Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg


Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von


Hubert Lampeitl

aus Stuttgart-Bad Cannstatt


1997

# Triggerung des HEGRA-Tscherenkovteleskopsystems

Die Diplomarbeit wurde von Hubert Lampeitl ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. W. Hofmann

Die abbildende Tscherenkovtechnik stellt momentan einen der leistungsfähigsten Ansätze zur Erforschung der VHE-Komponente ($\sim$ 1 TeV) der kosmischen $\gamma$-Strahlung dar. Von der HEGRA-Kollaboration wird derzeit auf der Kanarischen Insel La Palma ein System von fünf abbildenden Tscherenkovteleskopen aufgebaut. Im Juni und im September 1996 wurden das zweite und das dritte Systemteleskop in Betrieb genommen. Dies ermöglichte den Übergang von einem Einzelteleskoptrigger zu einem Systemtrigger. Die einwandfreie Funktion des Systemtriggers wurde im Rahmen dieser Arbeit anhand mehrerer Testmessungen überprüft.
Einer der wesentlichen Vorteile eines Systems abbildender Tscherenkovteleskope besteht in der Möglichkeit zur stereoskopischen Rekonstruktion der Herkunftsrichtung des primären Teilchens. Zusätzliche Information über dessen Richtung kann aus der Bestimmung der Ankunftszeit der Tscherenkovlichtfront bei den einzelnen Teleskopen gewonnen werden. Am HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem sind mehrere Methoden zur Zeitmessung aufgebaut. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Methoden mitentwickelt und deren Resultate miteinander verglichen. Hieraus ergab sich ein optimiertes Verfahren zur Zeitmessung. Aus den so gemessenen Lichtankunftszeiten und der Kenntnis der Schauerachse wurde eine Parametrisierung der Lichtfront abgeleitet. Dies ermöglicht es, die Resultate der Zeitmessung in die Richtungsrekonstruktion miteinzubeziehen.

**Triggering the HEGRA-Cerenkov-Telescopesystem**
An array of Imaging Atmospheric Cerenkov Telescopes (IACT) is currently one of the most efficient approaches for the exploration of cosmic UHE-$\gamma$-rays with energies around 1 TeV. At presence the HEGRA-collaboration is establishing a system of five IACTs at the Canarian island La Palma. In June and September 1996 the second and third system telescope were put into operation. Therefore it was possible to switch from a single telescopetrigger to a system trigger. In this work the perfect performance of the system trigger is verified by several test measurements.
One of the most important advantage of a telescopesystem is the possibility of stereoscopic reconstruction of the showerdirection and therefore the direction of the primary particle. Additional information about the showerdirection can be obtained by measuring the time of arrival of the cerenkovlightfront at each telescope. Several methods of measuring these times have been set up at the HEGRA-Cerenkov-Telescopesystem. The comparison between these methods leads to an optimized procedure for analysing the measured times. This opens up the possibility to derive a parametrisation of the lightfront out of the knowledege of the showerdirection and the measured times. As a consequence of these results it is possible to use the timinginformation in the reconstruction of the showerdirection.

# Inhaltsverzeichnis

# Einleitung

Die Erde ist einem ständigen Fluß hochenergetischer Teilchen ausgesetzt. Dieser Sachverhalt wurde 1912 von Victor Hess durch Experimente bei Ballonflügen festgestellt. Die weitergehende Erforschung dieser Höhen- oder auch kosmischen Strahlung war eng verbunden mit der Entwicklung kernphysikalischer Meßmethoden, im besonderen mit der von Bothe und Geiger entwickelten Koinzidenzmethode [Bothe25]. Durch Einsatz dieser Methode konnte von Bothe und Kolhörster gezeigt werden, daß die sekundäre Komponente der kosmischen Strahlung eine Komponente mit großem Durchdringungsvermögen enthält, und somit nicht aus elektromagnetischer Strahlung ($\gamma$-Strahlung), sondern im wesentlichen aus geladenen Teilchen besteht[Bothe29].
In den ersten Jahrzehnten der Erforschung der kosmischen Strahlung war das Interesse besonders auf die teilchenphysikalischen Aspekte konzentriert. Im Vordergrund stand hier die Entdeckung neuer elementarer Teilchen wie des Myons durch Anderson und Neddermeyer im Jahre 1936. Durch die Entwicklung von Strahlungsquellen mit ausreichender Luminosität wurde es möglich, die teilchenphysikalischen Aspekte im Labor unter reproduzierbaren Bedingungen zu erforschen. Das Interesse an der kosmischen Strahlung verlagerte sich zunehmend auf astrophysikalische Fragestellungen, also nach den Quellen der kosmischen Strahlung und ihrer Ausbreitung durch das galaktische und intergalaktische Medium. Als Haupthindernis erwies sich hierbei, daß die elektrisch geladenen Teilchen in den kosmischen Magnetfeldern abgelenkt werden und somit keinen Aufschluß über die Richtung der Quellen ermöglichen. Von besonderem Interesse sind daher die elektrisch neutralen Anteile der kosmischen Strahlung wie die $\gamma$-Strahlung und die Neutrinostrahlung. Zur Untersuchung letzterer sind einige Experimente in Planung oder im Aufbau (z.B. AMANDA, DUMAND [Res96]). Als problematisch erweist sich bei diesen Experimenten jedoch der extrem geringe Wechselwirkungsquerschnitt von Neutrinos mit Materie.
Geradezu entgegengesetzt sind die Verhältnisse bei der Beobachtung von $\gamma$-Strahlung. Hier wechselwirkt das primäre Photon in der Regel bereits in der oberen Atmosphäre und führt über Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozesse zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers. Dieses Phänomen wird auch als Luftschauer

bezeichnet. Je nach Energiebereich werden unterschiedliche experimentelle Ansätze zur Erforschung der Gammastrahlung gewählt. Eine Übersicht über das hochenergetische elektromagnetische Spektrum und die experimentellen Techniken ist in Abb. 1 dargestellt. Im sogenannten High-Energy-Bereich (HE) - bis zu einigen $10^{10}eV$- ist eine direkte Beobachtung durch Satelliten oder Ballone möglich. Besonders zu erwähnen ist hier das Compton Gamma Ray Observatory (GRO) mit den Instrumenten EGRET und COMPTEL [Kan88][Schön88]. Mit zunehmender Energie wird der Fluß der Gammastrahlung jedoch so gering, daß Satelliten unrealistischer Größe notwendig wären, um ein ausreichendes Signal zu detektieren. Ein gänzlich anderer Ansatz ist im sogenannten Ultra-High-Energy-Bereich (UHE) möglich. Hier reicht die Kaskade der geladenen Teilchen des Luftschauers bis zum Erdboden und kann dort durch eine Matrix geeigneter Detektoren nachgewiesen werden. Beispiele für diese Technik sind z.B. das Tibet AS$\gamma$-Experiment [Ame92] und das CASA-MIA-Experiment [Bor94].
Der mittlere Energiebereich, der sogenannte Very-High-Energy Bereich (VHE), wird durch die abbildende Tscherenkovtechnik zugänglich. Hierbei wird der Luftschauer durch das von ihm emittierte Tscherenkovlicht nachgewiesen. Von der HEGRA-Kollaboration [1] wurden 1994, 1995 und 1996 in mehreren Schritten ein System von vier Tscherenkovteleskopen in Betrieb genommen. Die endgültige Fertigstellung des Systems soll 1997 durch die Inbetriebnahme des fünften Teleskops erfolgen. Ein solches System im koinzidenten Betrieb bietet gegenüber unabhängigen Einzelteleskopen mehrere Vorteile. Die wichtigsten sind ein erheblich besseres Signal zu Rauschverhältnis, d.h. eine erheblich bessere Unterdrückung an Ereignissen aus der hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung, und die aus der Stereoskopie gewonnene zusätzliche Richtungsinformation über den Luftschauer.
Im Rahmen dieses Experiments wurde die vorliegende Diplomarbeit durchgeführt. Aufgabe war es, die Inbetriebnahme der zentralen Triggerlogik des Teleskopsystems zu begleiten und erste Studien zum koinzidenten Betrieb eines Mehrteleskopsystems durchzuführen. Desweiteren wurde zusätzlich zur Triggerlogik ein Aufbau zur Bestimmung der relativen Teleskoptriggerzeitpunkte entwickelt und eine erste Analyse der hieraus gewonnenen Daten durchgeführt. Ziel dieser Zeitmessungen ist es, von der Abbildung des Luftschauers unabhängige Informationen über dessen Herkunftsrichtung zu erhalten.
Im ersten Teil der Arbeit wird zunächst die Phänomenologie der kosmischen Strahlung vorgestellt. Im zweiten Teil werden grundsätzliche Prinzipien der abbildenden Tscherenkovtechnik - wie Bildentstehung und Stereoskopie - erläutert. Zusätzlich wird ein analytisches Modell zur Berechnung der effektiven Fläche eines Teleskopsystems vorgestellt. Im dritten Teil erfolgt eine Beschreibung des HEGRA-

[1] HEGRA steht für High Energy Gamma Ray Astronomy

Tscherenkovteleskopsystems und der Meßaufbauten zur Zeitmessung. Die direkt nach Inbetriebnahme des zentralen Triggers ausgeführten Testmessungen werden im vierten Kapitel erläutert und mit dem im zweiten Kapitel vorgestellten Modell verglichen. Im fünften Kapitel erfolgt ein Vergleich der unterschiedlichen Zeitmessungen auf instrumentellem Niveau. Ein Vergleich der aus der Zeitmessung bestimmten Lichtankunftszeit mit der aus der stereoskopischen Rekonstruktion erwarteten Lichtankunftszeit erfolgt im letzten Kapitel.

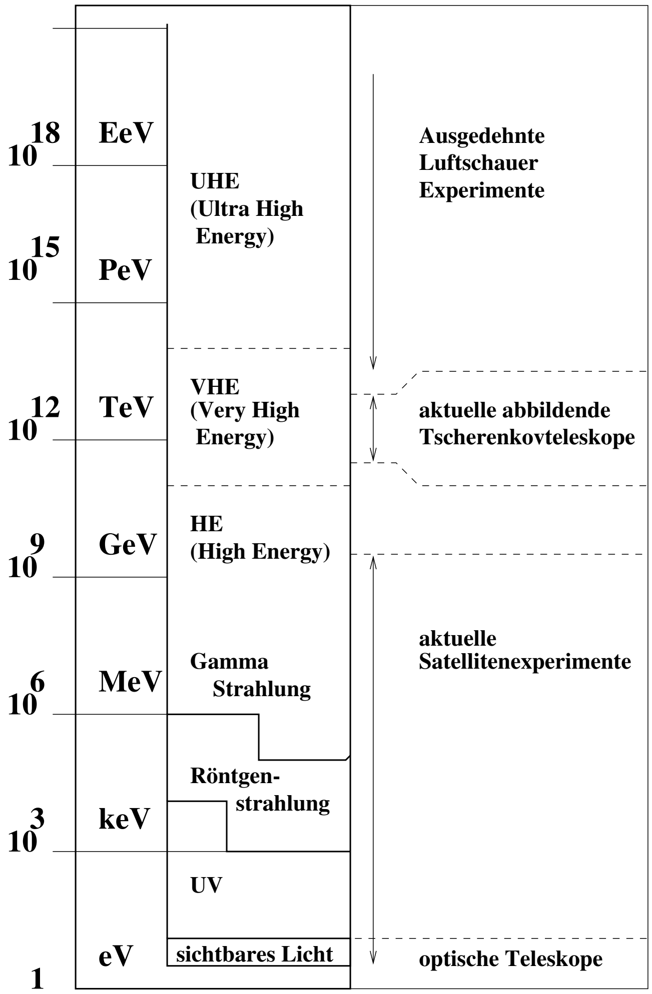



**Abbildung 1:** *Übersicht über das elektromagnetische Spektrum mit Energien größer als der des sichtbaren Lichts. Die jeweiligen experimentellen Techniken sind im rechten Teil der Abbildung eingetragen. Der Energiebereich zwischen den aktuellen Satellitenexperimenten und der Tscherenkovtechnik ist bisher nicht zugänglich.*

# Kapitel 1

# Kosmische Strahlung

## 1.1 Kosmische $\gamma$-Strahlung

Ziel der abbildenden Tscherenkovtechnik ist es, die VHE-Komponente der kosmischen $\gamma$-Strahlung zu erforschen. Die Erzeugung dieser Strahlung ist eng mit den vermuteten Quellen der kosmischen Strahlung verbunden, da in diesen Quellen Teilchen mit ausreichender Energie zur Produktion von hochenergetischen $\gamma$-Quanten zur Verfügung stehen. Je nach vorhandenen primären Teilchen sind folgende Produktionsmechanismen für $\gamma$-Strahlung im VHE-Bereich von Bedeutung: Hochenergetische Elektronen erzeugen über Bremsstrahlung und inversen Comptoneffekt hochenergetische $\gamma$-Strahlung, Hochenergetische Protonen hauptsächlich über $\pi^0$-Produktion bei Nukleon-Nukleon-Stößen.

