriterien für die Anreicherung von γ–Schauern gefunden werden. Dabei wird gefordert, daß durch die Anwendung der Auswahlkriterien der Gütefaktor η möglichst groß wird, gleichzeitig aber die relative Nachweiswahrscheinlichkeit κ_γ einen (willkürlich gewählten) Wert von etwa 0.5 nicht unterschreitet, um die Rate der nachgewiesenen γ–Schauer nicht zu stark zu verringern.
Wie bereits zuvor bemerkt, werden die Bildparameter von Schauern, deren Bild im

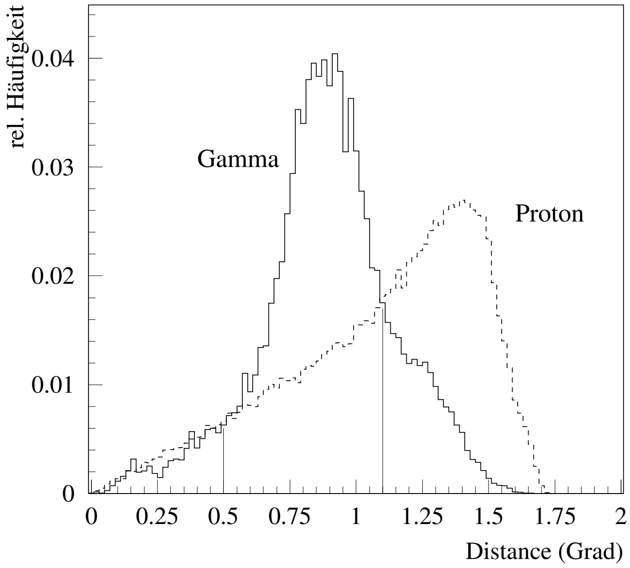

Abbildung 4.6: *Verteilung des Distance Parameters für simulierte Proton- und γ–Schauer. (Die Verteilungen sind auf die Fläche normiert.)*

Randbereich der Kamera liegt nur schlecht rekonstuiert. Außerdem wächst auch der relative Anteil an nachgewiesenen Protonschauern bei großen Distance Werten stark an (Abb.4.6). Bei Schauern, deren Bildschwerpunkt nahe dem Kamerazentrum liegen, entarten die Ellipsen zu Kreisen, so daß deren Richtung nicht mehr bestimmt werden kann. Daher werden im folgenden nur Bilder berücksichtigt, deren Schwerpunkte im Bereich zwischen 0.5^o und 1.1^o liegen. Durch diese Auswahl werden bereits 65 % der Protonschauer unterdrückt. Gleichzeitig bleiben 75 % der γ–Schauer erhalten. Dies entspricht einem Gütefaktor η= 1.27.

Abbildung 4.7 zeigt die Verteilungen der Formparameter für simulierte γ– und Protonschauer. Wie zu erwarten, unterscheiden sich die Verteilungen für γ–Schauer deutlich von denen der Protonschauer. Die kleinere longitudinale und transversale Ausdehnung der γ–Schauer äußert sich direkt in kleineren Werten für Width und Length. Die Bilder sind kompakter und weisen weniger Licht im Halo Bereich auf. Zur Bestimmung der Abschneideparameter werden jeweils die normierten kumulativen Verteilungen aufgetragen, sowie der daraus berechnete Qualitätsfaktor η. Die daraus erhaltenen Abschneideparameter, sowie die relativen Nachweiseffizienzen und Gütefaktoren sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Es zeigt sich , daß durch einzelne Anwendung der Abschneideparameter ein Erhöhung der Empfindlichkeit um einen Faktor 1.4 bis 2.0 erreicht werden kann, bei einer relativen Akzeptanz für γ–Schauer von 0.72 % bis 0.94 %. Wegen der Korrelation der Bildparameter führt eine gemeinsame Anwendung der vier Selektionskriterien zu einer Erhöhung des Qualitätsfaktors, die kleiner ist als das Produkt der einzelnen Qualitätsfaktoren. Werden aller vier Selektionskriterien zusammen angewendet, so beträgt die relative Akzeptanz für vertikale γ–Schauer 55 %, bzw. 3 % für Protonschauer. Dies

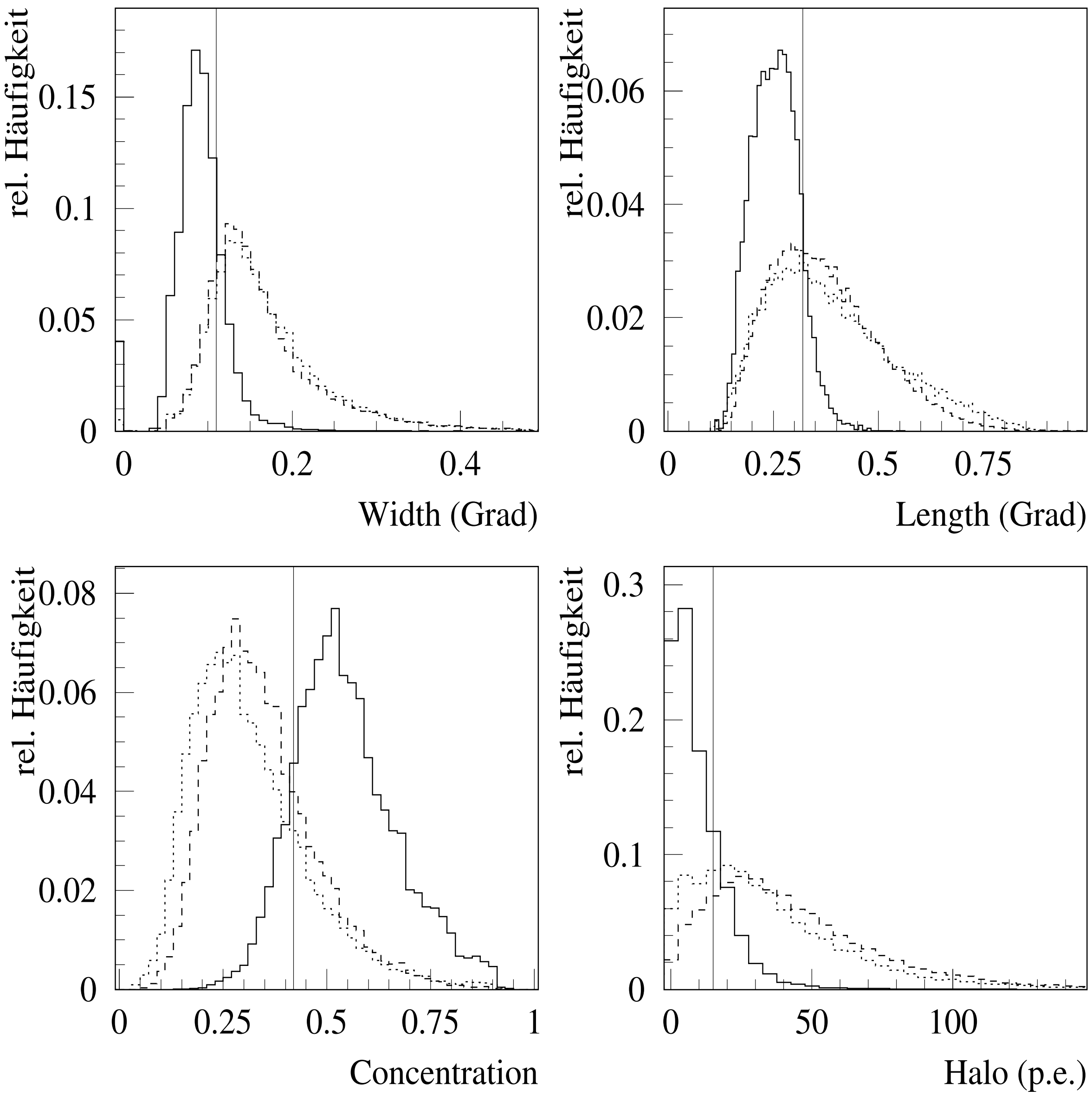

Abbildung 4.7: *Monte–Carlo Simulation der Verteilungen der Formparameter Width, Length, Concentration und Halo für γ–Schauer (durchgezogene Linie) und Protonschauer (gestrichelt) mit vertikaler Einfallsrichtung im Distance Bereich von 0.5° bis 1.1°. Die eingezeichneteten Linien zeigen die gewählten Werte für die Abschneideparameter. Zusätzlich sind die gemessenen Verteilungen von Luftschauerereignissen mit einem Zenitwinkel von kleiner 15° eingezeichnet (punktiert). (Die Verteilungen sind auf die Fläche normiert.)*

entspricht einem Qualitätsfaktor η=3.2.
Es soll nun der Einfluß der Selektionskriterien auf die Unterdrückung von hadronisch

Cut	κ_γ	κ_P	η	$\kappa_\gamma(30^o)$
Width $< 0.11^o$	0.80	0.18	2.0	0.90
Length $< 0.34^o$	0.94	0.46	1.4	0.98
Conc. > 0.42	0.85	0.23	1.7	0.94
Halo < 12 p.e.	0.72	0.16	2.0	0.80
Multi–Cut	.55	0.03	3.2	0.69

Tabelle 4.2: *Einfluß der Selektionskriterien zur γ–Hadron Trennung. Es sind die aus der Simulation erhaltenen relativen Nachweiseffizienzen für vertikale γ– und Hadronschauer aufgelistet, sowie der Qualitätsfaktor η. Zusätzlich sind die Nachweiseffizienzen für γ–Schauer mit einem Zenitwinkel von 30^o angegeben.*

induzierten Luftschauern getestet werden. Dazu werden die Daten von OFF–Regionen in zwei Datensätze mit Zenitwinkeln kleiner als 15^o, bzw. zwischen 25^o und 45^o unterteilt und die Selektionskriterien einzeln bzw. zusammen angewendet. Es zeigt sich, daß bei kleinen Zenitwinkeln etwa 10 % weniger Schauer die Schnitte auf Width, Length und Concentration passieren, als man es aufgrund der Simulationen erwartet (s. Tab.4.3) Der Grund hierfür liegt vermutlich darin, daß die Spiegelaberrationen in der Simulation des Detektors nicht richtig berücksichtigt werden konnten. Bildverzerrungen durch die Spiegel äußern sich jedoch in größeren Werten von Width und Length, sowie in einer kleineren Concentration, so daß schließlich mehr Bilder verworfen werden als erwartet. Bei großen Zenitwinkeln entwickeln sich die Schauer in einer größeren Höhe, weshalb ihre Bilder kompakter werden(vgl. Abb.4.3). Aus diesem Grund werden bei großen Zenitwinkeln weniger Schauer unterdrückt.
Die Hadronunterdrückung anhand der Größe Halo ist über den gesamten Zenitwinkelbereich schlechter als erwartet. Eine mögliche Ursache hierfür kann in einer leichten Überschätzung der Lichtempfindlichkeit des Gesamtdetektors in der Simulation liegen, in Verbindung mit dem Schwellenverhalten von Halo. Pixel, die im Randbereich des Bildes eines Schauers liegen, mit einer "wahren" Amplitude wenig unter der unteren Bildschwelle, würden diese dann überschreiten und somit zu einer Verbreiterung der Halo Verteilung beitragen, so daß die Simulation einen höheren Unterdrückungsfaktor voraussagt.
Wendet man schließlich alle Selektionskriterien gemeinsam an, so beträgt der Unterdrückungsfaktor für Hadronschauer zwischen 10 bei großen und 20 bei kleinen Zenit-

winkeln.

Cut	κ_P	$\kappa_U(z < 15^o)$	$\kappa_U(25^o < z < 45^o)$
(1) Width $< 0.11^o$	0.18	0.15	0.24
(2) Length $< 0.34^o$	0.46	0.43	0.53
(3) Conc. > 0.42	0.23	0.19	0.30
(4) Halo < 12 p.e.	0.16	0.21	0.31
(1)+(2)+(3)	0.12	0.11	0.17
(1)+(2)+(3)+(4)	0.03	0.05	0.10

Tabelle 4.3: *Relative Nachweiseffizienzen für simulierte Protonschauer (κ_P), sowie für gemessene Untergrundereignisse (κ_U) bei Zenitwinkeln kleiner als 15°, bzw. zwischen 25° und 45° .*

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde eine Anreicherung von γ–Schauern nur aufgrund der Form der Bilder gewonnen. Für die Suche nach punktförmigen Quellen hochenergetischer γ–Strahlung kann zusätzlich über die Orientierung der Kamerabilder eine effektive Unterdrückung hadronischer Schauer erreicht werden. Wie bereits oben erwähnt, zeigen die Bilder von Schauern deren Richtung parallel zur optischen Achse ist auf das Kamerazentrum. γ–Schauer, die von einer Punktquelle ausgehen, werden sich deshalb durch kleine Alpha Werte auszeichnen. Der isotrop einfallende Untergrund

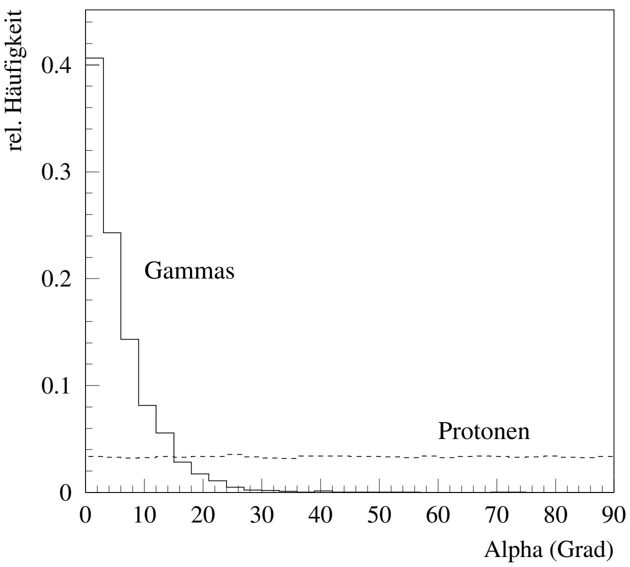

Abbildung 4.8: *Alpha Verteilungen von simulierten γ-Schauern (durchgezogene Linie) mit einer Einfallsrichtung parallel zur optischen Achse, sowie von isotrop einfallenden Protonschauern (gestrichelt).*

aus Hadronschauern sollte hingegen eine flache Alpha-Verteilung aufweisen. Dieses Ver-

halten wird durch die Simulationen bestätigt (Abb. 4.8).
Die Breite der Alpha–Verteilung von γ–Schauern ist bestimmt durch Fluktuationen innerhalb der Schauer, sowie durch das Auflösungsvermögen des Detektors. Ein optimaler Schnitt zur Erhöhung der Empfindlichkeit des Detektors liegt bei Alpha=8^o. Durch diesen Schnitt werden 91% der Protonschauer unterdrückt. Die relative Nachweiseffizienz für γ–Schauer beträgt dann noch 83 %. Dies entspricht einem Qualitätsfaktor η=2.7.
Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß aufgrund der Unterschiede in der Form der Bilder abhängig vom Zenitwinkel zwischen 90 % und 95 % der Untergrundschauer unterdrückt werden können. Die relative Nachweiseffizienz, die man aufgrund der Simulationen für γ–Schauer erwartet, liegt zwischen 55 % und 69 %. Bei der Suche nach Punktquellen können γ–Schauer zusätzlich aufgrund ihrer Richtungsinformation angereichert werden. Der Anteil an verbleibenden Protonschauern sinkt dann um einen weiteren Faktor 11, so daß weniger als 0.5 % bis 1 % der Untergrundereignisse die Selektion überleben.