*Bremsstrahlung* tritt auf, wenn ein hochenergetisches geladenes Teilchen im elektrischen Feld eines Kerns von seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt wird. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung hängt von der Masse des Teilchens ab und ist um so größer, je kleiner die Masse des Teilchens ist. Deshalb ist dieser Prozeß nur für Elektronen und Positronen relevant. Eine wirksame Übertragung der Elektronenenergie auf $\gamma$-Strahlung ist nur möglich wenn eine ausreichend große Materiedichte vorhanden ist.

Unter dem *inversen Comptoneffekt* versteht man den Stoß eines niederenergetischen Lichtquants mit einem hochenergetischen Elektron. Hierbei wird Energie vom Elektron auf das Lichtquant übertragen. Voraussetzung für diesen Prozeß ist daher eine möglichst hohe Photonendichte.

Die Erzeugung eines neuen Teilchens mit der Masse m in Proton-Proton- Kollisionen ist nur dann möglich, wenn im Schwerpunktsystem mehr Energie als die der Ruhemasse des Teilchens zur Verfügung steht. Die Erzeugung von $\pi^0$-Mesonen in Nukleon-Nukleon Stößen und deren Zerfall stellt einen effektiven Mechanismus zur

Produktion von $\gamma$-Strahlung dar. Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Mechanismen findet sich in [Mur93].
Welcher der oben beschriebenen Mechanismen zur Produktion von hochenergetischer $\gamma$-Strahlung führt, hängt wesentlich von den Bedingungen in der Quelle ab. Als mögliche Quellen im hochenergetischen Bereich gelten:

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

Bisher wurden vier Quellen im VHE-Bereich mit der abbildenden Tscherenkovtechnik nachgewiesen. Als galaktische Quellen sind dies der Krebsnebel [Wee89] und der Pulsar PSR B 1706-44 [Kif95], als extragalaktische Quellen die AGNs MRK 421 [Pun92] und MRK 501 [Qui96]. Die eindeutige Indentifikation eines SNR als Quelle hochenergetischer $\gamma$-Strahlung steht bisher noch aus.

## 1.2 Geladene kosmische Strahlung

### 1.2.1 Das Spektrum

In Abb. 1.1 ist das von unterschiedlichen Experimenten gemessene differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung summiert über alle Teilchen dargestellt. In dem Bereich zwischen $10^9$ und $10^{14}$ eV kann das Spektrum sehr gut durch ein differentielles Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\phi}{dEd\Omega} = KE^{-\Gamma} \tag{1.1}$$

beschrieben werden. Hier bezeichnet $d\phi/(dEd\Omega)$ den differentiellen Fluß der kosmischen Strahlung, also die Anzahl der Teilchen pro $m^2$ sr s und eV bezeichnet. Für $\Gamma$ ergibt sich ein Wert von $2,67 \pm 0,02$ und für K ein Wert von $2,5 \cdot 10^-5 (scm^2 strTeV)$ bei einer Energie $E = 1TeV$ [Wie94].
Im Bereich zwischen $10^{16}$ und $10^{19}$ eV ist das Spektrum deutlich steiler. Hier gilt ein Potenzgesetz mit einem Exponenten von $\Gamma$= 3,2. Bei den höchsten Energien oberhalb $10^{19}$ eV scheint das Spektrum wieder flacher zu werden. Bisher ist dies jedoch aufgrund der geringen Statistik in diesem Bereich nicht eindeutig nachgewiesen. Der Bereich zwischen $10^{15}$ und $10^{16}$ eV wird häufig als Knie bezeichnet, der Bereich zwischen $10^{18}$ und $10^{19}$ eV als Ferse.

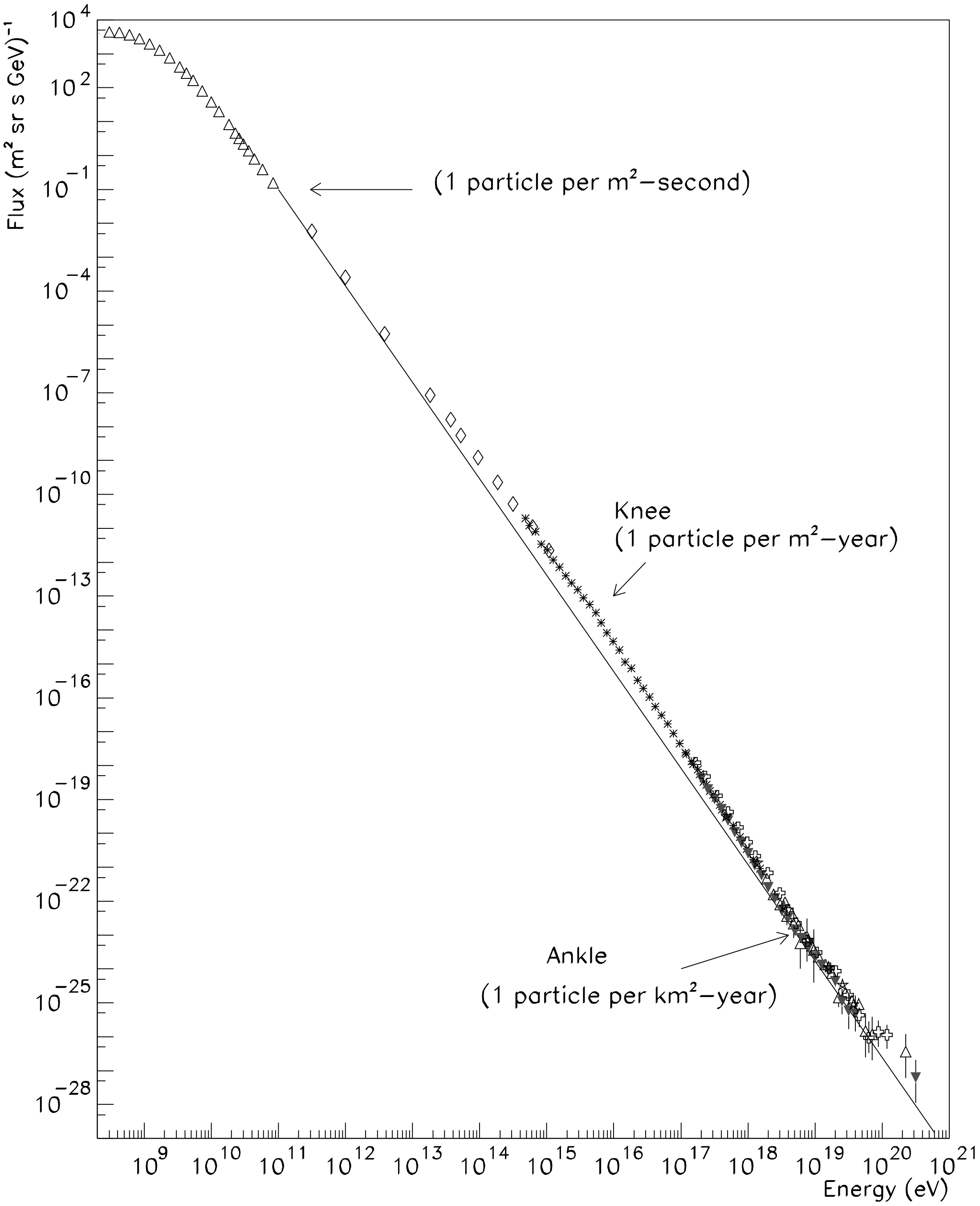



**Abbildung 1.1:** *Das gemessene differentielle Spektrum der kosmischen Strahlung. Die durchgezogene Linie entspricht einem Potenzgesetz mit dem Exponenten -3,0 [Aug96].*

Das Spektrum der Elektronen der kosmischen Strahlung kann oberhalb $10^9$ eV durch ein Potenzgesetz mit dem Exponenten $\Gamma = 3{,}3$ beschrieben werden. Eine mögliche Ursache für den steileren Abfall sind Strahlungsverluste der Elektronen beim Durchgang durch kosmische Magnetfelder.

### 1.2.2 Chemische Zusammensetzung

Die kosmische Strahlung besteht aus unterschiedlichen Teilchen. Den größten Anteil stellen Protonen und andere Atomkerne mit ca. 98% und Elektronen mit etwa 2% dar. Der Anteil an $\gamma$-Quanten ist in der Regel kleiner als 0.1 %.
Die relative Häufigkeit der einzelnen Elemente verteilt sich bei einer Energie/Nukleon unterhalb des Knies in etwa folgendermaßen: Am häufigsten ist das Proton mit ca. 87% vertreten, gefolgt vom Helium mit 12%. Die schweren Elemente ergeben zusammen ca. 1%. Die Elementhäufigkeit ähnelt stark der solaren Häufigkeit der Elemente. Große Unterschiede zeigen sich jedoch bei den leichten Elementen Lithium, Beryllium und Bor, die in der kosmischen Strahlung weitaus häufiger vertreten sind, und genauso bei den Elementen, deren Kernladung Z um bis zu fünf Einheiten geringer als die des Eisens ist. Dieser Effekt ist qualitativ durch Spallationsreaktionen der schwereren Elemente bei der Ausbreitung durch das interstellare Medium zu erklären. Unverstanden ist bisher die relative Unterhäufigkeit von Wasserstoff und Helium im Vergleich zu den schweren Elementen.

### 1.2.3 Anisotropie der geladenen kosmischen Strahlung

Der Gyroradius eines relativistischen Teilchens in einem Magnetfeld B ist durch die Gleichung

$$r_g = \left(\frac{pc}{ze}\right)\frac{\sin\Theta}{Bc} \tag{1.2}$$

gegeben. p ist hier der relativistische Impuls des Teilchens und z dessen Ladungszahl. Der Pitchwinkel $\Theta$ ist der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Teilchens relativ zum Magnetfeld. Der Ausdruck in der Klammer wird auch als Rigidität des Teilchens bezeichnet.
Bei Energien $< 10^{11}eV$ wird die Bahn der Teilchen merklich durch das interplanetare, das solare und das Erdmagnetfeld beinflußt. Es zeigen sich in diesem Energiebereich erhebliche Richtungseffekte wie z.B der Ost-West-Effekt oder der Breiten-Effekt [Allk]. Im Energiebereich zwischen $10^{11}eV$ und $10^{15}eV$ ergaben Messungen an

der myonischen Komponente von Luftschauern eine Anisotropie von $< 0.1\%$. In diesem Bereich kann die kosmische Strahlung als nahezu isotrop betrachtet werden. Im Energiebereich oberhalb $10^{15}eV$ scheint sich eine Abnahme der Isotropie anzudeuten [Hillas84]. Eine eindeutige Erklärung für diesen Sachverhalt steht bisher noch aus. Eine mögliche Erklärung ist der extragalaktische Ursprung der höchstenergetischen Komponente.

## 1.3 Wechselwirkung kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre

### 1.3.1 Luftschauer

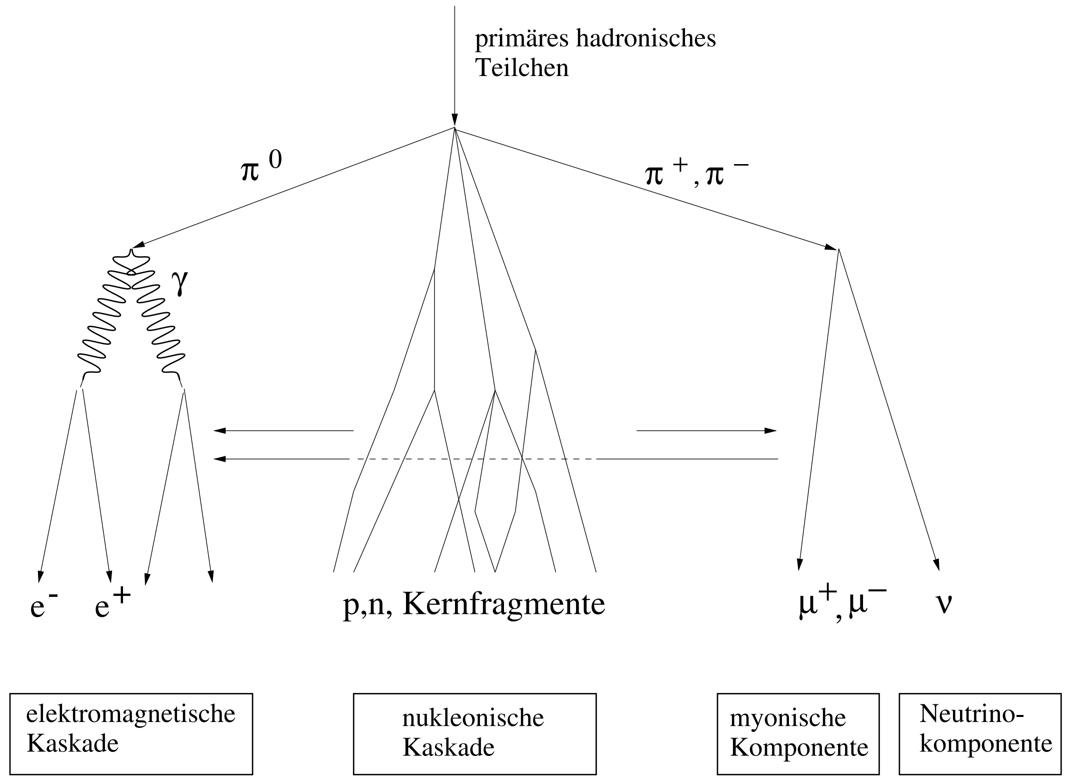



**Abbildung 1.2:** *Schematische Darstellung eines hadronischen Schauers. Die einzelnen Kaskaden sind nur der Übersicht halber getrennt dargestellt. Die Pfeile zwischen den Kaskaden deuten an, daß es während der Schauerentwicklung zu einem Austausch zwischen den Teilkaskaden kommt.*