Kapitel 5

Beobachtung des Krebsnebels

In diesem Kapitel sollen nun erste Messungen von hochenergetischer γ–Strahlung aus Richtung des Krebsnebel vorgestellt werden. Wie bereits in der Einleitung bemerkt wurde, ist der Krebsnebel die stärkste, der 4 bisher beobachteten Quellen von TeV–γ–Strahlung. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Messungen dazu dienen, die Funktionsfähigkeit der vollständig neu entwickelten Kamera und des ebenfalls neuen Datenerfassungssystem zu überprüfen.

5.1 Der Datensatz

5.1.1 Beobachtungsmodus

Wie in Kapitel 4.3 gezeigt wurde, ist es prinzipiell möglich den Untergrund aus hadronisch induzierten Schauern aufgrund der Form der Bilder zu unterdrücken. Wegen der Überschneidungen in den Verteilungen der Bildparameter von γ– und Hadronschauern ist eine eindeutige Identifizierung von γ–Strahlung jedoch nicht möglich. Der Nachweis einer Quelle kann deshalb nur auf statistischem Wege erfolgen.
Aus diesem Grund wurde der Krebsnebel im sogenannten ON/OFF–Modus beobachtet. In diesem Beobachtungsmodus wird das Teleskop alternierend jeweils für einen bestimmten Zeitraum t (typischerweise zwischen 20 und 40 Minuten) auf das Objekt gerichtet (ON–RUN), bzw. auf eine Himmelsregion, in der keine Quelle hochenergetischer γ–Strahlung vermutet wird (OFF–RUN). Bei der OFF–Messung beobachtet das Teleskop eine Himmelsregion gleicher Deklination, jedoch mit einem um die Zeit Δt=$\pm$t versetzten Stundenwinkel. Dadurch ist gewährleistet, daß das Teleskop den gleichen Zenitwinkelbereich durchfährt, wodurch zenitwinkelabhängige Unterschiede zwischen

ON– und OFF–Messungen ausgeschlossen werden können.
Der Vorteil dieses Beobachtungsmodus besteht darin, daß eventuell auftretende Systematiken durch das Bildanalyseverfahren oder durch Eigenschaften der Kamera sich in gleicher Weise auswirken und sich deshalb kompensieren. Längerfristige Änderungen der Beobachtungsbedingungen werden bei diesem Verfahren ebenfalls automatisch berücksichtigt.
Der Nachteil dieser Methode besteht jedoch darin, daß das Teleskop nur die Hälfte der möglichen Beobachtungszeit auf das Objekt gerichtet wird. Außerdem ist bei der Auswahl der OFF–Region darauf zu achten, daß deren Hintergrundhelligkeit etwa die gleiche ist wie in der ON–Region.

5.1.2 Selektion der Meßreihen

Während des Zeitraumes von Oktober 1995 bis Februar 1996 wurde der Krebsnebel für insgesamt ca. 50 Stunden[1] (je ca. 50 h ON und OFF) bei Zenitwinkeln bis zu 60° beobachtet.
Von diesen Meßreihen sollen nur solche verwendet, bei denen die äußeren Bedingun-

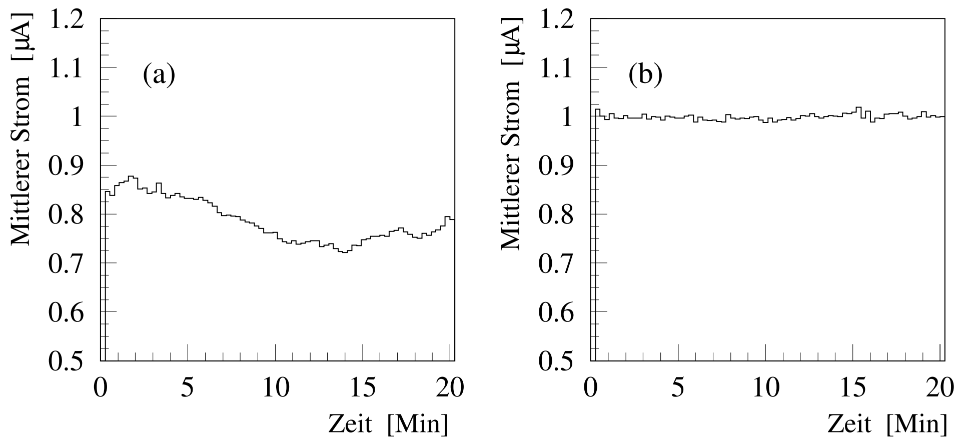

Abbildung 5.1: *Mittlerer Anodenstrom der Pixel als Funktion der Zeit für eine Meßreihe mit instabilen Wetterbedingungen (a) bzw. mit sehr guten Bedigungen (b).*

gen konstant gut waren. Da für den Zeitraum der Beobachtungen keine Messungen der Extinktion der Atmosphäre zur Verfügung stehen, erfolgt daher die Qualitätsauswahl zunächst anhand der Logbücher zu den einzelnen Beobachtungsnächten. Eine weitere Auswahl erfolgt aus den Daten anhand der gemessenen Stöme und Zählraten der

[1]Angaben über die Meßzeit beziehen sich im Folgenden immer auf die ON–Region. Wenn nicht anders vermerkt, wurde die gleiche Meßzeit für die OFF–Region aufgewendet

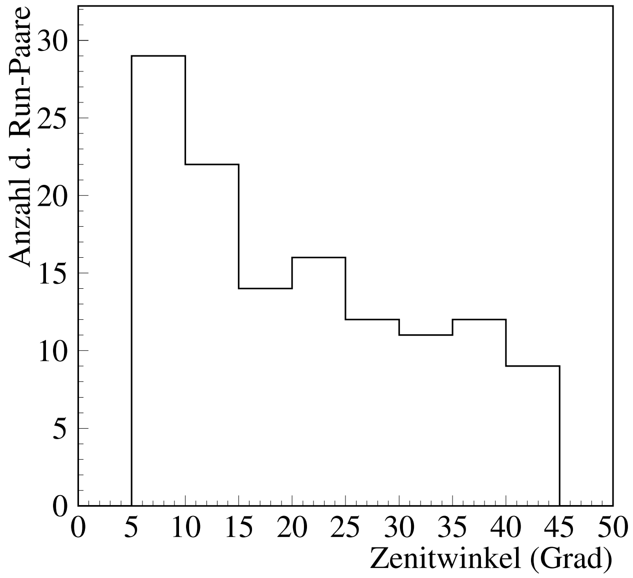

Abbildung 5.2: *Zenitwinkelverteilung der für die Analyse berücksichtigten Meßreihen.*

einzelnen Pixel, sowie der Triggerrate der Kamera. Gute atmosphärische Bedingungen äußern sich in konstanten Zählraten und Strömen. Abbildung 5.1 zeigt den Verlauf des über alle Pixel gemittelten Anodenstromes von einer akzeptierten, sowie von einer verworfenen Meßreihe. Beide Meßreihen wurden in der ON–Region aufgenommen, bei einem mittleren Zenitwinkel von 10^o. Die starke Schwankung des mittleren Stromes bei Run 1223 ist auf vorüberziehende hohe Wolkenfelder zurückzuführen, die das Licht von Sternen wegfiltern.

Weiterhin werden für die folgende Analyse nur solche Run–Paare berücksichtigt, deren mittlerer Zenitwinkel kleiner als 45^o ist. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Hadronunterdrückung mit zunehmendem Zenitwinkel schlechter wird (s. Kap. 4.3), wodurch der Nachweis von γ–Strahlung erschwert wird. Abbildung 5.2 zeigt die Zenitwinkelverteilung der akzeptierten Meßreihen. Der mittlere Zenitwinkel der Messungen beträgt 22^o.

Für die weitere Analyse verbleiben damit schließlich 126 Run–Paare aus 24 Nächten mit einer gesamten Meßzeit von 42 Stunden. Insgesamt wurden während dieses Zeitraumes ca. $1.3 \cdot 10^6$ Ereignisse registriert.

5.2 Ereignisselektion

5.2.1 Angleich von ON/OFF–Messungen

Wie bereits mehrfach erwähnt befinden sich in direkter Nachbarschaft des Krebsnebels die beiden Sterne Zeta–Tauri und Tau–121. Das Licht dieser beiden Sterne führt in der Kamera zu lokal erhöhten Einzeltriggerraten der betroffenen Pixel, sowie zu einem erhöhten Rauschen. Dadurch unterscheiden sich aber die Bedingungen der Datennahme für ON– und OFF–Meßungen, so daß man nicht zwingend davon ausgehen kann, daß der Untergrund durch die Messungen in der OFF–Region richtig bestimmt wird.
Aus diesem Grund sind Maßnahmen zu ergreifen, die den Einfluß der Sterne auf die ON–Messungen minimieren, und die Bedingungen der Datennahme offline angleichen. Zum Angleich der Messungen werden die Daten deshalb in zwei Durchgängen analysiert. Der erste Durchgang dient dazu, festzustellen welche Pixel von den Sternen betroffen sind. Dazu werden die Messungen der Anodenströme verwendet, welche im Abstand von 16 Sekunden durchgeführt werden. Die Nummern der Pixel, welche einen Strom von 5 μA überschreiten, werden dann in einer Datei gespeichert. In einem zweiten Durchgang, in welchem die eigentliche Analyse stattfindet, werden diese Dateien sowohl für die Bearbeitung der ON–, als auch der OFF–Messungen eingelesen. Diejenigen Pixel, die bei der ON–Messung von Sternen betroffen sind, werden dann für beide Meßreihen von der Bildanalyse ausgeschlossen. Außerdem wird für jedes Ereignis überprüft, ob es auch ohne die entsprechenden Pixel die Triggerbedingung erfüllt hätte, so daß es gegebenenfalls verworfen wird. Die Wahl der Schwelle von 5 μA für den Ausschluß der Pixel von der Bildanalyse ist gegeben durch die Abhängigkeit des Rauschens vom Anodenstrom (Kap. 3.1.2) sowie von der Amplitudenschwelle, die ein Pixel überschritten haben muß, um als Teil des Bildes für die Analyse berücksichtigt zu werden (Kap. 4.1). Da bei einem Strom von 5 μA das mittlere Rauschen der Pixel ca. 2.5 Photoelektronen beträgt, liegt die untere Bildschwelle von 5 Photoelektronen 2 Standardabweichungen über dem Rauschen. Da Pixel, deren Amplitude oberhalb der unteren Bildschwelle liegen, nur dann in die Berechnung der Bildparameter eingehen, wenn ein benachbartes Pixel über der oberen Bildschwelle liegt, ist der Einfluß durch Streulicht von Sternen damit praktisch vernachlässigbar.
Je nach Position der Sterne bezüglich der Pixel werden bei dieser Wahl der Stromschwelle zwischen einem und vier Pixel vom Trigger und von der Bildanalyse ausgeschlossen. Wie Monte–Carlo Simulationen gezeigt haben, verringert sich die Zahl der nachgewiesenen γ–Schauer dadurch um weniger als 2 %.

Monat	T [h]	Rate [Hz]	ON	OFF	ON–OFF	σ
Oktober 1995	5.7	3.4	69721	68970	751	2.0
November 1995	15.7	4.2	238397	239260	-863	-1.2
Januar 1996	8.2	4.6	137601	136404	1197	2.3
Februar 1996	12.3	4.5	198961	197847	1114	1.8
Summe	42	4.3	644680	642481	2199	1.9

Tabelle 5.1: *Zusammenfassung der für die Analyse verbleibenden Ereignisstatistik. Die Anzahl der Ereignisse in der Quellenregion (ON) und in der Hintergrundregion (OFF) sind getrennt aufgelistet. Die Differenz der Ereigniszahlen ist absolut (ON–OFF), sowie in Einheiten der Standardabweichung (σ) angegeben.*

5.2.2 Unterdrückung von Zufallskoinzidenzen

Durch den Einsatz des Nachbartriggers ist es möglich geworden, die Triggerschwelle der Kamera deutlich zu senken. Dies führt zu einer Erhöhung der Rate an nachgewiesenen γ–Schauern. Gleichzeitig erhöht sich durch die Absenkung der Schwellen jedoch die Rate an zufälligen Koinzidenzen von benachbarten Pixeln. Im vorliegenden Betriebsmodus der Kamera beträgt diese zwischen 0.1 bis 0.2 Hz. Ereignisse, die von Zufallskoinzidenzen ausgelöst werden, weisen eine kompakte Form auf und werden in der Bildanalyse den Kriterien zu Anreicherung von γ–Schauern genügen. Diese zusätzlichen Ereignisse führen zu einer Erhöhung der Untergrundrate R_u und somit zu einer Verringerung der Empfindlichkeit des Teleskopes (siehe Gln. 4.2). Für die Analyse der Kamerabilder werden deshalb nur solche Ereignisse zugelassen, bei denen in mindestens einem dritten Pixel die Lichtmenge über der unteren Bildschwelle liegt. Dieses Pixel muß außerdem benachbart sein zu einem der getriggerten Pixel. Durch diese zusätzliche Forderung werden Ereignisse, die durch Zufallskoinzidenzen ausgelöst wurden, um mehr als einen Faktor 20 unterdrückt. Der Einfluß auf die Nachweiseffizienz für γ–Schauer ist hingegen vernachlässigbar. Monte–Carlo Simulationen haben gezeigt, daß weniger als 1 % der γ–Schauer durch die zusätzliche Forderung verloren gehen.

Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über den nach der Run– und Ereignisselektion verbleibenden Datensatz. Dieser Datensatz ist praktisch frei von zufälligen Koinzidenzen. Für die Analyse verbleibt damit eine mittlere, bereinigte Datenrate von 4.3 Hz. Die etwas niedrigere Rate im Oktober 1995 ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Monat die Diskriminatorschwellen um 10 % höher eingestellt waren, als im darauffolgenden Zeitraum.

Selektion	ON	OFF	ON–OFF	σ
0.5^o <Distance<1.1^o	186837	185037	1800	2.9
+ Formparameter	13969	13087	882	5.4

Tabelle 5.2: *Anzahl der Ereignisse vor und nach der γ–Hadron Separation anhand der Formparameter. Es sind nur Ereignisse im Distance Bereich zwischen 0.5 und 1.1^o berücksichtigt.*

5.3 Nachweis hochenergetischer γ–Strahlung aus Richtung des Krebsnebels

5.3.1 Anwendung der γ–Hadron Diskriminierung

Wie Tabelle 5.1 zu entnehmen ist, besteht nach der Ereignisselektion ein Überschuß von 2199 Ereignissen in der Quellenregion gegenüber der Hintergrundregion. Wegen der großen Zahl an Untergrundereignissen ist der Überschuß mit 1.9 Standardabweichungen jedoch nur wenig signifikant. Im Folgenden sollen nun die in Abschnitt 4.3 gefundenen Kriterien zur Anreicherung von γ–Schauern angewendet werden. Dazu werden zunächst Ereignisse selektiert, deren Bildschwerpunkte im Distance Bereich zwischen 0.5^o und 1.1^o liegen. Außerdem werden zunächst nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen mindestens zwei Pixel eine Amplitude von mehr als 17 Photoelektronen haben, da unter dieser Bedingung die Selektionskriterien zu Anreichung von γ–Schauern bestimmt wurden.
Durch diese Vorselektion reduziert sich die Anzahl der verbleibenden Ereignisse um einen Faktor 3.5. Gleichzeitig bleibt aber ein Überschuß von 1800 Ereignissen in der Quellenregion erhalten (siehe Tabelle 5.2).
Wendet man nun die anhand der Simulationen bestimmten Selektionskriterien

$$\begin{aligned} Width &< 0.11^o \\ Length &< 0.34^o \\ Concentration &> 0.42 \\ Halo &< 12 \;\; \text{Photoelektronen} \end{aligned}$$

auf die Form der Bilder an, so verringert sich die Anzahl der Untergrundereignisse um einen weiteren Faktor 14. Gleichzeitig verbleibt ein Überschuß von 882 Ereignissen mit einer Signifikanz von 5.4 Standardabweichungen. Geht man davon aus, daß der

Selektion	ON	OFF	ON–OFF	σ	Rate [h^{-1}]
A: Alpha $< 8^o$, q_0=17 p.e.	2091	1250	841	14.5	20.0 $\pm$ 1.4
B: Alpha $< 12^o$, q_0=17 p.e.	2866	1890	976	14.2	23.2 $\pm$ 1.6
C: Alpha $< 12^o$, q_0 ~15 p.e.	4674	3435	1239	13.8	29.5 $\pm$ 2.1

Tabelle 5.3: *Einfluß des Alpha–Cuts und der Triggerbedingung auf die Nachweisrate von γ–Schauern nach Anwendung der Form–Cuts.*

Überschuß tatsächlich durch hochenergetische γ–Strahlung entsteht, so beträgt das Verhältnis von Signal zu Untergrund ca. 1/15.

Betrachtet man schließlich die Alpha–Verteilungen der verbleibenden Ereignisse (Abb. 5.3), so zeigt sich, daß der Überschuß der ON–Region durch Ereignisse mit kleinen Alpha–Werten verursacht wird. Dies ist aber gerade der Bereich, in dem man den Überschuß für eine punktförmige Quelle erwartet. Aus den Simulationsrechnungen erwartet man eine maximale Signifikanz, wenn nur Ereignisse mit Alpha $< 8^o$ berücksichtigt werden (i.f.: Selektion A). Mit diesem Schnitt verbleiben 2091 Ereignisse in der Quellenregion und 1250 in der Untergrundregion. Der Überschuß von 841 Ereignissen hat damit eine Signifikanz von 14.5 Standardabweichungen.

Eine Vergrößerung des betrachteten Alpha–Bereiches auf 12^o (i.f.: Selektion B) führt zu einer Erhöhung des nachgewiesenen Überschusses, während die Signifikanz der Beobachtung nur leicht sinkt. Berücksichtigt man schließlich alle Ereignisse, die bei einer Schwelle von etwa 15 Photoelektronen getriggert haben, so erhöht sich der Überschuß um über 25 % von 976 auf 1239 Ereignisse. Gleichzeitig steigt aber auch der Anteil an Untergrundereignissen, die den Selektionskriterien zur γ–Hadron Trennung genügen, um 80 % an. Die Rate R_γ der nachgewiesenen γ–Schauer beträgt dann

$$\begin{aligned} R_\gamma &= 8.2 \pm 0.6 \ mHz, \quad \text{bzw.} \\ R_\gamma &= 29.5 \pm 2.1 \ h^{-1} \end{aligned}$$

Tabelle 5.3 faßt die Ergebnisse für verschiedene Selektionskriterien zusammen.

5.3.2 Konsistenztests

Das Überschußsignal der ON–Region genügt eindeutig den Kriterien für γ–Schauer aus der Richtung einer punktförmigen Quelle. Bei der Messung mit einem neu entwickelten Experiment ist es dennoch nicht auszuschließen, daß das Signal durch systematische

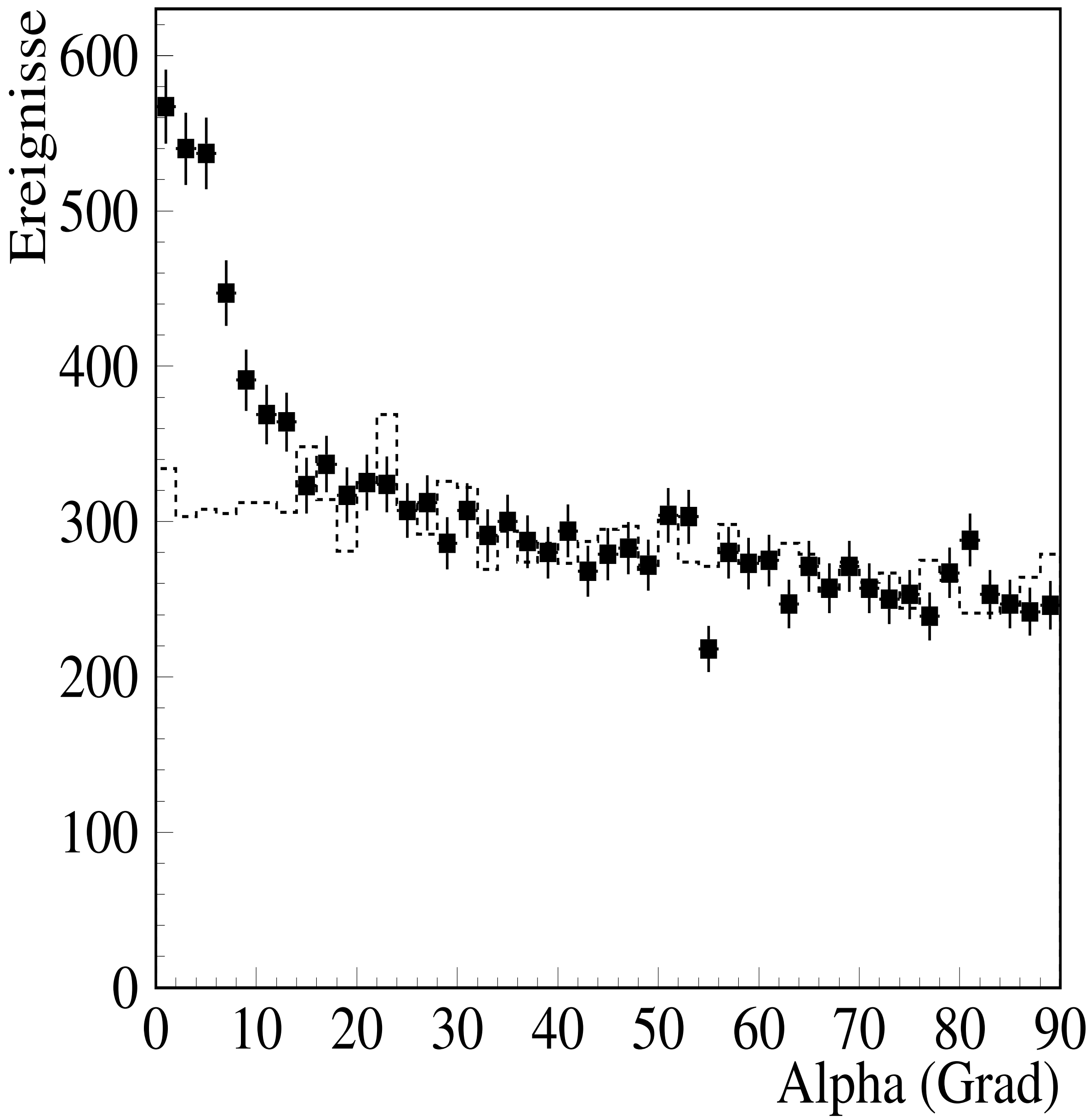

Abbildung 5.3: *Alpha Verteilungen für ON– und OFF–Meßreihen nach Anwendung der Hadronunterdrückung mit den Formparametern. Die gestrichelte Linie bezeichnet die OFF–Messung, die Punkte entsprechend die ON–Messung.*

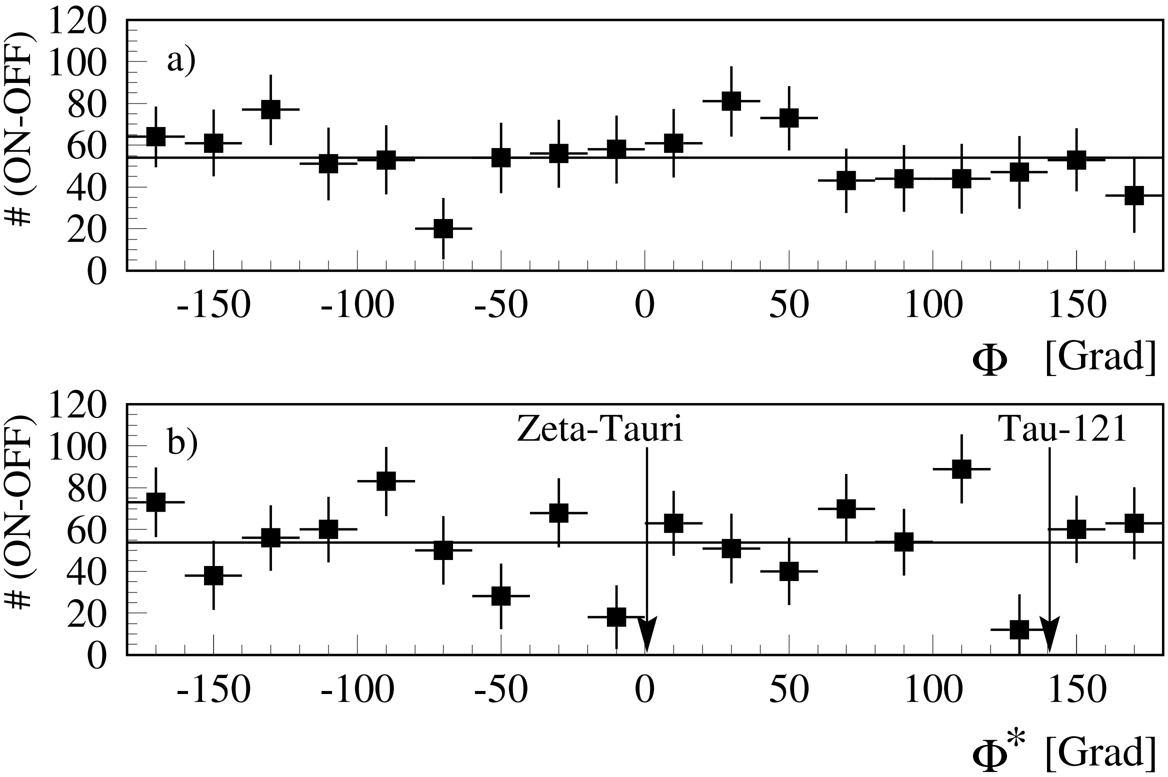

Abbildung 5.4: *Anzahl der Überschußereignisse als Funktion des Winkels Φ in einem festen Koordinatensystem (a), bzw. in einem mit den Sternen rotierenden Koordinatensystem (b).*

Fehler vorgetäuscht wird. Um dies zu überprüfen werden eine Reihe von Konsistenztests durchgeführt. Dazu wird die Anzahl bzw. die Rate der Überschußereignisse der Selektion B betrachtet.
Ein erster Test bezieht sich auf die Homogenität der Kamera. Dazu wird der Winkel ϕ definiert zwischen dem Verbindungsvektor vom Bildschwerpunkt zum Kamerazentrum und der x–Achse eines in der Kamera festen Koordinatensystems. In Abbildung 5.4 (a) ist die Anzahl der Überschußereignisse gegen den Winkel ϕ aufgetragen. Wie sich zeigt, sind die Überschußereignisse innerhalb der Fehler gleichverteilt in ϕ. Damit kann aber ausgeschlossen werden, daß das Signal durch eine azimutale Asymmetrie der Kamera vorgetäuscht wird.
Ein nächster Test bezieht sich auf den Einfluß der Sterne Zeta–Tauri und Tau-121. Da diejenigen Pixel mit einem höheren Strom als 5 μA für ON– und OFF–Messungen in gleicher Weise sowohl vom Trigger, als auch von der Bildanalyse ausgeschlossen werden, ist kein Einfluß durch das direkte Licht der Sterne zu erwarten. Unterschiede gibt es nur für Pixel, welche beim Übergang der Sterne von einem Pixel zum nächsten einen erhöhten Strom haben, der jedoch unter der Schwelle von 5 μA liegt. Diese Pi-