Die Entwicklung der hadronischen Kaskade eines Luftschauers ist schematisch in Abb. 1.2 dargestellt. Trifft ein Proton oder schwerer Kern hoher Energie auf einen Atomkern der Atmosphäre - in der Regel ein Stickstoff- oder Sauerstoffkern - so führt dies zur Ausbildung eines Luftschauers. Aufgrund der mittleren freien Weglänge eines hochenergetischen Protons von $800kg/m^2$ und der gesamten atmosphärischen Tiefe von ca. $10000kg/m^2$ erfolgt die erste Wechselwirkung bereits in ca. 20 Kilometern Höhe. Hierbei wechselwirkt das einfallende Proton inelastisch mit einem Nukleon des atmosphärischen Atomkerns. Bei dieser Kollision entstehen in erster Linie geladene und neutrale Pionen ($\pi^0, \pi^+$ und $\pi^-$), zum Teil aber auch sogenannte seltsame Teilchen wie Kaonen. Dem Atomkern werden hierbei in der Regel ein oder zwei Nukleonen entrissen, und zurück bleibt ein hochangeregter Kern, der meist in einer sogenannten Spallation in weitere Kernfragmente zerfällt.
Die bei dieser Reaktion erzeugten Pionen sind instabile Teilchen und zerfallen in der Regel aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer bevor sie eine weitere Reaktion ausführen. Der Zerfall des neutralen Pions erfolgt über die elektromagnetische Wechselwirkung entsprechend der Reaktion

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \qquad \tau_{\pi^0} = 0,84 \cdot 10^{-16} s \tag{1.3}$$

in zwei hochenergetische $\gamma$-Quanten. Dieser Zerfall initiiert die sogenannte elektromagnetische Teilkaskade. Eine ausführliche Beschreibung von elektromagnetischen Schauern wird im folgenden Kapitel gegeben.

Die geladenen Pionen zerfallen zu 99,98% über die schwache Wechselwirkung entsprechend der Reaktionen

$$\left.\begin{array}{l} \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \longrightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \end{array}\right\} \qquad \tau_{\pi^+,\pi^-} = 2,60 \cdot 10^{-8} s$$

in Myonen und Neutrinos. Dies führt zur myonischen und Neutrinokomponente des Luftschauers. Der Zerfall des Myons erfolgt ebenfalls über die schwache Wechselwirkung entsprechend der Reaktion

$$\left.\begin{array}{l} \mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \\ \mu^- \longrightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu \end{array}\right\} \qquad \tau_{\mu^+,\pi^-} = 2,2 \cdot 10^{-6} s$$

in Elektronen bzw. Positronen und zwei Neutrinos. Da Myonen nicht an Prozessen der starken Wechselwirkung teilnehmen, unterliegen sie nur in sehr geringem Maß nuklearen Wechselwirkungen. Der wesentliche Energieverlust beim Durchgang durch die Atmosphäre entsteht durch Ionisation. Als Folge der relativistischen Zeitdilatation erreicht ein großer Anteil der hochenergetischen Myonen Meereshöhe. Die niederenergetischen Myonen zerfallen entsprechend der vorgestellten Reaktionen und liefern somit einen Beitrag zur elektromagnetischen Kaskade und zur Neutrinokomponente.

### 1.3.2 Die elektromagnetische Kaskade

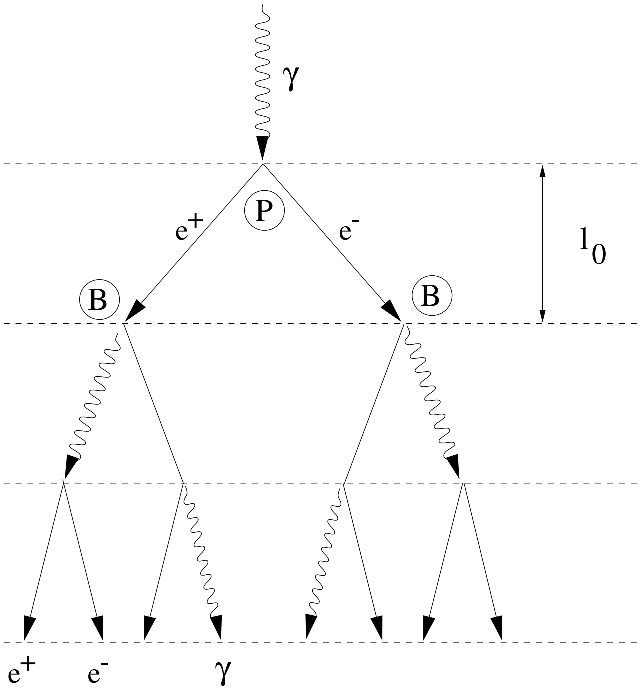



**Abbildung 1.3:** *Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade. Paarbildungsprozesse sind durch (P), Bremstrahlungsprozesse durch (B) gekennzeichnet.*

Wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt, kann ein elektromagnetischer Schauer sowohl als Unterschauer einer hadronischen Kaskade, als auch als ein eigenständiger Schauertyp, initiiert durch ein primäres hochenergetisches $\gamma$-Quant oder Elektron, entstehen. Die wesentlichen Prozesse in einem elektromagnetischen Schauer sind Paarbildung und Bremsstrahlung. Bei der Paarbildung entsteht im elektrischen Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar entsprechend der Reaktionsgleichung:

$$\gamma + A \longrightarrow e^{+} + e^{-} + A$$

Diese Reaktion kann nur in Anwesenheit eines Atomkerns A erfolgen, um Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten.

Hochenergetische Elektronen und Positronen, die im elektrischen Feld eines Atomkerns von ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt werden, stellen eine beschleunigte Ladung dar, welche entsprechend der Maxwellschen Theorie sogenannte Bremsstrahlung emittiert. Dieser Prozeß ist eng verwandt mit der Paarbildung und verläuft entsprechend der Gleichung:

$$e^{\pm} + A \longrightarrow e^{\pm} + A + \gamma$$

Beide Prozesse zusammen stellen die kleinste Einheit eines elektromagnetischen Schauers dar. Die Paarbildung führt zu einer Verdopplung der Teilchenzahl je Generation, und die Bremsstrahlung zu einer erneuten Produktion von $\gamma$-Quanten (vgl. Abb. 1.3).

Ein einfaches Modell für die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wurde von Heitler vorgeschlagen [Hei54]. Charakteristische Größen dieses Schauermodells sind die Strahlungslänge $X_0$ und die mittlere freie Weglänge t für die Paarbildung. Unter der Strahlungslänge $X_0$ versteht man hier die Massenflächendichte, nach deren Durchlaufen die verbleibende Elektronenenergie im Mittel gerade den Bruchteil $1/e$ der ursprünglichen Energie $E_0$ beträgt. Es gilt somit:

$$< E(x) >= E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \tag{1.4}$$

Für die Paarbildung gilt ein ähnlicher Zusammenhang. Hier ist die mittlere freie Weglänge die Massenflächendichte, nach deren Durchlaufen die ursprüngliche Intensität auf den Bruchteil $1/e$ abgesunken ist. Es gilt:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{t}\right) \tag{1.5}$$

Für Paarbildung und Bremsstrahlung liegen Strahlungslänge und die mittlere freie Weglänge in derselben Größenordnung und werden daher der Einfachheit halber als gleich angenommen. Hieraus kann die Größe $l_0$ gebildet werden, nach der gerade die Hälfte der ursprünglichen Energie umgewandelt ist:

$$l_0 \approx X_0 \ln 2 \approx t \ln 2 \tag{1.6}$$

Unter diesen Annahmen verläuft die Schauerentwicklung folgendermaßen: Nach Durchlaufen der ersten Halbwertslänge $l_0$ erzeugt ein primäres $\gamma$-Quant ein Elektronen-Positronen-Paar. Jedes dieser beiden Teilchen trägt im Mittel die Hälfte der Energie des primären Quants. Nach Durchlaufen einer weiteren Halbwertslänge haben diese wiederum nahezu die Hälfte ihrer jeweiligen Energie durch Bremsstrahlung verloren. Diese beiden Prozesse setzen sich fort, bis die Energie der Elektronen und Positronen

die kritische Energie $E_{krit}$ von $84 MeV$ erreicht. Unterhalb dieser Energie überwiegen die Energieverluste durch Ionisation die Energieverluste durch Bremsstrahlung. Wird $E_{krit}$ überschritten, so beginnt die Teilchenzahl im Schauer abzunehmen.
Aus diesem einfachen Modell können sofort folgende Abschätzungen gewonnen werden:
1.) Die Anzahl N der Teilchen im Schauer wächst exponentiell entsprechend der Gleichung:

$$N(l_0) = 2^{l_0}$$

2.) Beim Erreichen der kritischen Energie $E_{krit}$ beträgt die Anzahl der Teilchen $N_{krit}$ im Schauer:

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_{krit}}$$

3.) Die Tiefe des Schauermaximums wächst logarithmisch mit der Energie des primären Teilchens:

$$l_{max} \approx \ln \frac{E_0}{E_{krit}}$$

Die laterale Entwicklung eines Luftschauers ist im wesentlichen durch die Coulombstreuung der Elektronen bedingt, welche zu einer Aufweitung des Luftschauers um die Schauerachse führt.
Das hier vorgestellte analytische Modell ist nur in der Lage qualitative Aussagen über die Schauerentwicklung zu geben. Nicht berücksichtigt werden Fluktuationen des Schauers aufrund der statistischen Eigenschaften der Wechselwirkungsprozeße. Des weiteren gibt das Modell keinen Aufschluß über das Abklingen des Schauers nach dem Überschreiten der kritischen Energie $E_{krit}$. Eine genauere Untersuchung dieser Eigenschaften setzt numerische Simulationen von Luftschauern, sogenannte Monte-Carlo-Studien (MC), voraus.

### 1.3.3 Der Tscherenkoveffekt

Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit $v > c/n$ ein polarisierbares Medium mit dem Brechungsindex n, so kommt es zur Emission von sogenannter Tscherenkovstrahlung. Dieser Effekt wurde 1934 von dem Physiker Tscherenkov detailliert untersucht und ist nach ihm benannt. Eine vollständige Beschreibung des Tscherenkoveffekts entsprechend der Maxwellschen Theorie wurde 1937 von Frank und Tamm vorgestellt, eine quantenmechanische Beschreibung wurde 1940 von Ginzburg abgeleitet [Jel58].