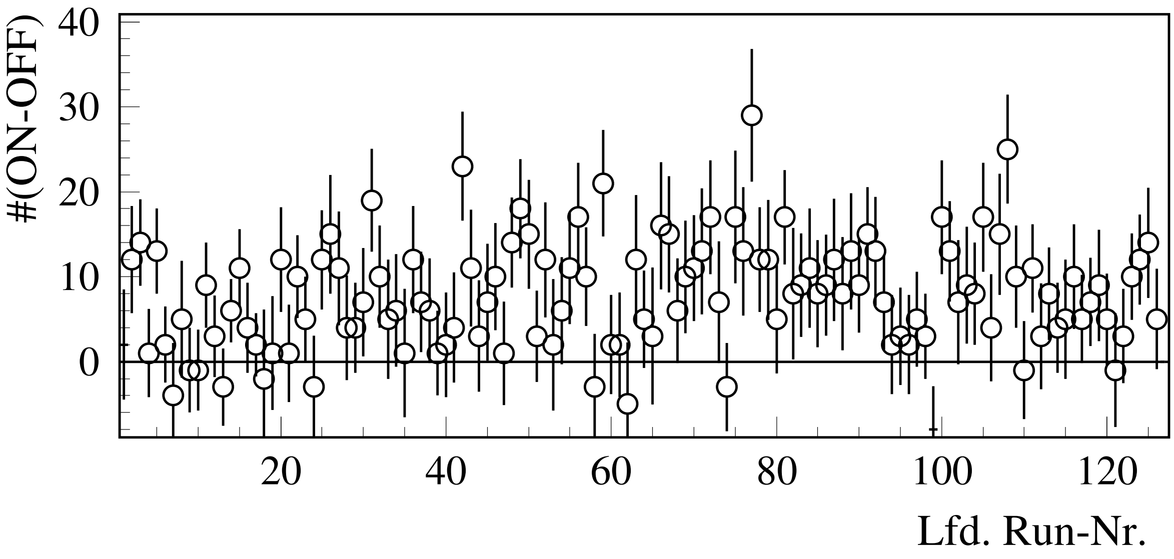

Abbildung 5.5: *Anzahl der Überschußereignisse nach Selektion B als Funktion der laufenden Nummer der Meßreihe.*

xel haben bei den ON–Messungen ein höheres Rauschen, als bei den OFF–Messungen. Als Test wird nun der Winkel ϕ^* definiert, den die beiden Verbindungsvektoren vom Bildschwerpunkt zum Kamerazentrum bzw. von der Position von Zeta–Tauri zum Kamerazentrum einschließen. In Abbildung 5.4 (b) ist die Anzahl der Überschußereignisse gegen den Winkel ϕ^* aufgetragen. Mit eingezeichnet ist die Position von Zeta–Tauri und Tau-121. Auch hier zeigt sich, daß die Überschußereignisse innerhalb der Fehler gleichverteilt in ϕ^* sind.

Ein dritter Test bezieht sich auf die zeitliche Variabilität des Signals. Früheren Messungen zufolge gibt es keine Hinweise auf eine zeitliche Variabilität der Emission des Krebsnebels im TeV–Bereich [WEE89][VAC91]. Große Überhöhungen der Nachweisrate während einzelner Meßreihen wären daher ein Hinweis auf bisher nicht gesehene physikalische Eigenschaften der Emissionscharakteristik, oder aber auf eventuelle Fehler der Elektronik oder der Auslese– und Analyseprogramme. Abbildung 5.5 zeigt die Anzahl der Überschußereignisse als Funktion der laufenden Nummer des Run-Paares. Wie zu erkennen ist, verteilen sich die Überschußereignisse gleichmäßig über den gesamten Zeitraum der Messungen. Eine signifikante Überhöhung während einzelner Meßreihen ist nicht erkennbar.

Aus den hier dargestellten Konsistenztest ergeben sich also keine Hinweise auf systematische Fehler, die ein Überschußsignal vortäuschen könnten.

5.4 Die Bildparameterverteilungen von γ–Schauern

Die Unterdrückung von hadronischen Schauern, bzw. die Anreicherug von γ–Schauern basierte bisher auf den Vorhersagen von Luftschauersimulationen für Hadron– und γ–Schauer. Bei den bisherigen Messungen konnte gezeigt werden, daß zwischen den Vorhersagen für hadronische Schauer und den gemessenen Verteilungen der Bildparameter eine relativ gute Übereinstimmung besteht. Mit dem Nachweis von γ–Strahlung aus Richtung des Krebs Nebels steht nun ein Datensatz zur Verfügung, im welchem sich die Bilder von ca. 1300 γ–Schauern befinden. Es soll nun versucht werden, aus diesen Daten die Verteilungen der Bildparameter von γ–Schauern zu extrahieren, um auch diese mit den Simulationen zu vergleichen.
Dabei stellt sich das Problem, daß der Datensatz weiterhin mit Bildern von hadronischen Schauern "verunreinigt" ist. Die Bestimmung der Verteilungen der Bildparameter kann deshalb wieder nur auf statistischem Wege erfolgen. Dazu werden die Verteilungen der OFF–Region von denen der ON–Region subtrahiert. Wie bereits gezeigt wurde, besteht eine hohe Korrelation zwischen den unterschiedlichen Formparametern. Zur Anreicherung von γ–Schauern müssen deshalb weniger restriktive Schnitte angewendet werden, damit die gemessenen Verteilungen nicht von der Wahl der Schnitte abhängen. Die Bestimmung der Schnitte erfolgt wieder anhand der Simulationen. Ihre Werte lauten wie folgt:

$$\begin{aligned} Width &< 0.16^\circ \\ Length &< 0.45^\circ \\ Concentration &> 0.30 \\ Halo &< 35 \\ Alpha &< 12^\circ \end{aligned}$$

Mit diesen Schnitten sollte im wesentlichen alle γ–Schauer akzeptiert werden (Abb. 4.7), und eine systematische Verzerrung der Verteilungen ausgeschlossen sein. Nach Anwendung dieser Selektionskriterien verbleiben 10820 Ereignisse in der ON–Region und 9459 in der OFF–Region. Dies entspricht einem Überschuß von 1361 Ereignissen, der mit γ–Schauern identifiziert wird. Das Signal zu Untergrund Verhältnis beträgt damit 1/7, bei einer Signifikanz von 9.6 Standardabweichungen. Abbildung 5.6 zeigt die aus den Daten erhaltenen Verteilungen für die Bildparameter von γ–Schauern. Zum Vergleich sind die aus den Simulationen erwarteten Verteilungen für γ–Schauer mit aufgetragen. Um zenitwinkelabhängige Unterschiede zu reduzieren wurden simulierte Schauer bei 0° und 30° Zenitwinkel zu gleichen Teilen hinzugefügt. Wie zu erkennen

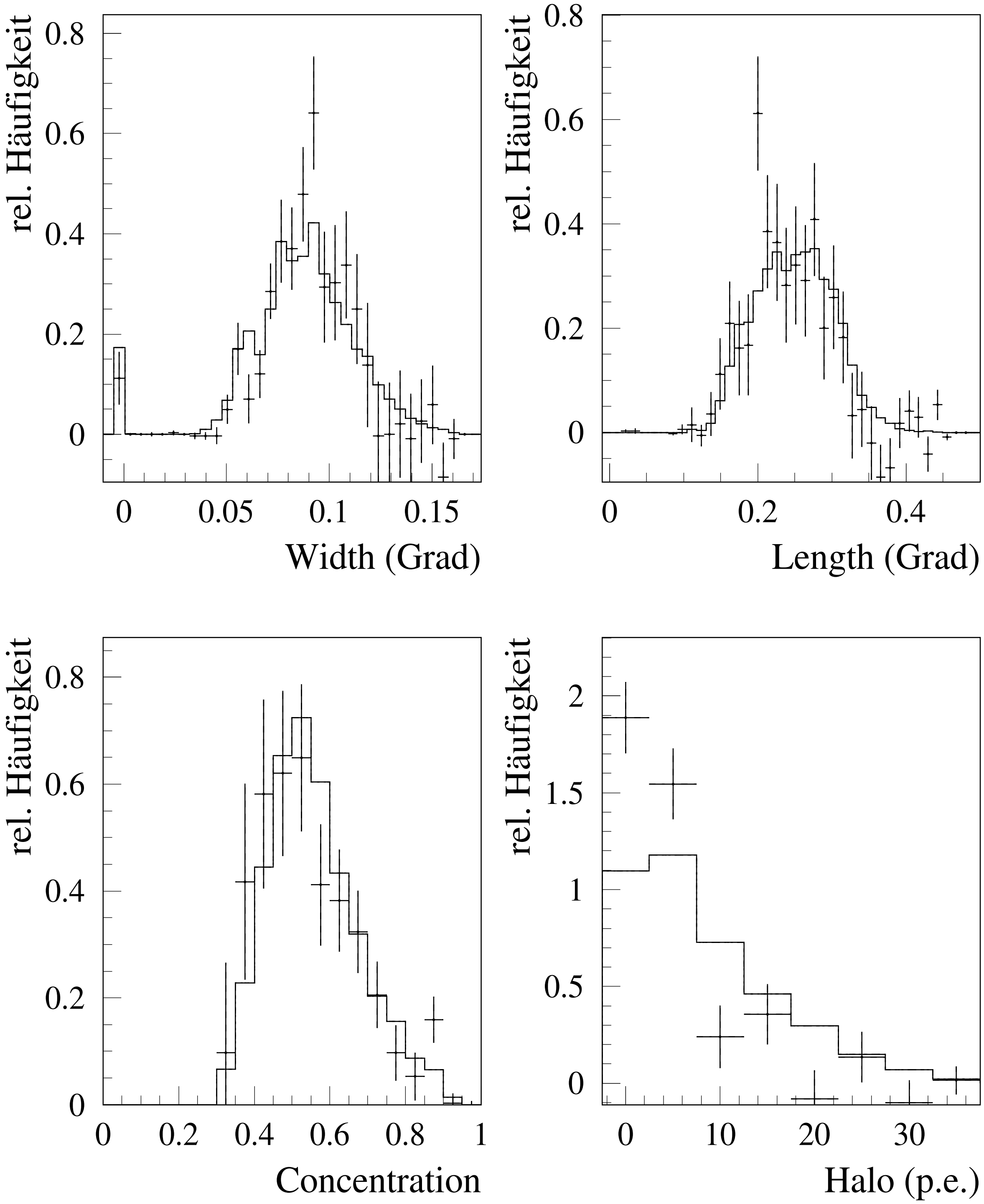

Abbildung 5.6: *Verteilungen der Formparameter von γ–Schauern. Die Differenzverteilungen (ON–OFF) der Messungen sind mit Kreuzen gekennzeichnet. Die durchgezogenen Linien stellen Simulationen dar. Die Verteilungen sind jeweils auf die gleiche Fläche normiert.*

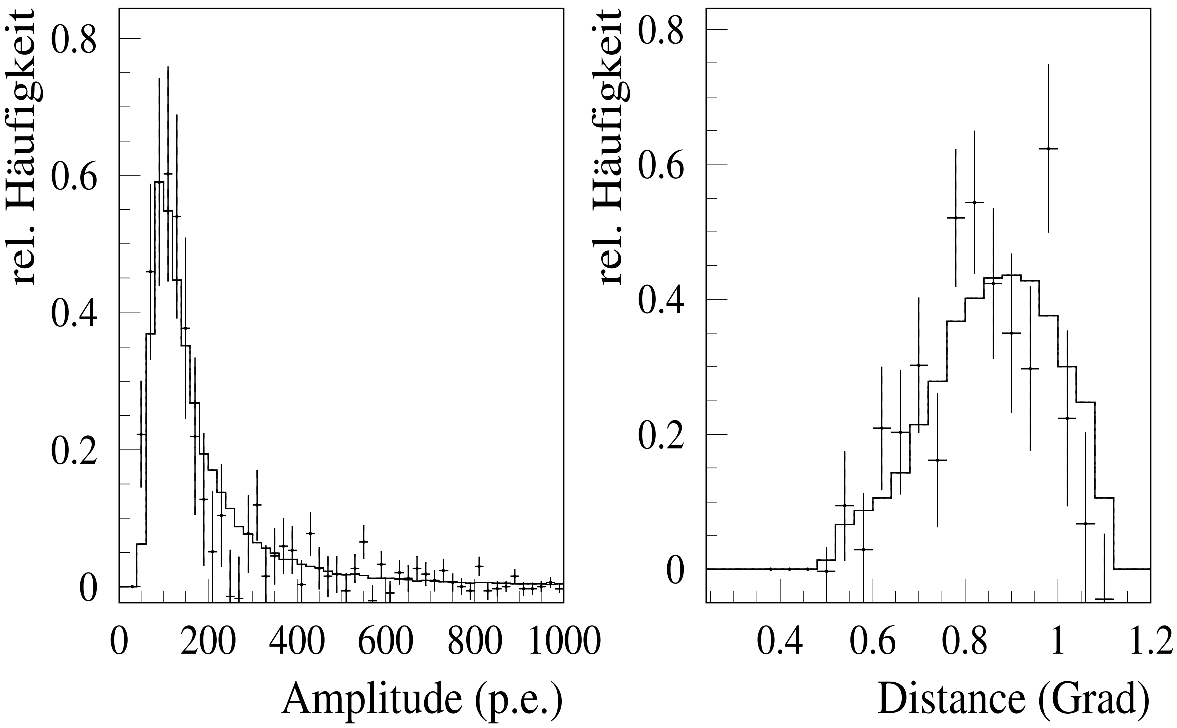

Abbildung 5.7: *Verteilungen der Lichtamplitude, sowie des Abstandes des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum von γ–Schauern. Die Messungen sind mit Kreuzen gekennzeichnet. Die durchgezogenen Linien stellen Simulationen dar. Die Verteilungen sind jeweils auf die gleiche Fläche normiert.*

	MC: z=0°		MC :z=30°		Daten	
Parameter	μ	rms	μ	rms	μ	rms
Width [°]	0.086	0.03	0.081	0.03	0.09	0.03
Length [°]	0.25	0.05	0.24	0.05	0.24	0.06
Conc.	0.55	0.12	0.59	0.12	0.54	0.13
Halo [p.e.]	10.1	7.1	9.2	5.9	6.1	6.9

Tabelle 5.4: Zusammenfassung der Mittelwerte (μ) und der Breiten (rms) der Bildparameterverteilungen von γ–Schauern, für simulierte Schauer mit den Zenitwinkel z=0° und z=30°, sowie für die gemessenen Verteilungen.

ist, sind die Verteilungen von Width, Length und Concentration in sehr guter Übereinstimmung mit den Simulationen (siehe auch Tab. 5.4). Unterschiede bestehen nur bei der Verteilung von Halo. So scheint die Halo Verteilung der Daten bei kleinen Werten im Vergleich zu der Simulation überhöht zu sein. Dieses Verhalten hat sich auch schon beim Vergleich der Simulationen von Protonschauern mit den Untergrundmessungen gezeigt. Ebenfalls gute Übereinstimmung zeigt sich bei den Verteilungen von Distance und der Bildamplitude (Abb. 5.7). So beträgt die mittlere gemessene Distance 0.83° während der erwartete Wert bei 0.86° liegt.
Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die Verteilungen der Bildparameter von γ–Schauern sehr gut durch die Simulationen reproduziert werden. Damit läßt sich aber auch folgern, daß die aus den Simulationen abgeschätzten Effizienzen für den Nachweis von γ–Schauern bei Anwendung der Selektionskriterien die wahren Werte gut widerspiegeln.