An dieser Stelle soll nur ein einfaches Modell zur Veranschaulichung des Tscherenkoveffekts vorgestellt werden und einige Ergebnisse der vollständigen Beschreibung zitiert werden.
Die Erzeugung der Tscherenkovstrahlung kann man sich in diesem Modell folgendermaßen vorstellen. Beim Durchlaufen eines dielektrischen Mediums polarisiert das Teilchen die Moleküle entlang seiner Bahn. Schwingen diese in ihre Ruhelage zurück, so wird Strahlung emittiert. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, löschen sich die Einzelwellen aufgrund destruktiver Interferenz aus. Fernfelder treten aus diesem Grund nicht auf. Bewegt sich das Teilchen jedoch schneller als $c/n$, so breitet sich von jeder Stelle P der Teilchenbahn eine Kugelwelle mit der Phasengeschwindigkeit $c/n$ aus (vgl. Abb. 1.4). Entsprechend dem Huygensschen Prinzip findet in jedem Punkt destruktive Interferenz statt, außer auf einem Konus mit dem Tscherenkovwinkel $\Theta_C$ als Öffnungswinkel. Die Spitze des Kegels ist durch die momentane Position des Teilchens gegeben. Für den Konus gilt die sogenannte Tscherenkovrelation:

$$\cos\Theta_C = \frac{c}{n \cdot v} \tag{1.7}$$

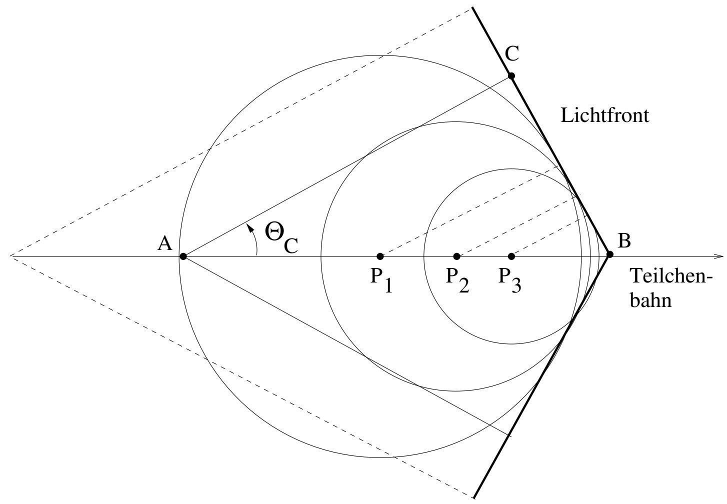



**Abbildung 1.4:** *Schematische Darstellung des Tscherenkoveffekts entsprechend der Huygensschen Konstruktion.*

Hieraus lassen sich sofort folgende wichtige Eigenschaften für die Tscherenkovemission ableiten:
1.) Die Emission von Tscherenkovstrahlung erfolgt nur, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer als die Phasengeschwindigkeit im umgebenden Medium ist:

$$v \geq \frac{c}{n}$$

2.) Der maximale Emissionswinkel ist durch

$$\cos \Theta_C^{max} = \frac{1}{n} \tag{1.8}$$

gegeben.
3.) Für die Mindestenergie des Teilchens folgt:

$$E_{min} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{1.9}$$

Die vollständige Rechnung entsprechend der Maxwellschen Theorie führt auf einen Energieverlust des geladenen Teilchens entsprechend der Formel [Long92]:

$$I(\omega) = \frac{\omega e^2 v}{4\pi\epsilon_0 c^3}\left(1 - \frac{c^2}{n(\omega)^2 v^2}\right) \tag{1.10}$$

Hierin ist I die Intensität des abgestrahlten Lichtes, $\omega$ dessen Kreisfrequenz, $\epsilon_0$ die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und e die Elementarladung. Aus dieser Gleichung kann unter Annahme eines dispersionsfreien Mediums ($n(\omega) = const.$) sofort auf die Wellenlängenabhängigkeit des Tscherenkovspektrums berechnet werden. Für die Anzahl der pro Wellenlängenintervall d$\lambda$ emittierten Photonen ergibt sich die Proportionalität:

$$\frac{dN(\lambda)}{d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \tag{1.11}$$

Das Spektrum des Tscherenkovlichts fällt also mit $1/\lambda^2$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge ab. Aufgrund der Dispersionseigenschaften von Luft erfolgt hier die Tscherenkovemission bevorzugt im nahen UV und im blauen Spektralbereich.

### 1.3.4 Tscherenkovlicht von Luftschauern

Beim Durchgang durch die Atmosphäre erzeugen in erster Linie die hochenergetischen Elektronen und Positronen der elektromagnetischen Kaskade Tscherenkovstrahlung. Bei der Beschreibung der Tscherenkovemission in der Atmosphäre ist zu beachten, daß der Brechungsindex eines Gases direkt proportional zu dessen Dichte ist. In erster Näherung kann die Atmosphäre als isotherm und somit entsprechend der barometrischen Höhenformel beschrieben werden [Roe92]. Für den Brechungsindex in Abhängigkeit von der Höhe h über NN folgt hieraus:

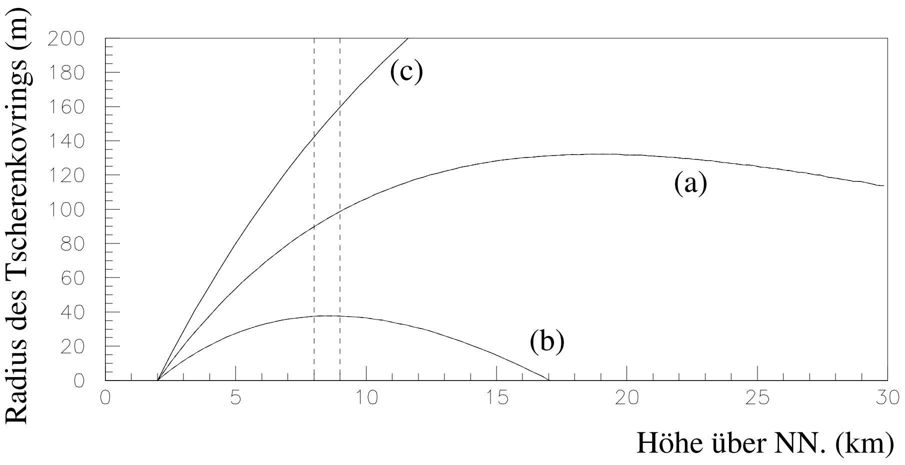



**Abbildung 1.5:** *Maximaler Abstand des Tscherenkovrings zum Schauerauftreffpunkt in Abhängigkeit von der Emissionshöhe, berechnet für eine Beobachtungshöhe von 2000 m. (a) Achsenparallele Elektronen,(b) minimaler und (c) maximaler Abstand des Tscherenkovrings auf Beobachtungsniveau von der Schauerachse für ein um* $0,5^0$ *relativ zur Schauerachse gestreutes Elektron.*

$$n(h) = 1 + n_0 \exp(-\frac{h}{h_0}) \tag{1.12}$$

Der auf Meereshöhe normierte Brechungsindex kann in guter Näherung mit einem Wert von $n_0 = 0.00029$ und die Skalenhöhe mit $h_0 = 8400m$ angenommen werden. Eingesetzt in Gl. 1.8 und Gl. 1.9, führt dies auf einen Emissionswinkel von $\Theta_C = 0,8^0$ und eine Schwellenenergie von ca 35 MeV für eine mittlere Schauerhöhe von 8000 m über NN. Aus dem maximalen Tscherenkovwinkel (Gl. 1.8) und der Höhe über dem Beobachtungsort kann der Radius des Tscherenkovrings in Abhängigkeit von der Höhe über NN berechnet werden. (Abb.1.5). Zu berücksichten ist hierbei noch die laterale Entwicklung des Schauers. Abweichungen in den Bewegungsrichtungen der Elektronen und Positronen von der Schauerachse führen zu einer Verschmierung der Lichtverteilung auf Beobachtungsniveau. In Abb. 1.5 sind zusätzlich der maximale und minimale Abstand des Tscherenkovrings vom Schauerauftreffpunkt für ein um $0,5^0$ gestreutes Elektron eingezeichnet. Der innere Teil des Kreises wird von stark gestreuten Elektronen am Ende der Kaskade ausgeleuchtet. Eine numerische Rechnung führt zu dem in Abb.1.6 dargestellten Photonenfluß in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerauftreffpunkt für hadronische und für $\gamma$-Schauer. Auffällig ist

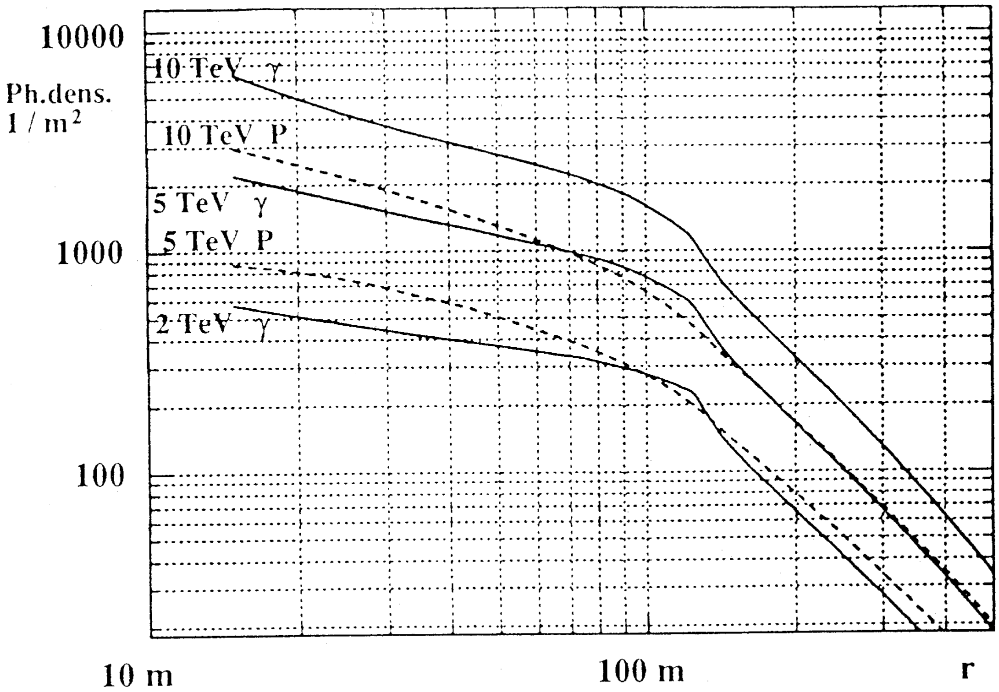



**Abbildung 1.6:** *Lateraler Photonenfluß für simulierte hadronische und elektromagnetische Schauer. Die Höhe des Beobachtungsortes ist mit 2200 m ü NN angenommen [Mue92].*

der abrupte Abbruch der Intensität bei $\gamma$-Schauern in einem Abstand von ca. 140 m (vgl hierzu auch Abb. 1.5). Die Lichtverteilung bei hadronischen Schauern ist stärker ausgeschmiert. Die Ursachen hierfür sind eine deutlich größere laterale Streuung, die größeren Fluktuationen und die Überlagerung mehrerer elektromagnetischer Subkaskaden in einem hadronischen Schauer.

### 1.3.5 Abschwächung des Tscherenkovlichtes in der Atmosphäre

Beim Durchgang durch die Atmosphäre wird ein Teil der Tscherenkovphotonen gestreut und ein Teil absorbiert. Die wesentlichen Prozesse sind hierbei die Rayleigh-Streuung an Molekülen, die Mie-Streuung an Aerosolen und die molekulare Absorption durch Ozon. Alle drei Prozeße sind stark von der Wellenlänge $\lambda$ des eingestrahlten Lichtes und von der chemischen und physikalischen Zusammensetzung der Atmosphäre abhängig. Alle drei Prozesse können in einem gemeinsamen Extinktionsskoeffizienten $\mu(\lambda, h)$ zusammengefaßt werden. Eine Aufstellung der Ex-

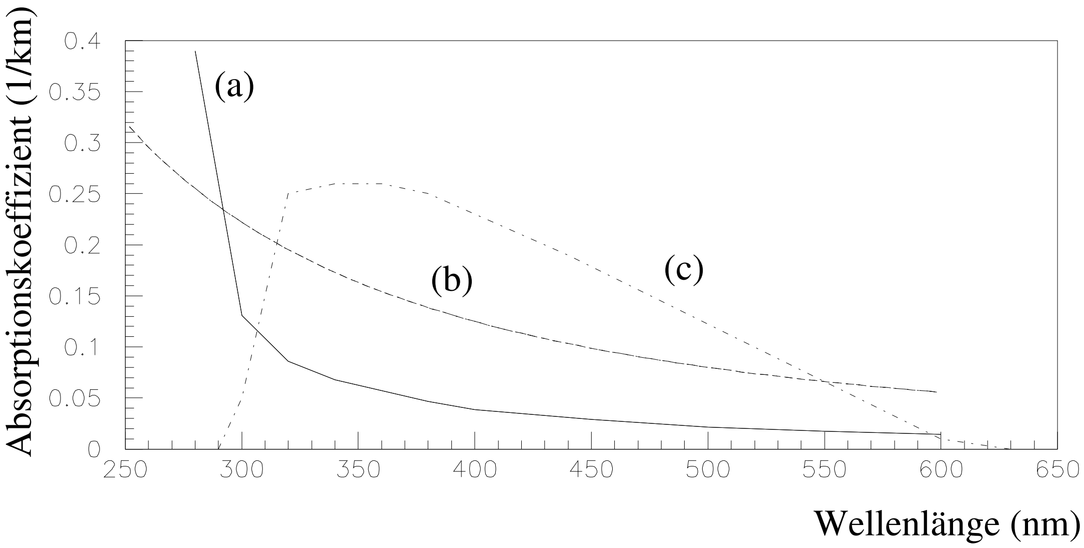



**Abbildung 1.7:** *Wellenlängenabhängigkeit (a) der atmosphärischen Extinktion, (b) des Emissionsspektrums der Tscherenkovphotonen in willkürlichen Einheiten und (c) der relativen spektralen Empfindlichkeit der Kamera. Die Werte für die atmosphärische Extinktion stammen aus [Elt65], die für die spektrale Empfindlichkeit der Kamera aus [Herm]. Der Verlauf des Tscherenkovspektrums wurde mit* $\propto 1/\lambda^2$ *angenommen.*

tinktionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge $\lambda$ und der Höhe h über NN entsprechend der US-Standardatmosphäre 1962 findet sich bei [Elt65]. Für die Intensität I eines vertikal durch die Atmosphäre laufenden Lichtstrahls kann in differentieller Form geschrieben werden:

$$dI(\lambda, h) = -\mu(\lambda, h) \cdot I(\lambda, h)\ dh \tag{1.13}$$

Die Integration dieser Gleichung führt unter Verwendung eines mittleren Extinktionskoeffizienten

$$< \mu(\lambda) >= \frac{1}{h_2 - h1} \int_{h_1}^{h_2} \mu(\lambda, h) dh \tag{1.14}$$

auf den Zusammenhang:

$$I(\lambda, h_1) = I(\lambda, h_2) \cdot e^{-<\mu(\lambda)>(h_2 - h_1)} \tag{1.15}$$