5.5 Der Fluß des Krebsnebels

Das Ziel ist es nun, aus der Rate an nachgewiesenen γ–Schauern den Fluß an hochenergetischer γ–Strahlung aus Richtung des Krebsnebels zu berechnen.
Das Problem, welches sich bei diesem Vorhaben stellt, besteht darin, daß sowohl die Akzeptanz des Teleskopes auf dem Triggerniveau, als auch die Wahrscheinlichkeit dafür, daß γ–Schauer die Bildanalyse passieren nicht a priori bekannt sind. Beide Größen sind außerdem abhängig von der Energie des Primärteilchens, dem Abstand des Schauers vom Teleskop und schließlich vom Zenitwinkel der Beobachtung. Nachdem aber die Eigenschaften von γ–Schauern offensichtlich gut durch die Luftschauersimulationen beschrieben werden (Kap. 5.4), ist es gerechfertigt, die relevanten Parameter aus den Simlationen zu berechnen.
Das Verfahren, welches nun zur Berechnung des Flußes angewendet werden soll, folgt den Darstellungen von [AHA95c]. Die Idee bei diesem Verfahren beruht darauf, daß anhand von Schauersimulationen die erwartete Rate an nachgewiesenen γ–Schauern für einen gegebenen Norm–Fluß nach Anwendung aller Selektionskriterien berechnet werden kann. Durch Vergleich der gemessenen Rate mit der erwarteten, läßt sich dann der Fluß eines nachgewiesenen Objektes berechnen.
Es sei nun eine punktförmige Quelle angenommen. Die Wahrscheinlichkeit P, daß Luftschauer den Trigger des Teleskopes auslösen, ist bestimmt durch die Energie E des Primärteilchens, den Abstand r des Schauers zur Teleskopachse, sowie durch den Zenitwinkel θ der Beobachtung, so daß gilt P = P(E, r, θ). Die Rate R_{Trg}, mit der Schauer einer Quelle mit einem differentiellen Fluß $d\Phi/dE$ das Teleskop triggern, läßt sich berechnen zu:

$$R_{Trg}(\theta) \quad = \quad 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty rP(E,r,\theta)\frac{d\Phi}{dE}drdE \tag{5.1}$$

bzw.

$$R_{Trg}(\theta) \quad = \quad \int_0^\infty S_{eff}(E,\theta)\frac{d\Phi}{dE}dE \quad , \tag{5.2}$$

wobei die effektive Nachweisfläche $S_{eff}(E,\theta)$ definiert ist durch

$$S_{eff}(E,\theta) \quad = \quad 2\pi \int_0^\infty rP(E,r,\theta)\,dr \quad . \tag{5.3}$$

Die Wahrscheinlichkeit κ_γ mit der getriggerte γ–Schauer die Selektionskriterien passieren, ist im allgemeinen ebenfalls eine Funktion der Energie und des Zenitwinkels $\kappa_\gamma = \kappa_\gamma(E, \theta)$. Die Rate R_γ, mit der γ–Schauer schließlich nachgewiesen werden, läßt sich somit schreiben als

$$R_\gamma(\theta) \quad = \quad \int_0^\infty S_{eff}(E,\theta)\,\kappa_\gamma(E,\theta)\frac{d\Phi}{dE}dE \quad . \tag{5.4}$$

Bei einem gegebenen differentiellen Fluß $d\Phi/dE$ einer Quelle ist die Nachweisrate für γ–Schauer also bestimmt durch die Eigenschaften des Teleskopes auf der Triggerebene, parametrisiert durch S_{eff}, sowie durch die Methode der γ–Hadron–Trennung, welche durch κ_γ beschrieben wird. Im folgenden seien diese beiden Größen kurz betrachtet, bevor der Fluß des Krebsnebels berechnet wird.
Abbildung 5.8 a) zeigt den Verlauf der effektiven Fläche für simulierte γ–Schauer als Funktion der Energie für die Zenitwinkel θ=0° und θ=30°. Bei kleinen Energien unterhalb von 1 TeV steigt die effektive Fläche mit der Energie stark an. In diesem Energiebereich triggern vor allem Schauer, bei denen sich das Teleskop innerhalb des Lichtkreisradius von ca. 120 m befindet (vgl. auch Abb. 1.6). Die Triggereffizienz ist

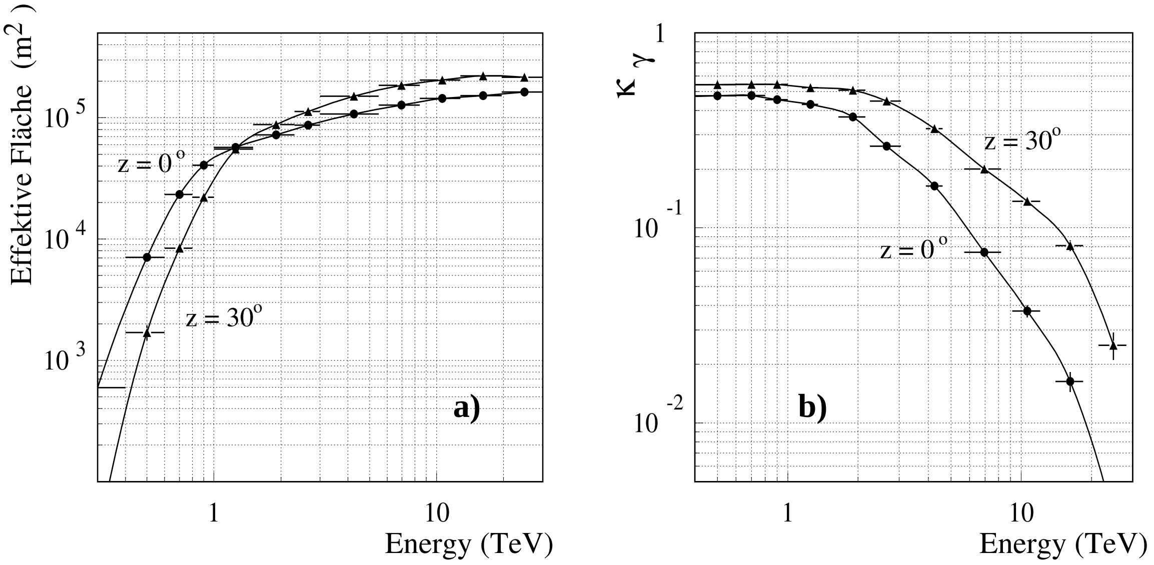

Abbildung 5.8: *a) Effektive Fläche für γ–Schauer bei einer Triggerschwelle von 17 Photoelektronen als Funktion der Primärenergie. b) Relative Nachweiseffizienz κ_γ bei Verwendung der Selektion B aus Kapitel 5.3.1.*

in diesem Energiebereich durch die Abhängigkeit der Photonendichte innerhalb des Lichtkreisradius von der Energie bestimmt. Bei der Schwelle von ca. 1 TeV zeigt der Verlauf der effektiven Fläche einen Knick und steigt bei höheren Energien nur noch langsam an. In diesem Energiebereich ist die laterale Photonendichte auch bei großen Abständen hoch genug, so daß auch weiter entfernte Schauer den Trigger auslösen können. Der Anstieg der effektiven Fläche geht bei großen Energien also einher mit der Vergrößerung der geometrischen Fläche des Lichtkreises.
Bei Luftschauern, welche unter großen Zenitwinkeln einfallen, findet die Schauerentwicklung in größeren Höhen statt als bei vertikalen Schauern. Dies führt zu einer Vergrößerung des Lichtkreises, während sich die laterale Photonendichte verringert. Folglich ist die effektive Fläche für geneigte Schauer bei niedrigen Energien kleiner als für

vertikale Schauer, bei hohen Energien jedoch größer.

Der Verlauf der relativen Nachweiseffizienz κ_γ bei Anwendung der Selektionskriterien B aus Kapitel 5.3.1 ist in Abbildung 5.8 b) aufgetragen. Wie zu erkennen ist , sinkt die Nachweiseffizienz mit zunehmender Energie. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Lichtverteilungen von γ–Schauern mit zunehmender Energie breiter und länger werden. Bei einer energieunabhängigen Wahl der Selektionskriterien werden γ–Schauer daher mit wachsender Energie immer stärker unterdrückt. Außerdem werden vertikal einfallende Schauer über den gesamten Energiebereich stärker unterdrückt, als geneigte. Wie bereits erwähnt, entwickeln sich letztere in größeren Höhen und haben somit eine kompaktere Lichtverteilung in der Kamera, so daß die relative Nachweiseffizienz mit zunehmendem Zenitwinkel steigt.

Mit der Kenntnis der Abhängigkeiten von S_{eff} und κ_γ läßt sich nun gemäß Gleichung 5.4 die Nachweisrate R_N für eine *Norm–Quelle* mit einem typischen differentiellen Fluß der Form

$$\frac{d\Phi_N}{dE} = \Phi_N(E > 1TeV) \cdot (\alpha - 1) \cdot E^{-\alpha} \tag{5.5}$$

berechnen, wobei angenommen wird, daß der differentielle spektrale Index α bekannt ist. Die Normierung ist dabei so gewählt, daß Φ_N(E>1 TeV)=10^{-11} cm^{-2}s^{-1} gilt. Für die Rate der Norm–Quelle gilt dann

$$R_N(\theta) = \Phi_N(E > 1TeV) \int_0^\infty S_{eff}(E,\theta)\, \kappa_\gamma(E,\theta)\, (\alpha - 1)\, E^{-\alpha} dE \quad . \tag{5.6}$$

Vergleicht man nun die experimentelle Rate R_γ^{exp} mit der Vorhersage, so erhält man direkt den gemessenen Fluß Φ_γ der Quelle:

$$\Phi_\gamma(E > 1TeV) = \frac{R_\gamma^{exp}}{R_N}\; 10^{-11} cm^{-2} s^{-1} \quad . \tag{5.7}$$

Für die praktische Berechnung von R_N aus den Simulationsrechnungen wird der Integrand von Gleichung 5.6 an den in Abbildung 5.8 eingezeichneten Stützstellen ausgewertet und das Integral näherungsweise durch eine Summe ersetzt. Der spektrale Index α wird dabei gemäß [KON96] mit α=2.7 angenommen.

Da nur Monte–Carlo Simulationen mit Zenitwinkeln von 0^o und 30^o zur Verfügung stehen, wird der Datensatz in zwei Teile geteilt, mit Meßreihen, bei denen der mittlere Zenitwinkel kleiner, bzw. größer als 20^o ist. Der Fluß wird dann getrennt für die beiden Datensätze berechnet, wobei für die Meßreihen mit kleinen Zenitwinkeln die Vorhersage aus den vertikal simulierten Schauern berechnet wird.

Tabelle 5.5 faßt die Ereignisstatistik, sowie den berechneten Fluß für die beiden Zenitwinkelbereiche zusammen. Jeder der beiden Datensätze umfaßt etwa 21 Stunden

Zenitwinkel	T [h]	ON	OFF	R_γ^{exp} [mHz]	σ	Fluß [10^{-11}cm^{-2}s^{-1}]
7^o–20^o	20.7	1263	803	6.18±0.61	10.1	1.27±0.13
20^o–45^o	21.3	1603	1087	6.72±0.68	9.9	1.53±0.15

Tabelle 5.5: *Zusammenfassung der Ereignisstatistik der Selektion B und dem daraus berechneten Fluß an γ–Strahlung für Energien von mehr als 1 TeV aus Richtung des Krebsnebels. Die angegebenen Fehler beziehen sich ausschließlich auf den statistischen Fehler der gemessenen Überschußrate R_γ^{exp}.*

Beobachtungszeit. Der Überschuß an nachgewiesenen γ–Schauern hat jeweils eine Signifikanz von 10 Standardabweichungen. Es zeigt sich, daß die aus diesen beiden Zenitwinkelbereichen bestimmten Werte für den Fluß in guter Übereinstimmung stehen. Für den Fluß des Krebsnebels läßt sich damit ein mittlerer Wert

$$\Phi(E > 1TeV) \quad = \quad 1.4 \pm 0.09(stat) \pm 0.4(sys)10^{-11}cm^{-2}s^{-1}$$

angeben. Der statistische Fehler bezieht sich dabei ausschließlich auf den experimentellen Fehler bei der Bestimmung der Überschußrate. Statistische Fehler, die aus den Simulationen bei der Berechnung der erwarteten Rate folgen, sind aufgrund der hohen Zahl an simulierten Luftschauern hingegen vernachlässigbar.
Eine erste Abschätzung für den systematischen Fehler wird dadurch erhalten, daß bei der Analyse der simulierten Schauer der Konversionsfaktor zur Umrechnung der Lichtmenge um 15 % variiert wird. Dadurch wird die Unsicherheit bei der absoluten Kalibration der Lichtmenge berücksichtigt. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler von ca. 30 % auf den bestimmten Fluß. Eine weitere detaillierte Untersuchung aller

Experiment	Publikation	Fluß [10^{-11}cm^{-2}s^{-1}]		
Whipple	[LEW93]	0.88	±0.05	±0.24
HEGRA	[KON96]	0.8	±0.1	±0.24
HEGRA	[PET96]	1.5	±0.2	(+1.0-0.5)
Diese Arbeit		1.4	±0.09	±0.4

Tabelle 5.6: *Vergleich verschiedener Messungen für den integralen Fluß des Krebsnebels oberhalb 1 TeV.*

möglichen systematischen Fehlerquellen, insbesondere der Einfluß der einzelnen Selektionskriterien ist im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgesehen. In diesem Sinne kann der oben angegebene Wert für den Fluß des Krebsnebels nur als vorläufig angesehen werden.