$I(\lambda, h_2)$ entspricht der Intensität der Strahlung am Emissionsort und $I(\lambda, h_1)$ am Beobachtungsort.
In der weiteren Herleitung soll untersucht werden, inwieweit der mittlere Extinktionskoeffizient vom Zenitwinkel $\Theta$ abhängig ist. Hierbei ist sowohl das Emissionsspektrum als auch die spektrale Empfindlichkeit des Detektors zu berücksichtigen. Läuft ein paralleler Lichtstrahl unter einem Zenitwinkel $\Theta$ durch die Atmosphäre, so verlängert sich der Lichtweg um einen Faktor $1/\cos\Theta$ gegenüber einem vertikalen Strahl. Im Exponenten der Gl. 1.15 tritt daher ein zusätzlicher Faktor $1/\cos\Theta$ auf. Die im Detektor registrierte Intensität $I_D$ errechnet sich unter Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit der Kamera $q(\lambda)$ und dem Emissionsspektrum der Tscherenkovphotonen $\propto 1/\lambda^2$ zu:

$$I_D(\Theta) = I_0 \int_0^\infty \frac{q(\lambda)}{\lambda^2} e^{-<\mu(\lambda)>\frac{h_2-h_1}{\cos\Theta}} d\lambda \tag{1.16}$$

Um diesen Ausdruck zu vereinfachen und eine Abhängigkeit der atmosphärischen Extinktion der Form

$$I_D(\Theta) = I_0 e^{-<\mu(\Theta)>\frac{h_2-h_1}{\cos\Theta}} \tag{1.17}$$

zu erhalten wurden die Integrationen in Gl. 1.14 und Gl. 1.16 numerisch ausgeführt. Hierbei wurde die Wellenlänge im Bereich zwischen 300 und 600 nm in 50-nm Schritten berücksichtigt und die atmosphärische Extinktion im Bereich zwischen 2000 und 7000 m in 1000 m-Schritten. Zur Berechnung wurden die in Abb. 1.7 aufgetragenen Werte verwendet. Die numerische Rechnung ergab für $<\mu(\Theta)>$ einen Wert von $0,049 km^{-1}$ für den Zenit und einen Wert von $0,045 km^{-1}$ unter einem Zenitwinkel von $70^0$. Die Zenitwinkelabhängigkeit der atmosphärischen Extinktion wird aus diesem Grund im folgenden vernachlässigt und der mittlere Extinktionskoeffizient mit $<\mu>= 0,049 km^{-1}$ angenommen.

# Kapitel 2

# Die abbildende Tscherenkovtechnik

Ziel der abbildenden Tscherenkovtechnik ist es, das Bild eines Luftschauers aufzuzeichnen. Aus diesem Bild lassen sich Rückschlüsse auf die Art und Energie des primären Teilchens und dessen Richtung ziehen.
In diesem Kapitel soll zunächst die Abbildung eines Luftschauers in einem einzelnen Teleskop beschrieben werden. Im Anschluß daran werden die Möglichkeiten zur stereoskopischen Rekonstruktion des Luftschauers bei einem Mehrteleskopsystem erläutert.
Im zweiten Teil des Kapitels wird ein geometrisches Modell zur Berechnung der Ereignisrate eines Teleskopsystems vorgestellt. Dieses Modell wird in Kapitel 4 verwendet, um die an dem HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem gemessenen Ereignisraten auszuwerten. Im letzten Teil dieses Kapitels werden Modelle zur Beschreibung der Tscherenkovlichtfront vorgestellt und eine erste Abschätzung für die aus Zeitmessungen erwartete Richtungsauflösung gegeben.

## 2.1 Definition der Koordinatensysteme

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden folgende Koordinatensysteme verwendet:
Die Positionen der Teleskope werden im sogenannten *Beobachterkoordinatensystem (B)* angegeben. Hierbei handelt es sich um ein kartesisches Koordinatensystem, dessen z-Achse in den Zenit zeigt. Durch Verschieben des Beobachterkoordinatensystems um die jeweiligen Koordinaten des entsprechenden Teleskops, wird dieses in das sogenannte *Teleskopkoordinatensystem (T)* übergeführt.
Zur Beschreibung von Bildern in der Kamera eines Teleskops ist es günstig, jede

Kamera mit einem eigenen, dem sogenannten *Kamerakoordinatensystem (K)*, zu versehen. In diesem Koordinatensystem definiert die optische Achse des Teleskops die z-Achse, die Bildebene wird durch die x und y-Achse aufgespannt. Die Orientierung der x und y-Achse ist zunächst frei wählbar. Es ist jedoch immer möglich eine solche wahl zu treffen, daß ein aufrecht stehendes, seitenrichtiges Bild entsteht.
In Abb. 2.1 ist die relative Lage des Kamerakoordinatensystems bezüglich des Teleskopkoordinatensystems dargestellt.

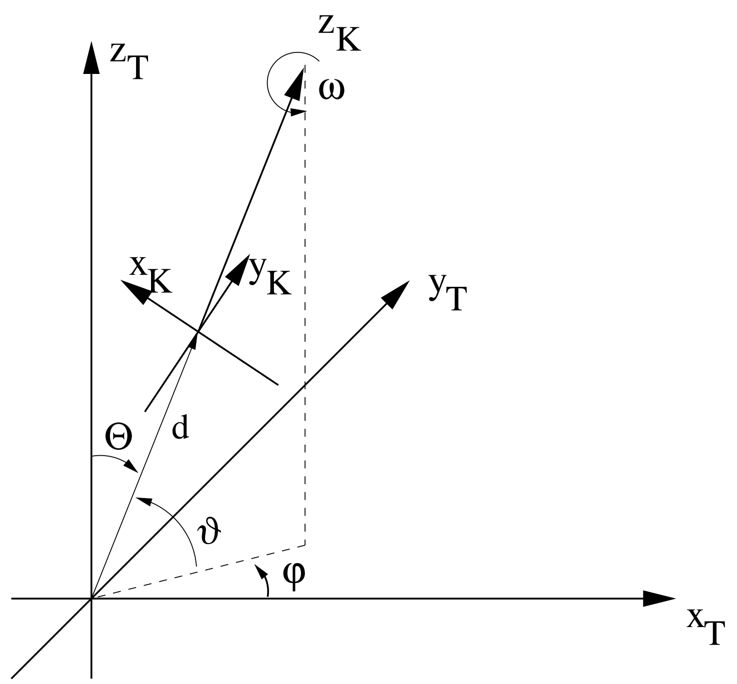



**Abbildung 2.1:** *Transformation zwischen Teleskopkoordinatensystem (T) und Kamerakoordinatensystem (K). $\varphi$ bezeichnet den Azimutwinkel, $\Theta$ den Zenitwinkel bzw. $\vartheta$ die Altitude und $\omega$ die Bildfeldrotation. Durch Drehung um die eingezeichneten Winkel und einer Verschiebung um d kann das Koordinatensystem T in das System K überführt werden.*

Beide Koordinatensysteme können durch folgende Transformation ineinander überführt werden: Zunächst wird das Teleskopkoordinatensystem um den sogenannten Azimutwinkel $\varphi$ um die z-Achse gedreht. Das hieraus resultierende Koordinatensystem wird nun um den Zenitwinkel $\Theta$ im Uhrzeigersinn um seine y-Achse gedreht. Oftmals wird anstatt dem Zenitwinkel die sogenannte Altitude $\vartheta$ angegeben. Diese beschreibt eine Drehung um die y-Achse entgegen dem Uhrzeigersinn und ist äquivalent zur Drehung um den Zenitwinkel. Dieses Koordinatensystem wird nun entlang der z-Achse so verschoben, daß die x und y-Achse in der Bildebene der Kamera liegen.

In einem weiteren Schritt kann es - je nach Anwendung - gewünscht sein, die Kamerakoordinaten entlang der z-Achse um den Winkel $\omega$ zu rotieren. Bedingt durch die Altitude-Azimut-Montierung und der Nachführung der Teleskope auf den zu beobachtenden Himmelsausschnitt ergibt sich eine scheinbare Rotation des Bildes bezüglich des Kamerakoordinatensystems. Dieser Effekt kann durch eine entsprechende Rotation des Kamerakoordinatensystems um $\omega$ ausgeglichen werden. Diese Transformation wird auch als Bildfeldrotation bezeichnet. Um bei einer Abbildung durch einen Spiegel ein seitenrichtiges Bild zu erhalten, ist es zusätzlich notwendig, das Vorzeichen einer Achse zu vertauschen.

## 2.2 Abbildung eines Luftschauers durch ein einzelnes Tscherenkovteleskop

### 2.2.1 Abbildung durch einen Hohlspiegel

Die Abbildung wird bei einem Tscherenkovteleskop durch eine konkav gekrümmte Spiegelfläche mit sphärischem oder parabolischem Profil erreicht, im folgenden auch Hohlspiegel genannt (Abb. 2.2). Die Spiegeloberfläche reflektiert die Photonen derart, daß solche, die von einem Punkt A des Luftschauers kommen, wieder in einem Punkt A' in der sogenannten Fokalebene abgebildet werden. Da der Abstand zwischen dem Schauer und dem Spiegel endlich ist, fallen Brenn- und Fokalebene nicht zusammen.
Bei der Abbildung durch einen Hohlspiegel handelt es sich in erster Näherung um eine winkeltreue Abbildung. Aus der Kenntnis der Fokallänge und den Koordinaten des Bildpunktes in der Kamera kann somit die Richtung der abgebildeten Photonen zur optischen Achse berechnet werden. Es gilt der Zusammenhang:

$$tan(\epsilon) = \frac{f_F}{d_{A'}} \approx \epsilon \tag{2.1}$$

Die geometrischen Abbildungsverhältnisse sind im Grunde die gleichen wie bei einer Lochkamera mit dem Abstand $f_F$ zwischen Lochblende und Mattscheibe. Die wesentlichen Unterschiede sind durch die erheblich größere Lichtsammelfläche des Spiegels und durch die Verschiebung der Fokalebene in Abhängigkeit vom Abstand des abgebildeten Objektes gegeben. Zusätzlich ist bei der Abbildung durch einen Spiegel eine Paritätstransformation des Bildes notwendig. Um die Darstellung der geometrischen Verhältnisse im folgenden möglichst einfach zu halten, wird von dem Lochkameramodell ausgegangen. Eine Übertragung auf die Abbildungsverhältnisse durch einen Hohlspiegel ist jederzeit möglich.

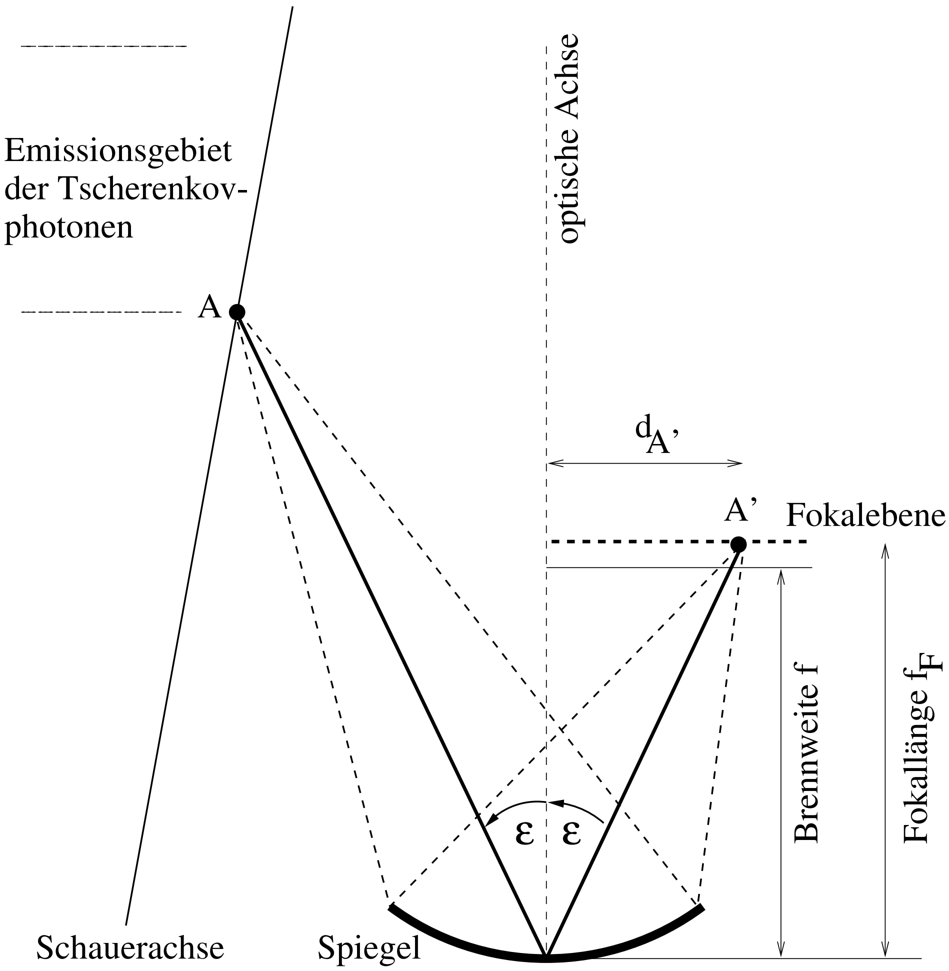



**Abbildung 2.2:** *Darstellung der Abbildungsverhältnisse durch einen konkav gekrümmten Spiegel.*

Die Anforderungen an die Qualität der Spiegelfläche sind eine hohe Reflektivität, um den Verlust an Tscherenkovphotonen möglichst gering zu halten, und eine Punktauflösung, die um etwa einen Faktor zwei besser als die Auflösung der Kamera sein sollte.

### 2.2.2 Bild der Schauerachse in der Fokalebene

Zur Verdeutlichung der Abbildungsgeometrie wird ein Luftschauer zunächst nur durch die Schauerachse beschrieben.

Am anschaulichsten wird die Abbildung der Schauerachse, wenn man sich in das

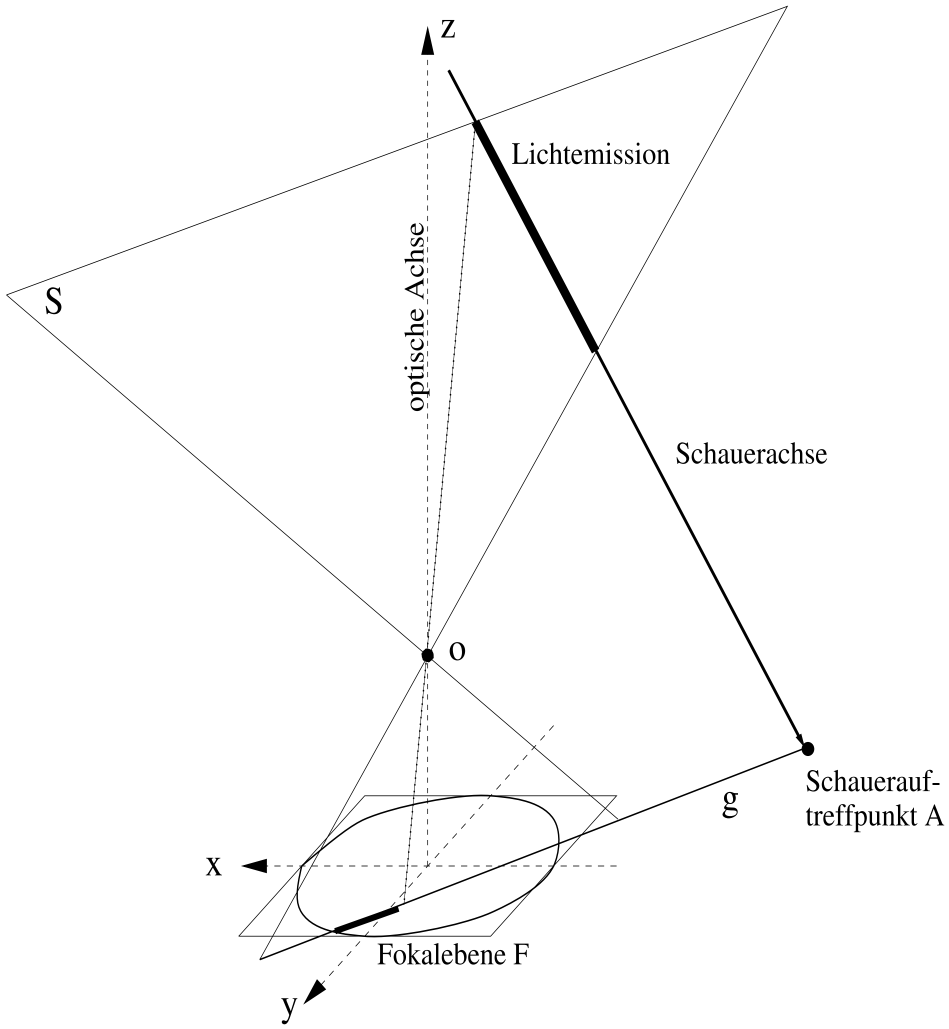



**Abbildung 2.3:** *Abbildung der Schauerachse in die Fokalebene. Dargestellt sind die geometrischen Verhältnisse im Kamerakoordinatensystem.*

Kamerakoordinatensystem begibt und den Strahlengang umkehrt - d.h. vom Bild in der Kamera ausgeht. Für die Abbildung durch den Spiegel wird das einfache Lochkameramodell benutzt. In Abb. 2.3 sei F die Fokalebene der Kamera, O das Abbildungszentrum und g eine Gerade in der Fokalebene. Die Gerade g repräsentiert eine Fläche S im Raum, die durch g und O verläuft, d.h jeder Punkt in der Fläche S wird auf g abgebildet.

Dies bedeutet, daß jede Schauerachse, die in der Fläche S liegt, auf die gleiche Gerade g abgebildet wird, vorausgesetzt der Abschnitt der Schauerachse, in dem die Lichtemission erfolgt, liegt im Blickfeld der Kamera und diese wird von den emit-

tierten Photonen getroffen.
Der Abstand zwischen g und dem Mittelpunkt der Kamera definiert die Neigung der Ebene S gegenüber der optischen Achse. Weitere Informationen über die Schauerachse und somit über die Richtung, aus der das primäre Teilchen gekommen ist, lassen sich bei einem einzelnen Teleskop nur gewinnen, wenn zusätzliche Informationen über den Schauer verwendet werden. Eine Möglichkeit besteht z.B. in der Analyse der Lichtverteilung des Schauers und dem Vergleich mit simulierten Schauern. [Ulrich96]

### 2.2.3 Bildparameter

Ein geeigneter Parametersatz zur Beschreibung des Bildes eines Luftschauers in der Fokalebene sind die von Hillas eingeführten Bildparameter [Hillas85]. In dieser Parametrisierung wird das Schauerbild durch eine Ellipse beschrieben, deren Achsen gerade den Hauptachsen der Lichtverteilung entsprechen. Durch die Parameter *distance, miss* und *alpha* ist die relative Lage der Ellipse zum Kameramittelpunkt beschrieben. Die Parameter *width* und *length* beschreiben die Form und Größe der Ellipse. Hierbei spiegelt *length* die longitudinale und *width* die laterale Entwicklung des Luftschauers wieder. *azwidth* verbindet sowohl Orientierung als auch Größe der Ellipse. Weitere Parameter, wie z.B *concentration* beschreiben die Lichtverteilung innerhalb des Bildes. Eine Übersicht findet sich in Abb. 2.4 und Tab. 2.1.
Diese Beschreibung der Lage der Ellipse ist an einem festen Punkt in der Kamera orientiert. Soll eine analytische Berechnung der Schauerachse durchgeführt werden, ist es zweckmäßig, die Lage und Orientierung der Ellipse bezüglich des Kamerakoordinatensystems anzugeben. Als Einheit für die x und y -Achsen kann sowohl der geometrische Abstand als auch der durch den Zusammenhang 2.1 gegebene Winkel verwendet werden. Die räumliche Lage der Ellipse in der Kamera ist nun durch die Angabe ihres Schwerpunktes und der Steigung der großen Halbachse festgelegt.

## 2.3 Stereoskopische Rekonstruktion

Durch die Abbildung des gleichen Luftschauers in zwei oder mehreren Teleskopen ist es möglich, die Richtung der Schauerachse und deren Auftreffpunkt vollständig zu rekonstruieren. Dies wird sofort verständlich, wenn man die in Abb. 2.3 dargestellte Situation auf zwei Teleskope mit paralleler Blickrichtung überträgt. In diesem Fall definiert das Bild in jeder einzelnen Kamera eine Ebene $S_n$. Die Schauerachse ist durch die Schnittgerade zweier Ebenen $S_a$ und $S_b$ gegeben. Sind die Ebenen nahezu parallel, so ist eine eindeutige Rekonstruktion mit nur zwei Teleskopen nicht mehr möglich. Werden jedoch mehr als zwei Teleskope, die nicht in einer Linie stehen,

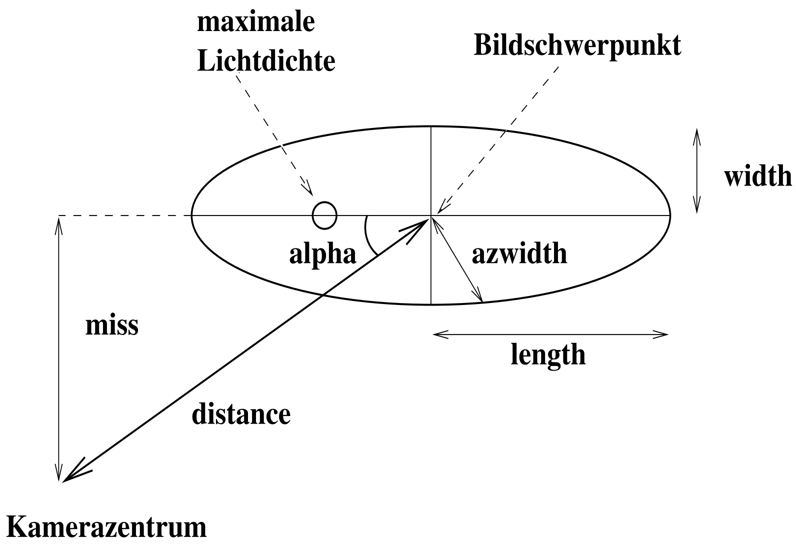



**Abbildung 2.4:** *Schematische Darstellung eines Luftschauers in der Fokalebene der Kamera. Eingezeichnet sind die Hillas-Bildparameter.*

| Parameter | Definition |
|---|---|
| width | Standardabweichung der Lichtverteilung entlang der kleinen Halbachse der Ellipse |
| length | Standardabweichung der Lichtverteilung entlang der großen Halbachse |
| miss | Abstand zwischen der durch die große Halbachse gegebenen Gerade und dem Kameramittelpunkt |
| distance | Abstand zwischen dem Schwerpunkt der Ellipse und dem Zentrum der Kamera |
| alpha | Winkel zwischen der großen Halbachse und der Verbindungslinie zwischen Schwerpunkt und Kamerazentrum |
| azwidth | Standardabweichung der Lichtverteilung senkrecht zur Verbindungslinie zwischen Schwerpunkt und Kamerazentrum |
| conc | Verhältnis der Lichtmenge in den zwei hellsten Pixel zur gesamten Lichtmenge in der Kamera. |

**Tabelle 2.1:** *Beschreibung der Hillas-Bildparameter [Fegan].*

verwendet, so ist immer eine eindeutige Rekonstruktion möglich. Eine ausführliche Beschreibung der zur Rekonstruktion benutzten Verfahren findet sich bei [Ulrich96] und [Kohnle96].