Der gemessene Wert für den Fluß kann jedoch auch als weiterer Funktionstest der Kamera interpretiert werden. Tabelle 5.6 vergleicht den in dieser Arbeit bestimmten Fluß mit Messungen anderer Experimente. Wie sich zeigt, besteht auch hier eine gute Übereinstimmung.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung, der Aufbau und die Inbetriebnahme einer hochauflösenden Kamera für Abbildende Tscherenkov–Teleskope erläutert, sowie erste Messungen hochenergetischer γ–Strahlung vorgestellt.
Die Kamera und deren Elektronik zeichnen sich durch einige grundlegende Neuerungen gegenüber früheren Geräten aus. Im einzelnen sind dies insbesondere das Triggersystem, sowie das System zur Digitalisierung der Signale.
Das Triggersystem dieser Kamera ist vollständig programmierbar und kann daher automatisiert den äußeren Bedingungen bei der Beobachtung eines Objektes angepaßt werden. Neu ist ebenfalls der erstmalige Einsatz eines topologischen Triggerschemas bei einer ACT–Kamera. In diesem wird gefordert, daß im Falle von Zweierkoinzidenzen die getriggerten Pixel der Kamera benachbart sind. Durch diese Forderung wird die Form der Lichtverteilung in der Kamera eingeschränkt und die Rate an zufälligen Koinzidenzen des Nachthimmelslichtes um einen Faktor 48 reduziert. Dadurch konnte die Triggerschwelle der Kamera und damit die Energieschwelle des Teleskopes abgesenkt werden und die Effizienz für den Nachweis von γ–Schauern erhöht werden.
Ebenfalls erstmalig ist der Einsatz eines Flash–ADC–Systems für die Digitalisierung der Signale einer ACT–Kamera. Dadurch ist es möglich geworden, die Kamera auch extern zu triggern, mit einer Zeitverzögerung von bis zu 40 μsec nach Eintreffen eines Luftschauerereignisses. In einem System von Abbildenden Tscherenkov Teleskopen kann daher die Triggerentscheidung aus einer Koinzidenz der Triggersignale einzelner Teleskope abgeleitet werden. Außerdem besteht dadurch die Möglichkeit auch die Bilder derjenigen Teleskope auszulesen, die selbst nicht zur Erzeugung des Triggersignales beigetragen haben. Die Abtastfrequenz des FADC–Systems von 100 MHz ermöglicht eine sehr kurze effektive "Belichtungszeit" von ca. 25 nsec bei der Messung von Tscherenkovlicht aus Luftschauern. Das resultierende Rauschen, welches durch den diffusen Teil des Nachthimmelslichtes in den einzelnen Kanälen erzeugt wird, beträgt daher nur ca. 1 Photoelektron.
Die eigentliche Kamera besteht aus 271 Pixeln, mit einem Gesichtsfeld von jeweils 0.245°. Zur Optimierung der Lichtsammlung wurden diese mit einer Matrix aus offe-

nen Lichttrichtern versehen. Dadurch erhöht sich die Effizienz der Lichtmessung um eine Faktor 1.9.
Nach umfangreichen Tests aller Komponenten wurde das zentrale Teleskop des HEGRA–Teleskopsystems installiert und mit der neuen Kamera ausgerüstet. Bereits bei den ersten Messungen hat sich gezeigt, daß die Kamera und deren Elektronik den Spezifikationen entspricht, so daß vier weitere Kameras baugleich produziert werden. Außerdem hat sich die Kamera während der ersten sieben Betriebsmonate seit Oktober 1995 durch eine hohe Betriebsstabilität ausgezeichnet.
Weiterhin konnten im Rahmen dieser Arbeit bereits erste Beobachtungen mit der Kamera durchgeführt und einer ersten Auswertung unterzogen werden. Zur Beschreibung der Bilder von Luftschauern wurde dabei eine Standardparametrisierung verwendet und um eine zusätzliche Größe (*Halo*) erweitert, die den diffusen Teil der Bilder quantifiziert. Wie ein Vergleich mit Luftschauersimulationen zeigt, werden die gemessenen Verteilungen der Bildparameter für hadronische Untergrundereignisse gut durch die Simulation reproduziert. Daher können aus den Simulationen für Proton– und γ–Schauer Unterscheidungskriterien zur Anreicherung von γ–Schauern abgeleitet werden. Eine Anwendung dieser Schnitte auf gemessene Untergrundereignisse zeigt, daß allein aufgrund der Form der Lichtverteilungen, abhängig vom Zenitwinkel, zwischen 90 % und 95 % der Untergrundereignisse unterdrückt werden können. Ein zusätzlicher Schnitt auf die Orientierung der Lichtverteilung ermöglicht eine weitere Unterdrückung um einen Faktor 11, bei der Suche nach punktförmigen γ–Quellen. Gleichzeitig erwartet man aufgrund der Simulationsrechnungen eine relative Nachweiseffizienz für γ–Schauer zwischen 57% und 46 %, abhängig vom Zenitwinkel. Insgesamt ergibt sich damit ein mittlerer Qualitätsfaktor

$$\eta = 6.4$$

für die Anreicherung von γ–Schauern.
Für den Nachweis von hochenergetischer γ–Strahlung aus Richtung des Krebsnebels steht ein Datensatz von 42 Stunden Beobachtungsdauer zur Verfügung. Durch Anwendung der Schnitte zur Anreicherung von γ–Schauern konnte ein Überschuß von 841 Ereignissen aus Richtung des Krebsnebels mit einer Signifikanz von 14.5 Standardabweichungen nachgewiesen werden. Die maximale Nachweisrate, die erzielt wurde, beträgt

$$R_\gamma \;=\; 29.5 \pm 2.1 \;\; h^{-1} \;\; .$$

Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die Bildparameterverteilungen der Überschußereignisse sehr gut mit den Simulationen für γ–Schauer übereinstimmen. Dies impliziert,

daß der nachgewiesene Überschuß tatsächlich durch hochenergetische γ–Strahlung aus Richtung des Krebsnebels erzeugt wird.
Eine erste, vorläufige Berechnung für den integralen Fluß des Krebsnebels für Energien oberhalb 1 TeV ergibt folgendes Ergebnis,

$$\Phi(E > 1TeV) = 1.4 \pm 0.09(stat) \pm 0.4(sys)\, 10^{-11} cm^{-2} s^{-1}$$

welches in guter Übereinstimmung mit den Messungen anderer Experimente steht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die neu entwickelte Kamera den Erwartungen an ihre Leistungsfähigkeit voll entspricht. Es steht daher zu erwarten, daß die HEGRA–Kollaboration durch den koinzidenten Betrieb von 5 Teleskopen, ausgerüstet mit den neuen hochauflösenden Kameras, sicher bald einen entscheidenden Beitrag auf der Suche nach den kosmischen Beschleunigern leisten wird.

Anhang A

Testaufbauten für Untersuchungen an Photomultipliern

Bei der Entwicklung der Kamera wurden insbesondere auch eingehende Untersuchungen zu den prinzipiellen Eigenschaften und zur Beschaltung von Photomultipliern durchgeführt. Weiterhin wurden sämtliche vom Hersteller gelieferten PMTs getestet, bevor sie zu *Pixeln* verarbeitet wurden. Die fertigen Pixel wurden dann ebenfalls im Hause getestet und deren Verstärkung kalibriert. Damit war sichergestellt, daß ausschließlich funktionsfähige Pixel auf La Palma in die Kamera eingebaut wurden.
Im folgenden sollen exemplarisch zwei Testaufbauten vorgestellt werden, die der Untersuchung der PMTs dienen.

A.1 Die empfindliche Fläche von Photomultipliern

Nicht alle Photoelektronen, die an der Photokathode freigesetzt werden, erreichen die Dynodenkette. Vielmehr wird die Flugbahn von einem Teil der Photoelektronen auf dem Strukturmaterial enden, so daß diese nicht zur Signalentstehung beitragen können. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Photoelektronen die Dynodenkette erreichen und zur Signalentstehung beitragen können, wird als *Sammlungseffizienz* oder auch *collection efficiency* bezeichnet. Die Größe der Sammlungseffizienz hängt bei einem gegebenen Photomultiplier von der Wellenlänge des Lichtes, der Auftreffposition der Lichtquanten auf der Photokathode, sowie von der Form und der Größe des elektrischen Feldes im Bereich zwischen Photokathode und den ersten Dynoden ab [PHI94].
Sowohl die Form, als auch die Größe des elektrischen Feldes hängen von der Beschaltung der Photomultiplier ab. Um eine passende Beschaltung zu finden, und um die

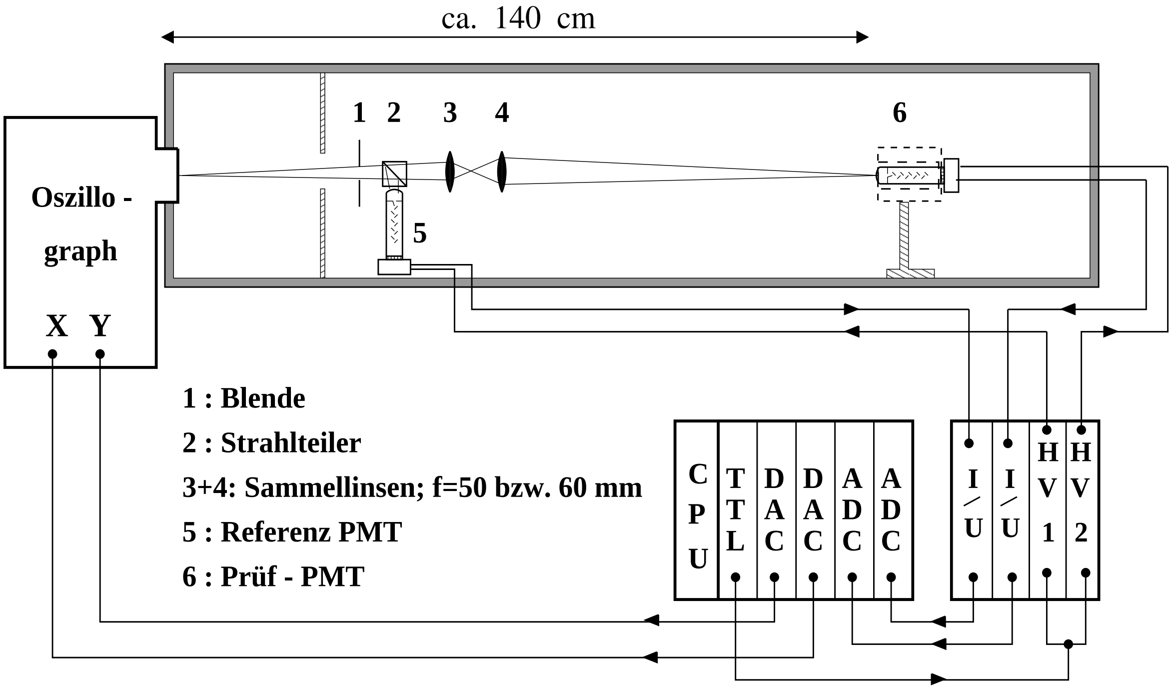

Abbildung A.1: *Schematischer Aufbau einer Apparatur zur Untersuchung der empfindlichen Fläche von Photomultipliern. Die gesamte Anordnung befindet sich in einer lichtdichten Holzkiste.*

Qualität der Produktion der Photomultiplier überwachen zu können, wurde eine Apparatur aufgebaut, mit der es möglich ist, die relative Empfindlichkeit als Funktion der Auftreffposition des Lichtes auf dem Eintrittsfenster zu untersuchen (Abb. A.1). Hierzu wird der Leuchtfleck eines Oszilloskopes über eine Linsenanordnung auf des Eintrittsfenster eines Photomultipliers abgebildet. Die Positionierung des Leuchtfleckes erfolgt computergesteuert mit Hilfe zweier Digital–Analog–Wandler. Bei einer typischen Messung wird der Leuchtfleck mit einer Schrittweite von 0.5 mm auf einem 48x48 Raster über das Eintrittsfenster des zu untersuchenden PMTs verfahren. Neben dem Anodenstrom des PMTs wird der Strom eines Referenz–Photomultipliers aufgezeichnet, welcher über einen Strahlteiler die Intensität des Lichtfleckes mißt. Dadurch ist es möglich Intensitätsschwankungen des Oszilloskopes zu korrigieren.
Für die anschließende Analyse werden die Stromwerte der beiden Photomultiplier als Funktion der Scanposition auf der Festplatte des Computers gespeichert. Die Form des Lichtfleckes läßt sich durch eine zweidimensionale Gaußverteilung beschreiben, mit einer Breite σ=0.4 mm. Inhomogenitäten der Sensitivität, deren Ausdehnung nicht kleiner ist als diese Größe, sollten daher meßbar sein.
Abbildung A.2 zeigt die relative Empfindlichkeit von zwei PMTs aus der ersten und zweiten Produktionsserie als Funktion der Abtastposition. Während der PMT der er-

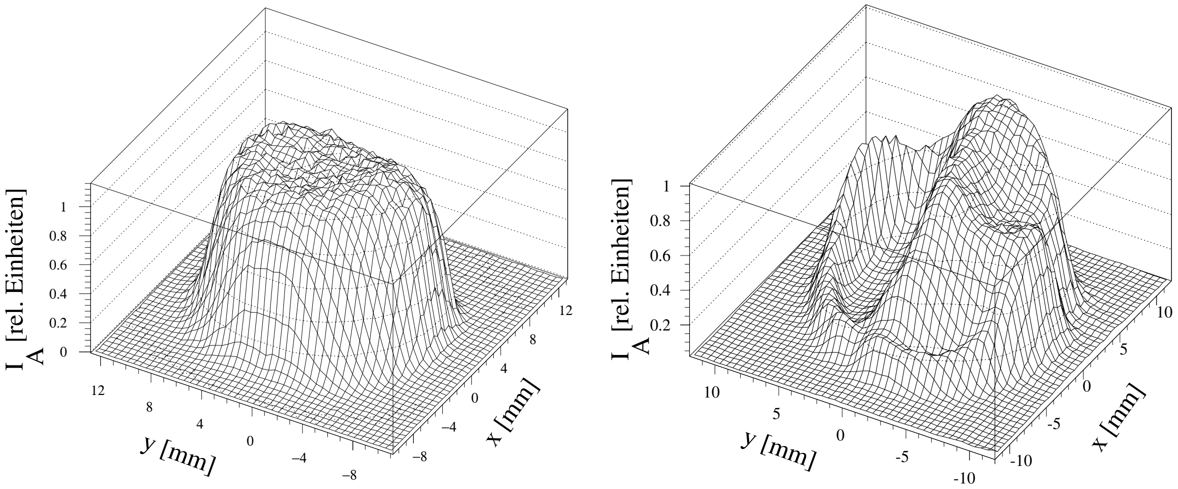

Abbildung A.2: *Relative Anodensensitivität als Funktion der Abtastposition für einen PMT der ersten Produktionsserie (links), sowie für einen PMT der zweiten Serie (rechts).*

sten Serie eine homogene Empfindlichkeitsverteilung aufweist ist sie bei dem PMT der zweiten Serie stark asymmetrisch. Diese Asymmetrie konnte auch durch Änderung der Potentialverteilung im Bereich der Kathode nicht ausgeglichen werden. Wie weitere Untersuchungen des Herstellers zeigten, lag die Ursache in einem Produktionsfehler bei der zweiten Serie, der nach diesen Messungen behoben wurde.
Zur Optimierung des elektrischen Feldes im Bereich der Photokathode wurden vier Photomultiplier herangezogen. Dadurch sollte sichergestellt werden, daß die Ergebnisse nicht von den Eigenschaften eines einzelnen PMTs bestimmt sind. Für diese PMTs wurden Messungen der empfindlichen Fläche mit verschiedenen Widerstandskombinationen R_1 und R_2 durchgeführt. Die Widerstände wurden dabei über einen Bereich von 1 R bzw. 1.5 R bis 2.5 R variiert, wobei $R_3 = R$ festgehalten wurde. Für jeden PMT und jede Widerstandskombination wurde dann der mittlere Durchmesser (50 % Contour) der sensitiven Fläche, sowie deren Asymmetrie bestimmt (Abb. A.3). Diesen Messungen zufolge wurde für die Photomultiplier der ersten Produktionsserie die Widerstandkombination $R_1 = 2R$ und $R_2 = 1.5R$ ausgewählt. Da der Hersteller jedoch Änderungen an der Elektronenoptik vorgenommen hat, wurde für die weiteren Produktionsserien $R_2 = R$ eingesetzt.