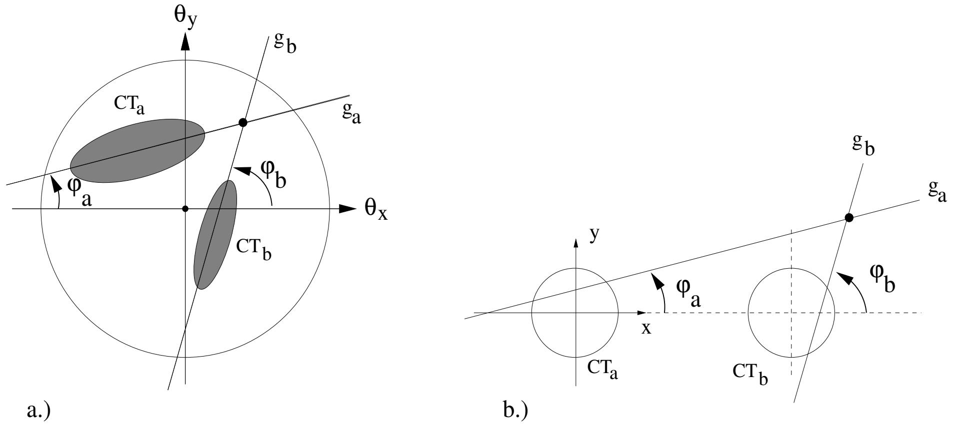



**Abbildung 2.5:** *Stereoskopische Rekonstruktion a.) Berechnung der Schauerneigung durch Überlagern zweier Kamerabilder. b.) Berechnung des Schauerauftreffpunktes auf die Fokalebene. Die hier dargestellte Situation gilt nur, wenn die Fokalebenen der beiden Kameras zusammenfallen. Ist dies nicht der Fall, so ist zusätzlich die Schauerneigung zu berücksichtigen.*

### 2.3.1 Rekonstruktion der Schauerneigung

Die Schauerneigung relativ zur optischen Achse z in x und y-Richtung sei im folgenden im Kamerakoordinatensystem als $\theta_x$ und $\theta_y$ bezeichnet. Werden die Bilder zweier Kameras überlagert, so gibt der Schnittpunkt beider Hauptachsen die negative Schauerneigung an. Dies wird durch folgende Überlegung verständlich: Durch die Bilder in zwei Kameras sind die Ebenen $S_a$ und $S_b$ gegeben. Die Schauerachse ist die Schnittgerade zwischen diesen beiden Ebenen. Werden nun die Kamerabilder überlagert, so ändert sich zwar der Auftreffpunkt A, nicht jedoch die Richtung der Schnittgeraden. Diese verläuft durch das Abbildungszentrum O und den Schnittpunkt der Geraden $g_a$ und $g_b$ (vgl. Abb. 2.5a). Durch diesen Punkt ist also die Schauerneigung vollständig bestimmt. Das negative Vorzeichen ergibt sich aus der Wahl des Kamerakoordinatensystems.

### 2.3.2 Rekonstruktion des Schauerauftreffpunktes

Ist die Schauerneigung bekannt, kann der Auftreffpunkt auf die Fokalebene des jeweiligen Teleskops berechnet werden. Im einfachsten Fall, wenn die Fokalebenen der beiden Kameras zusammenfallen, ist der Schauerauftreffpunkt durch den Schnittpunkt der Geraden $g_a$ und $g_b$ in einem der Kamerakoordinatensysteme gegeben (vgl. Abb. 2.5b). Ist der Abstand zwischen den Fokalebenen ungleich null, so muß der Schnittpunkt unter Berücksichtigung des Abstandes und der Schauerneigung berechnet werden. Die Bestimmung des Auftreffpunktes hängt wesentlich von der stereoskopischen Basis - also von den relativen Teleskoppositionen - ab.

## 2.4 Effektive Fläche und Ansprechrate eines Tscherenkovteleskopsystems

In diesem Kapitel wird ausgehend von der Definition der effektiven Fläche ein analytisches Modell zur Berechnung der Ansprechrate eines Tscherenkovteleskopsystems vorgestellt. Die Ergebnisse dieses Modells werden in Kapitel 4 mit den aus den Testmessungen ermittelten Raten verglichen.
Die Rate, mit der ein Tscherenkovteleskop isotrop einfallende Schauer registriert, ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Gamma_p = 2\pi \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{d\Phi}{d\Omega dE} p_p(E, r, \vartheta, \varphi) r dr \; d\Omega \; dE \tag{2.2}$$

Der Abstand r soll im folgenden immer senkrecht zur optischen Achse gerechnet werden. $d\Phi/(d\Omega dE)$ ist der differentielle isotrope Fluß der geladenen kosmischen Strahlung, die Funktion $p_p(E, r, \vartheta, \varphi)$ gibt in Abhängigkeit der angegebenen Parameter die Triggerwahrscheinlichkeit des Teleskops an. Die Variablen $\vartheta$ und $\varphi$ bezeichnen die Richtung der Schauerachse.
Ausgehend von Gl. 2.2 kann eine effektive Nachweisfläche $S_p$ definiert werden, indem über die teleskopabhängigen Parameter integriert wird:

$$S_p(E) = 2\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty p_p(E, r, \vartheta, \varphi) r dr \; d\Omega \tag{2.3}$$

Die Triggerrate kann nun in der Form

$$\Gamma_p = \int_0^\infty \frac{d\Phi}{d\Omega dE} S_p(E) dE \tag{2.4}$$

geschrieben werden [Koehl96]. Die angegebenen Formeln gelten sowohl für ein einzelnes Teleskop als auch für ein System von Teleskopen, wobei die Funktion $p_p(E, r, \vartheta, \varphi)$

der jeweiligen Geometrie entsprechend zu berechnen ist. Im folgenden werden die in Gl. 2.2 auftretenden Integrationen anhand eines geometrischen Modells ausgeführt.

### 2.4.1 Einzelteleskop

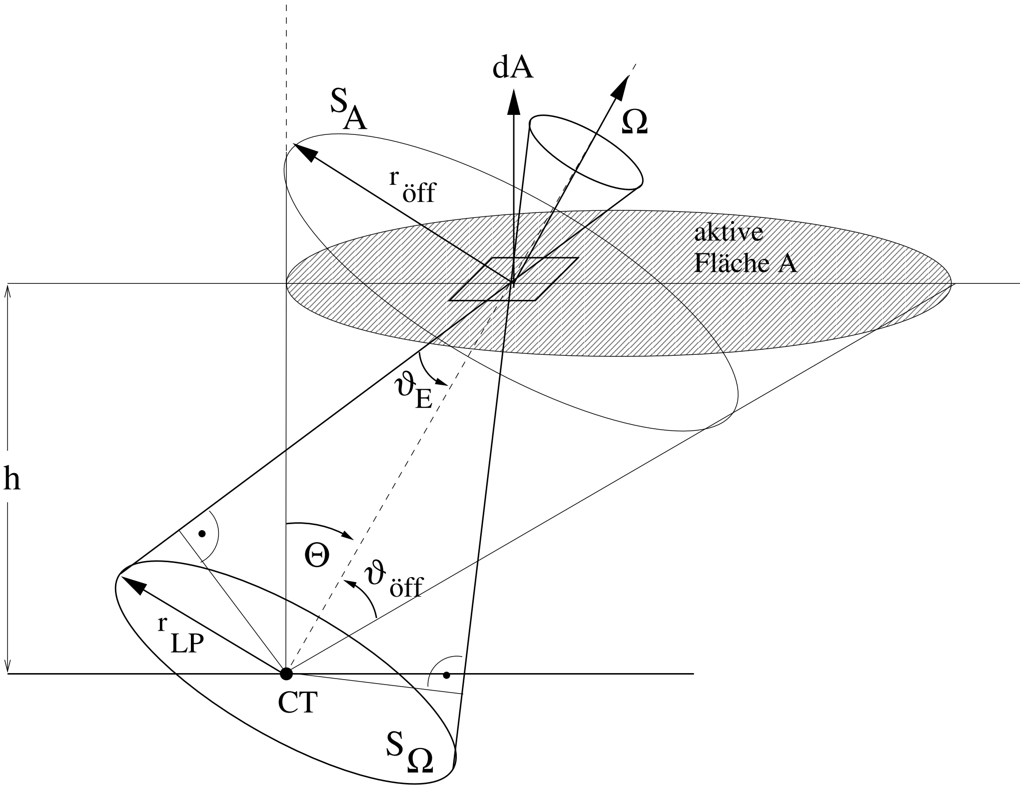



**Abbildung 2.6:** *Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse der effektiven Fläche bei einem einzelnen Teleskop. Das Teleskop ist unter dem Winkel* $\Theta$ *gegen den Zenit geneigt. Die aktive Fläche A des Teleskops ist durch den Schnitt des Öffnungskegels mit der Ebene der Schauermaxima gegeben. Der Raumwinkel, aus dem in einem Flächenelement dA ein Schauer im Teleskop registriert wird, ist durch den Schaueröffnungswinkel* $\vartheta_E$ *bestimmt.*

In Abb.2.6 sind die geometrischen Verhältnisse für ein Teleskop, das unter dem Zenitwinkel $\Theta$ orientiert ist, dargestellt. Um die in Gl. 2.2 auftretenden Integrationen ausführen zu können, wird von folgender stark vereinfachender Annahme für die Funktion $p_p(E, r, \vartheta, \varphi)$ ausgegangen. Diese nimmt den Wert Eins an, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

• Das Teleskop steht in der vom Luftschauer ausgeleuchteten Fläche.

• Das Schauermaximum ist im Blickfeld des Teleskops.
• Die Energie des primären Teilchens ist größer als die vom Zenitwinkel $\Theta$ abhängige Schwellenenergie $E_T$ des Teleskops.
Ist eine dieser Bedingungen nicht erfüllt, so nimmt die Funktion $p_p(E, r, \vartheta, \varphi)$ den Wert Null an.
Aus der in Abb. 2.6 dargestellten Geometrie ist ersichtlich, daß das Integral der Gl. 2.2 nunmehr in der Form

$$\Gamma_p = \int_{E_T}^{\infty} \int_A \frac{d\Phi}{d\Omega dE} \; \vec{\Omega} \; d\vec{A} dE \tag{2.5}$$

geschrieben werden kann. Die aktive Fläche A ist in diesem Integral durch den Schnitt des Teleskopöffnungskegels mit der Ebene der Schauermaxima gegeben. Hieraus folgt für das Integral über die aktive Fläche:

$$\int_A \vec{\Omega} d\vec{A} \approx \int_A \cos \Theta \Omega dA \approx \Omega S_A \tag{2.6}$$

Die Näherung in dieser Gleichung gilt nur, wenn der Teleskopöffnungswinkel $\vartheta_{öff}$ klein ist. Der entscheidende Anteil der aktiven Fläche A ist somit die Projektion dieser auf eine Ebene senkrecht zur optischen Achse mit dem Abstand $d = h/\cos\Theta$ zum Teleskop. Dieser Anteil wird im folgenden mit $S_A$ bezeichnet. Die Höhe des Schauermaximums h wird in dem hier vorgestellten Modell als unabhängig vom Zenitwinkel $\Theta$ angenommen [Kohnle].
Der Raumwinkel $\Omega$, aus dem das Teleskop Luftschauer akzeptiert, ist durch die Fläche des Lichtpools $S_\Omega$ und den Abstand d zwischen Teleskop und Schauermaximum näherungsweise durch

$$\Omega \approx \frac{S_\Omega}{d^2} = \pi \tan^2 \vartheta_E \tag{2.7}$$

gegeben.
Die Flächen $S_A$ und $S_\Omega$ berechnen sich bei einem einzelnen Teleskop jeweils als die Flächen eines Kreises mit dem Radius $r_{öff}$ bzw. $r_{LP}$.
Als letzte Integration in Gl.2.5 verbleibt die Integration über die Energie. Unter Verwendung des in Gl. 1.1 vorgestellten differentiellen Energiespektrums folgt:

$$\int_{E_T}^{\infty} \frac{d\Phi}{d\Omega dE} dE = \frac{K}{\Gamma - 1} E_T^{-\Gamma+1} \tag{2.8}$$

Ursache für eine Änderung der Energieschwelle in Abhängikeit vom Zenitwinkel ist die atmosphärische Extinktion und eine durch die Bildgröße des Luftschauers und der Granularität der Kamera bedingte Änderung der Ansprechwahrscheinlichkeit

der Teleskope. Weitere Variationen der Energieschwelle können durch eine unterschiedliche laterale Entwicklung des Luftschauers bedingt durch die Änderung des Massendichteprofil der durchquerten Atmosphäre auftreten.
Die Absorption innerhalb der Atmosphäre wird durch Gl. 1.17 beschrieben. Ein Analyse der durch die Kameragranularität und der Schauerentwicklung bedingte Zenitwinkelabhängigkeit ist ohne Monte-Carlo-Studien im Rahmen dieses analytischen Modells nicht möglich. Im folgenden wird daher diese Abhängigkeit durch die Funktion $f_T(\Theta)$ parametrisiert. Eine Bestimmung dieser Funktion erfolgt in Kapitel 4.4 aus den Messdaten.
Normiert auf die Energieschwelle $E_0$ eines in den Zenit schauenden Teleskops führt dies auf den Zusammenhang:

$$E_T(\Theta) = f_T(\Theta) \exp^{<\mu>h\left(\frac{1}{\cos\Theta}-1\right)} E_0 \tag{2.9}$$

$< \mu >$ stellt in dieser Gleichung die mittlere Extinktionskonstante der Atmosphäre im Bereich zwischen dem Standort der Teleskope und der Höhe des Schauermaximums unter Berücksichtigung des Emissionspektrums der Tscherenkovphotonen und der spektralen Empfindlichkeit der Kamera dar (vgl. Kapitel 1.3.5).
Für ein einzelnes Teleskop ergibt sich aus diesen Betrachtungen folgender Zusammenhang:

$$\Gamma_p \approx G \frac{1}{\cos^2\Theta} f_T(\Theta)^{-\Gamma+1} \exp^{<\mu>(-\Gamma+1)h\left(\frac{1}{\cos\Theta}-1\right)} \tag{2.10}$$