A.2 Pixelteststand

Der in diesem Abschnitt beschriebene Teststand dient verschiedenen Aufgaben:

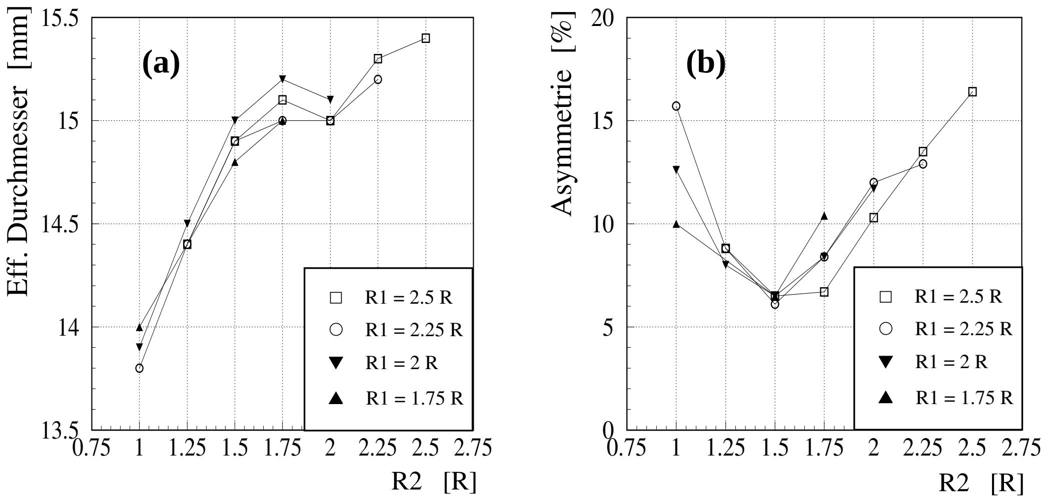

Abbildung A.3: *Effektiver Durchmesser (a), bzw. Asymmetrie (b) der sensitiven Fläche für verschiedene Widerstandskombinationen R_1, R_2 am Beispiel von PMT # 148*

- Untersuchung der Eigenschaften von Photomultipliern bei kontinuierlicher Beleuchtung.
- Messung der Linearität der Photomultiplier im gepulsten Betrieb.
- Serientest der fertig produzierten Pixel und Vorkalibration derselben.
- Test der vollständigen Auslesekette der Kamera mit Triggersystem und FADC–System, sowie der einzelnen Komponenten während der Entwicklung.

Der Aufbau (Abb. A.4) besteht im wesentlichen aus zwei regelbaren Lichtquellen, nämlich einem gepulsten Stickstofflaser (λ=337 nm), sowie einer Anordnung aus blauen, kontinuierlich leuchtenden Leuchtdioden. Mit diesen beiden Lichtquellen können bis zu 19 Photomultiplier gleichzeitig beleuchtet und untersucht werden.
Das Licht des Lasers wird über eine Anordnung aus zwei Graufiltern eingekoppelt. Der erste Filter im Lichtweg dient der groben Einstellung der Lichtintensität. Der zweite Filter besteht aus einer Grauscheibe, die das Licht abhängig von der Winkelposition unterschiedlich stark abschwächt. Der verwendet Filter kann kontinuierlich über einen Bereich der optischen Dichte von 0 bis 3 eingestellt werden. Die Drehung des Filters erfolgt mit Hilfe eines Schrittmotors, der über eine serielle Schnittstelle (RS232) von einem Computer aus angesteuert wird. Das abgeschwächte Licht des Lasers wird anschließend von einem Szintillator (NE111) absorbiert, der dann seinerseits Lichtpulse mit einer Dauer von ca. 5 nsec emittiert. Die Wellenlänge der maximalen Emission liegt bei diesem Szintillator bei 370 nm. Die Aufgabe des Szintillators besteht darin,

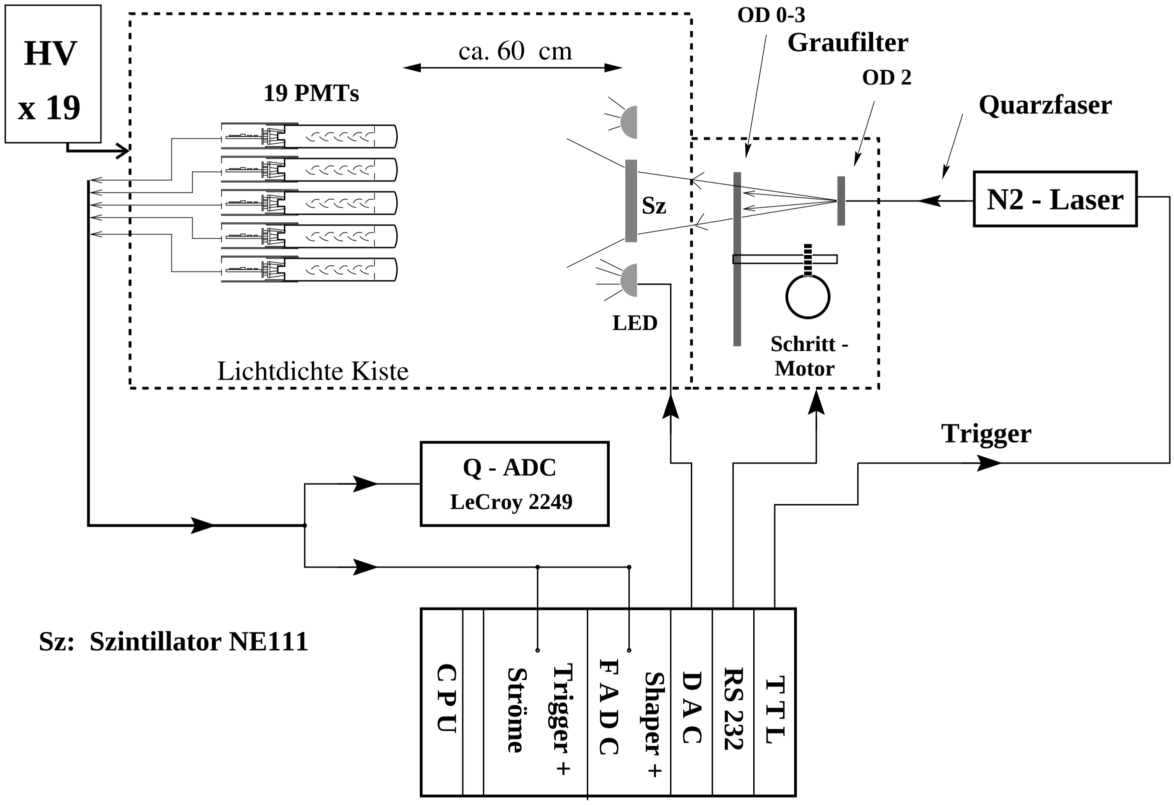

Abbildung A.4: *Aufbau für den Serientest fertig produzierter Pixel, sowie für prinzipielle Untersuchungen an Photomultipliern.*

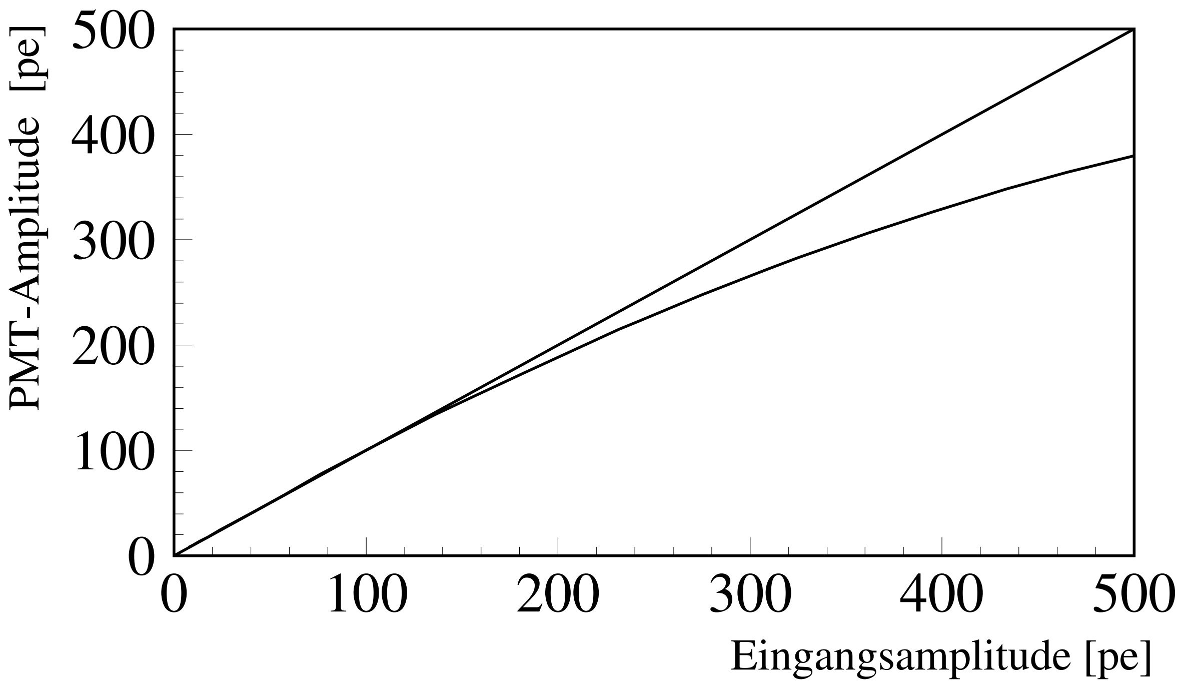

Abbildung A.5: *Verstärkungskennlinie der Pixel im gepulsten Betrieb.*

die Wellenlänge des Lichtes in einen Bereich zu konvertieren, in dem die Quanteneffizienz der Photomultiplier möglichst hoch ist. Außerdem wird das Licht diffus emittiert, so daß alle Photomultiplier mit der gleichen Lichtintensität beleuchtet werden.
Die Anordnung der Leuchtdioden (LED) wurde ebenfalls so gewählt, daß alle PMTs der gleichen kontinuierlichen Beleuchtung ausgesetzt sind. Die Helligkeitsregelung der LEDs erfolgt mit Hilfe eines Digital–Analog–Wandlers.
Mit dieser Anordnung aus Lichtquellen ist es möglich, den Lichtuntergrund des Nachthimmels, sowie die Lichtblitze von Luftschauern zu simulieren und deren Intensität programmierbar zu steuern.
Die Digitalisierung der Photomultipliersignale erfolgt wahlweise mit einem ladungsempfindlichen ADC (CAMAC, LeCroy 2249A) , oder mit einem 100 MHz FADC–System, je nach Anwendung. Für die Messung der Ströme und der Zählraten werden die in Kapitel 2.3.1 beschriebenen VME–Module verwendet. Die Auslese und Steuerung des gesamten Systems erfolgt mit einer 68040 VME–CPU unter LynxOS.
Exemplarisch seien zwei Messungen mit dieser Apparatur zu den Eigenschaften der Pixel vorgestellt:
Abbildung A.5 zeigt die Verstärkungskennlinie der Pixel als Funktion der Lichtamplitude, bei einer Photomultiplierverstärkung von $2{\cdot}10^5$. Es ist zu erkennen, daß die PMT–Amplitude bis ca. 150 Photoelektronen linear ansteigt. Bei höheren Lichtamplituden zeigt sich eine leichte Nichtlinearität. Diese beträgt bei einer Lichtamplitude

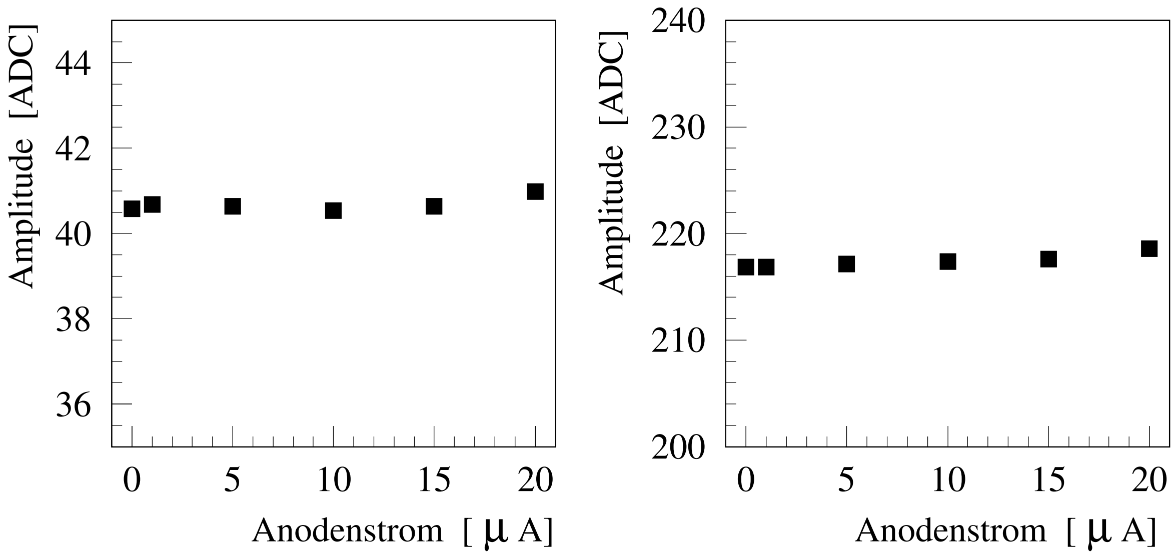

Abbildung A.6: *Relative Verstärkung der Pixel im gepulsten Betrieb für unterschiedliche Hintergrundbeleuchtungen. In (a) beträgt die Pulsamplitude ca. 40 Photoelektronen, in (b) ca. 230 Photoelektronen.*

von 230 Photoelektronen 7 % und steigt auf 24 % bei einer Amplitude von 500 Photoelektronen an. Die Nichtlinearität ist durch Raumladungseffekte bei Pulsen mit großer Amplitude im Photomultiplier zu erklären. Für die Analyse der Daten steht die Kennlinie in tabellierter Form zur Verfügung, so daß die Nichtlinearität korrigiert werden kann.

Wie im Text erwähnt, kann sich die Hintergrundbeleuchtung in den Pixeln der Kamera durch das Licht von Sternen während einer Meßreihe wegen der Bildfelddrehung ändern. Dadurch ändert sich aber auch der Anodenstrom der Pixel, was zu einer Umverteilung des Potentialgefälles zwischen den Dynoden und damit zu einer Änderung der Verstärkung führen kann. Die Spannungsteilerkette der PMTs wurde unter anderem daraufhin ausgelegt, daß solche Effekte klein sind. Abbildung A.6 zeigt zwei Messungen zur Amplitudenverstärkung der Pixel als Funktion des Anodenstromes. Es ist zu erkennen, daß die Verstärkung der Pixel unabhängig vom Anodenstrom ist.

Literaturverzeichnis

[ACK93] **K. Ackerstaff et al.:**
Space charge effects in PMTs
NIM A 335, 113 (1993)

[AGL89] **M. Aglietta et al.:**
The EAS–TOP Array at $E_0=10^{14}$–10^{16} eV: Stability and Resolutions
NIM A277, 23 (1989)

[AHA93b] **F. A. Aharonian:**
Procs. 2nd Workshop: Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector II
R.C. Lamb (Hrsg.), Calgary (1993)

[AHA94] **F. A. Aharonian, L.O'C. Drury, H. J. Völk:**
Gamma–Ray Emission from Dense Molecular Clouds overtaken by Supernova Shells
Astron. Astrophys. 285, 645 (1994)

[AHA95a] **F. A. Aharonian:**
VHE Gamma Ray Sources and Implications
Proc. 24th ICRC, Rom (1995), Highlight paper (in Druck)

[AHA95b] **F. A. Aharonian, A. M. Atoyan**
Does the inverse Compton mechanism alone explain the GeV/TeV gamma-ray emission from the Crab Nebula ?
Astrop. Phys., 3, 275 (1995)

[AHA95c] **F. A. Aharonian et al.:**
Gamma–Ray Fluxes and Energy Spectra
J. Phys. G: Nucl. Part.Phys. 21, 419 (1995)

[ATO96] **A. M. Atoyan, F. A. Aharonian:**
On the Mechanisms of Gamma Radiation in the Crab Nebula
Mon. Not. R. Astron. Soc. 278, 525 (1996)

[BER94] **K. Bernlöhr:**
private Mitteilung

[BIE93] **P. Biermann:**
Astron. Astroph. 271, 649 (1993)

[BOR94] **A. Borione et al.:**
NIM A346, 329 (1994)

[BRA89] **K:T: Brazier et al.:**
The University of Durham Southern Hemisphere VHE Gamma Ray Telescope
Exp. Astr. 1, (1989)

[CAN85] **B.H. Candy**
Photomultilier Characteristics and Practice relevant to photon counting
Rev. Sci. Instr. 56-2, 183 (1985)

[CAW90] **M.F. Cawley et al.:**
A High Resolution Imaging Detector for TeV Gamma-Ray Astronomy
Exp. Astr. 1, 173 (1990)

[CHU65] **A.E. Chudakov et al.:**
Transl. Consultants Bureau, P.N. Lebedev Phys. Inst. 26, (1965)

[COA70] **P. B. Coates:**
The edge effect in electron multiplier statistics
J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 13, 1290 (1970)

[COA70] **P. B. Coates:**
Photomultiplier Collection Efficiencies and Nonpoissonian Pulse Height Distributions
J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 6, 153 (1973)

[CRO93] **J. W. Cronin et al.:**
The Search for Discrete Astrophysical Sources of Energetic Gamma Radiation
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.43, 883 (1993)

[DAUMI] **A. Daum:**
private Mitteilung

[DAV57] **J. M. Davis, E. S. Cotton**
Journal of Solar Energy, 1, No. 2 and 3, 16-22 (1957)

[DIN95] **B. L. Dingus:**
The GeV Sky: Observations of EGRET on the Compton Gamma Ray Observatory
Procs. "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV"
M. Cresti (Hrsg.), Padova (1995)

[ELT68] **L. Elterman**
Air Force Cambridge Res. Lab. Ref. 40, AFCRL-68-153 (1968)

[EMI94] **Thorn EMI:**
private Mitteilung des Herstellers

[FER 87] **T. Ferbel:**
Experimental Techniques in High Energy Physics
Addison–Wesley Publishing Comp., Inc. (1987)

[FON95] **V. Fonseca et al.:**
Proc. 24th ICRC, 1, 474 Rom (1995)

[FRA96] **A. Frass**
Diplomarbeit (in Vorbereitung)
Universität Heidelberg (1996)

[GAI 90] **T.K. Gaisser:**
Cosmic Ray and Particle Physics
Cambridge University Press, (1990)

[GRE60] **K. Greisen:**
Cosmic Ray Showers
An. Rev. Nucl. Sci., Vol. 10, (1960)

[HAR93] **T. Hara et al.:**
A 3.8 m Imaging Cherenkov Telescope
NIM A 332, 300 (1993)

[HEI44] **W. Heitler:**
Quantum Theory of Radiation
Oxford University Press, 2^{nd} Edition, (1944)

[HER95] **G. Hermann et al.**
Preprint MPI H-V36-1995 Max–Planck–Institut für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[HES95] **M. Heß:**
Diplomarbeit, Max–Planck–Institut für Kernphysik
Universität Heidelberg (1995)

[HIM79] **M. Hillas:**
Procs. 16th ICRC 6, 13
Kyoto (1979)

[HIM85] **M. Hillas:**
Procs. 19th ICRC 3, 445
La Jolla (1985)

[HIM95] **M. Hillas:**
TeV Gamma–Ray Astrophysics
Kluwer Academ. Publishers (1996); H.J.Völk, F.A.Aharonian (Hrsg.)

[JAC82] **J. D. Jackson:**
Klassische Elektrodynamik
Berlin; New York: deGruyter (1982)

[JAG92] **O. C. DeJager, A. K. Harding:**
The Expected High–Energy to Ultra–High–Energy Gamma–Ray Spectrum of the Crab Nebula
Atroph. J. 396, 161 (1992)

[KAN94] **G. Kanbach:**
The Sky as viewed from the Compton Gamma Ray Observatory
Procs. of the Erice NATO–ASI (1994), M.M. Shapiro, R. Silberberg, J. P. Wefel (Hrsg.)

[KIF95] **T. Kifune et al.:**
Very High Energy Gamma Rays from PSR 1706–44
Astroph. J. 438, L91 (1995)

[KOE95] **C. Köhler:**
Diplomarbeit, Max–Planck–Institut für Kernphysik
Universität Heidelberg (1995)

[KON96] **A. Konopelko et al.:**
Detection of Gamma–Rays Above 1 TeV From the Crab Nebula
Astrop. Phys. Vol.3–4, 199 (1996)

[KON92] **A. Konopelko et al.**
Preprint FIAN N 6 (1992)

[LEW90] **D. Lewis:**
Optical Characteristics of the Whipple Observatory TeV Gamma–Ray Imaging Telescope
Exp. Astr. 1, 213 (1990)

[LEW93] **D. Lewis et al.:**
Energy Spectra from Cherenkov Telescopes: Application to the Crab Nebula
Proc. 23rd ICRC, 1, 279 Calgary (1993)

[LOR94] **E. Lorenz, R. Mirzoyan:** Preprint MPI-PhE/94-35
MPI für Physik, München (1994)

[MAU95] **M. Ulrich:**
Procs. "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV"
Padova (1995)

[MAU96] **M. Ulrich:**
Dissertation (in Vorbereitung)
Universität Heidelberg (1996)

[MIR94] **R. Mirzoyan et al.**
The First Telescope of the HEGRA Air Cherenkov Imaging Telescope Array
NIM A 351, 513 (1994)

[MIR95] **R. Mirzoyan et al.:**
Procs. "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV"
Padova (1995)

[MUE92] **N. Müller:**
Diplomarbeit, Universität Kiel (1992)

[MUR 86] **P. V. Ramana Murthy, A. W. Wolfendale:**
Gamma–Ray Astronomy
Cambridge University Press, (1986)

[NIS 67] **J. Nishimura:**
Theory of Cascade Showers
Flügge: Handbuch der Physik XLVI/2, (1967)

[PET96] **D. Petry et al.:**
Detection of VHE γ–Rays from Mkn 421 with HEGRA Cherenkov Telescopes
Submittiert an A&A (1996)

[PHI94] **Philips:**
Photomultiplier tubes - principles & applications, Philips (1994)

[PLY88] **A. Plyascheschnikow et al.**
Preprint FIAN N 92 (1988)

[PLY96] **A. Plyascheschnikow**
Internes Info (1996)

[PUE96] **G. Pühlhofer:**
Diplomarbeit, Max–Planck–Institut für Kernphysik
Universität Heidelberg (1996)

[PUN92] **M. Punch et al.:**
Nature 358, 477 (1992)

[RAN72] **J. Ranft et al.**
Particle Accelerators 4, 11 (1972)

[ROA73] **F. E. Roach, J. L. Gordon:**
The Light of the Night Sky
Reidel Pblishing Company, Dordrecht (1973)

[QUI96] **J. Quinn et al.:**
Detection of Gamma Rays with E>300 GeV From Markarian 501
Astroph. J. 456, L83 (1996)

[ROE92] **W. Roedel:**
Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre
Springer, Berlin (1992)

[SCH 92] **V. Schönfelder:**
Spektakuläre erste Ergebnisse des Compton–Obseratoriums GRO
Phy. Bl. 11, 919 (1992)

[SHA87] **Y.M. Shabeliskiy**
Nucl. Phys. 45, 223 (1987)

[SOK 89] **P. Sokolsky:**
Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics
Addison–Wesley Publishing Comp., Inc. (1989)

[STA 93] **W. Stamm et al.:**
A low cost high-voltage controller for photomultiplier tubes
NIM A328, 601 (1993)

[VAC91] **G. Vacanti et al.:**
Gamma Ray Observation of the Crab Nebula at TeV Energies
Astrophys. J. 377, 467 (1991)

[VAC94] **G. Vacanti et al.:**
Muon ring images with an atmospheric Cerenkov telescope
Astrop. Physics 2, 1 (1994)

[VLK96] **H. J. Völk:**
The Astrophysics Program of HEGRA Part1: Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes
Draft Version 4, MPI für Kernphysik, Heidelberg (1996)

[WEE88] **T. C. Weekes:**
Very High Energy Gamma–Ray Astronomy
Phys. Rep. 160, No.1 & 2, North Holland, Amsterdam (1988)

[WEE89] **T. C. Weekes et al.:**
Astrophys. J. 342, 379 (1989)

[WEE92] **T. C. Weekes:**
TeV Radiation from Galactic Sources
Space Science Review 59, 315 (1992)

[WIE94] **B. Wiebel:**
Chemical composition in high ernergy cosimc rays
Preprint BUGH Wuppertal, WUB 94-08, (1994)

[WRT93] **A. G. Wright:**
An investigation of photomultiplier background
J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 16, 300 (1983)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Heidelberger CT–Gruppe bedanken, die durch eine überaus nette Arbeitsatmosphäre und eine sehr gute Zusammenarbeit zum Gelingen des Experimentes beigetragen haben.

Mein besondere Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die interessante Themenstellung und die Betreuung der Arbeit, sowie für sein Vertrauen während der letzten drei Jahre.

Ebenso danke ich Herrn Dr. M. Panter für seine Hilfe in allen Phasen der Arbeit und vor allem auch für die sehr gute und freundschaftliche Zusammenarbeit. Nicht zuletzt auch dafür, daß wir gemeinsam so manchen Stein, auch nichtvulkanischer Natur, auf dem Weg zu einem funktionierenden Teleskop beiseite geräumt haben.

In diesem Sinne gilt mein besonderer Dank auch Herrn N. Bulian für seinen Ideenreichtum und seine gute Laune, sowie für seine Ausdauer bei der Suche nach den verlorengegangenen Bits.

Den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt und der Feinmechanischen Werkstatt, allen voran H. Fuchs und M. Stein danke ich für ihren unermüdlichen Einsatz bei der Entwicklung und beim Bau der Kamera und der Elektronik.

Bei dem *DreamTeam*95 bestehend aus B. Braun, N. Bulian, A. Daum, H. Fuchs, M. Heß, W. Korgel und M. Panter bedanke ich mich für eine schöne, trotz arbeitsreiche, Zeit auf der Insel.
Ebenso bei R. Kankanian für die nette Zeit, in der wir dem Teleskop das Schielen abgewöhnt haben.

Weiterhin möchte ich mich bei T. Kihm bedanken, für so manche konstruktive (und hitzige) Diskussion über das Design der Kameraelektronik.

Schließlich möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die durch die kleinen und großen Hilfen dafür gesorgt haben, daß auch diese Arbeit zum Ende geführt werden konnte.

Nicht zuletzt gilt aber mein Dank meinen Schwestern Gabriele und Sabine für ihre Unterstützung in den letzten Wochen dieser Arbeit.