Die Konstante G ist die Triggerrate für ein in den Zenit schauendes Teleskop. Für diese gilt:

$$G = \pi(\tan^2\vartheta_E)\pi h^2 \tan^2\vartheta_{\ddot{o}ff} \frac{K}{\Gamma-1} E_0^{-\Gamma+1} \tag{2.11}$$

### 2.4.2 Mehrteleskopsystem

In Abb.2.7 sind die geometrischen Verhältnisse für ein Zweiteleskopsystem dargestellt. Die Herleitung der Ereignisrate unterscheidet sich nur in der Berechnung des Raumwinkels $\Omega$ und der aktiven Fläche $S_A$ von der für ein einzelnes Teleskop. Die Bedingungen für die Funktion $p_p(E, r, \vartheta, \varphi)$ verändern sich dahingehend, daß diese nun gleichzeitig für beide Teleskope erfüllt sein müssen. Dies betrifft in erster Linie die geometrischen Forderungen. Die Bedingung für die Energie des einfallenden Teilchens wird nicht berührt.
Sowohl der Raumwinkel $\Omega$ als auch die aktive Fläche $S_A$ kann aus der Schnittfläche S zweier Kreise mit dem Radius r und dem Abstand z der Kreismittelpunkte berechnet werden (vgl. Abb.2.7 ). Für die Schnittfläche gilt:

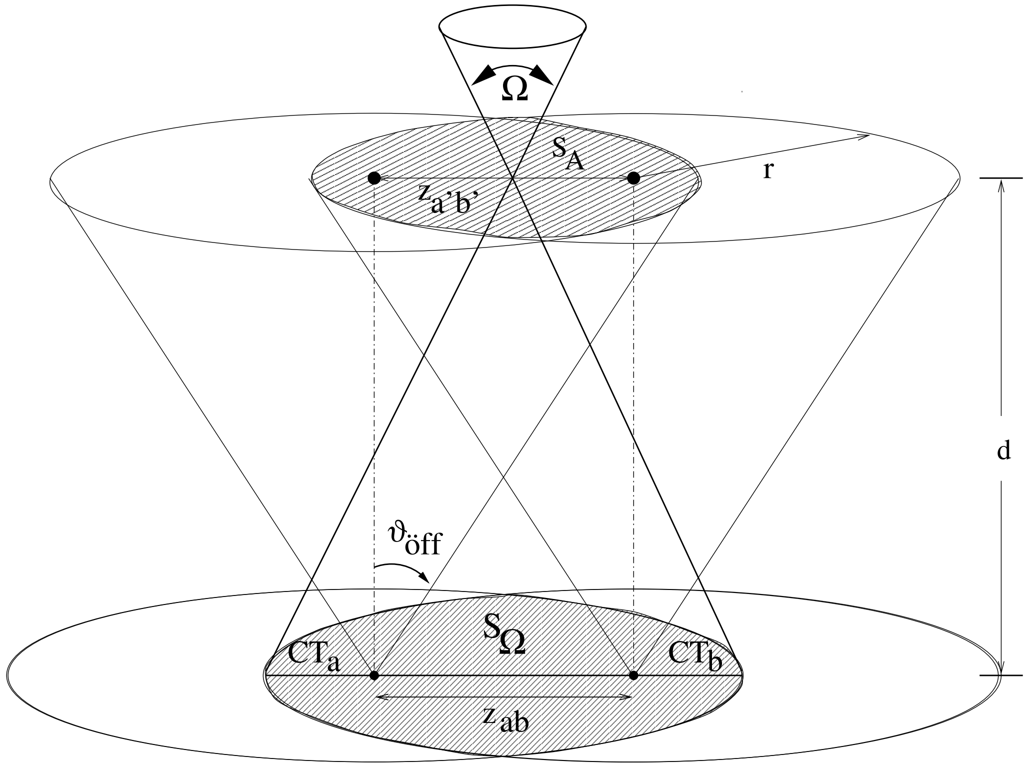



**Abbildung 2.7:** *Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse zur Berechnung der effektiven Fläche bei einem Zweiteleskopsystem. Die Berechnung der Ereignisrate unterscheidet sich in der Berechnung des Raumwinkels* $\Omega$ *und der Berechnung der aktiven Fläche* $S_A$ *von der für ein einzelnes Teleskop.*

$$S(r, z) = 2r^2 \arccos\left(\frac{z}{2r}\right) - z\sqrt{r^2 - \frac{1}{4}z^2} \tag{2.12}$$

Die Fläche $S_A$ ist hier eine Funktion des Teleskopöffnungswinkels $\vartheta_{öff}$ und des Abstandes der Teleskope $z_{ab}$, die Fläche $S_\Omega$ eine Funktion des Schaueröffnungswinkels $\Theta_K$ und des Abstandes $z_{a'b'}$ der optischen Achsen im Abstand d. Anders als bei einem einzelnen Teleskop ist bei einem Zweiteleskopsystem sowohl der Raumwinkel $\Omega$ als auch die aktive Fläche $S_A$ eine Funktion des Zenitwinkels $\Theta$.
Durch die hier beschriebenen Zusammenhänge sind auch für ein Zweiteleskopsystem alle für das Modell relevanten Größen bestimmt. Aufgrund der Nichtlinearität des Zusammenhangs Gl. 2.12 ist es zunächst nicht möglich, einen einfachen Zusammenhang, wie in Gl. 2.10 für ein einzelnes Teleskop anzugeben. Allgemein gilt für ein

Zweiteleskopsystem:

$$\Gamma_p = g(\Theta)\ f_T(\Theta)^{-\Gamma+1} \exp^{<\mu>(-\Gamma+1)h\left(\frac{1}{\cos\Theta}-1\right)} \tag{2.13}$$

Die Funktion $g(\Theta)$ berechnet sich entsprechend der Formel:

$$g(\Theta) = \frac{\cos^2\Theta}{h^2}\ S_\Omega\ S_A \frac{K}{\Gamma-1} E_0^{-\Gamma+1} \tag{2.14}$$

Die Gl. 2.13 und Gl. 2.14 gelten auch für ein Mehrteleskopsystem. Zu beachten ist jedoch, daß die Schnittflächen $S_\Omega$ und $S_A$ nun entsprechend der geforderten Koinzidenzbedingung zu berechnen sind.
Eine Untersuchung, inwieweit dieses Modell gültig ist, erfolgt in Kapitel 4 im Zusammenhang mit den Studien zur Triggerrate eines Mehrteleskopsystems.

## 2.5 Lichtfrontmodelle

In einer ersten Abschätzung kann die von einem Luftschauer emittierte Lichtfront als eine Ebene senkrecht zur Schauerachse betrachtet werden. Dieses Modell der Lichtfront ist sicherlich nur eine erste Näherung. Begründet durch die endliche Entfernung des Schauermaximums zu den Teleskopen bietet sich ein Lichtfrontmodell mit sphärischer Krümmung an [Aha97]. Ein weiteres Modell geht von einer kegelförmigen Lichtfront mit einem Öffnungswinkel in der Größenordnung des Tscherenkovwinkels aus [Karle95]. Diese Modelle werden im folgenden beschrieben und miteinander verglichen. In Abb. 2.8 findet sich eine schematische Darstellung der Geometrie der unterschiedlichen Lichtfrontprofile. Ausgehen von diesen Modellen wird eine Abschätzung der Richtungsauflösung aus der Zeitmessung abgeleitet.
In Kapitel 6 werden die hier vorgestellten Lichtfrontmodelle verwendet um die Resultate der Zeitmessung in Beziehung zur stereoskopischen Rekonstruktion zu setzen.

### 2.5.1 Ebene Lichtfront

Das einfachste Modell für die von einem Luftschauer emittierte Lichtfront stellt eine Ebene senkrecht zur Schauerachse $\vec{s}$ dar. Trifft eine solche Lichtfront auf zwei Teleskope, so ist die relative Lichtankunftszeit vom Abstand der Teleskope und der Blickrichtung abhängig (Abb. 2.9). Die Positionen zweier Teleskope A und B werden durch die Ortsvektoren $\vec{A} = (x_a; y_a; z_a)$ und $\vec{B} = (x_b; y_b; z_b)$ bezeichnet. Der Azimutwinkel $\varphi_S$ und der Zenitwinkel $\Theta_S$ der Schauerachse $\vec{s}$

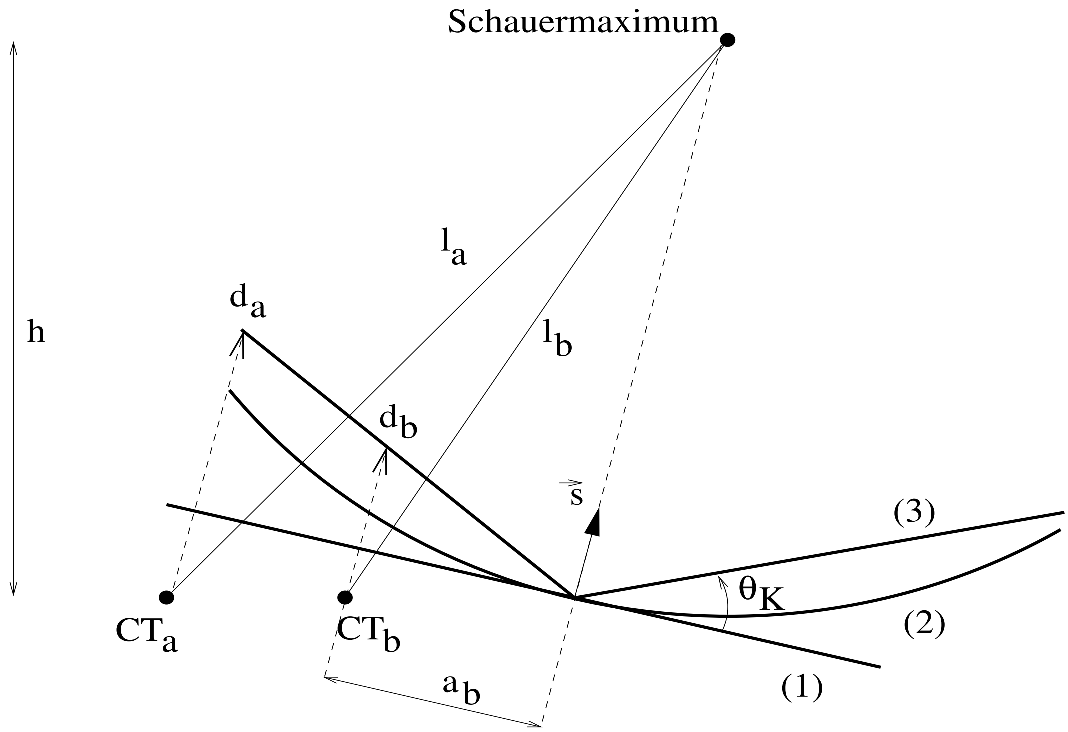



**Abbildung 2.8:** *Schematische Darstellung unterschiedlicher Lichtfrontprofile. (1) ebene (2) sphärische und (3) konische Schauerfront. h bezeichnet die Höhe des Schauermaximums über dem Beobachtungsort, l den geometrischen Abstand zwischen den Teleskopen und dem Schauermaximum. Der Winkel $\Theta_K$ bezeichnet den Öffnungswinkel der konischen Lichtfront.*

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} sin\Theta_S \cdot cos\varphi_S \\ -sin\Theta_S \cdot sin\varphi_S \\ cos\Theta_S \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

legt die Ebene der Lichtfront fest. [1] Die Ankunftszeitdifferenz $\Delta t_{AB}$ errechnet sich aus der Projektion des Differenzvektors $(\vec{B} - \vec{A})$ auf den Schauerachsenvektor $\vec{s}$ dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit.

$$\Delta t^E_{ab} = \frac{1}{c}\vec{s} \cdot (\vec{B} - \vec{A}) \tag{2.16}$$

$\Delta t^E_{ab}$ wird negativ für den Fall, daß Teleskop $CT_a$ vor Teleskop $CT_b$ getroffen wird. Bei gleicher Signallaufzeit von den Teleskopen zur Zentralstation gibt $\Delta t^E_{ab}$ die An-

[1] Das negative Vorzeichen der y-Komponente ist durch den Drehsinn des Azimutwinkels bedingt.

kunftszeitdifferenz der Triggersignale an. Bedingt durch das begrenzte Gesichtsfeld der Kamera, streuen die Schauerachsen nur um einige Grad um die optische Achse der Teleskope. Aus Gl. 2.16 können deshalb die in der Zentralstation einzustellenden Verzögerungen berechnet werden. Durch die dynamische Anpassung der Verzögerung an die momentane Blickrichtung kann ein kleines Koinzidenzfenster in der Zentralstation realisiert werden.

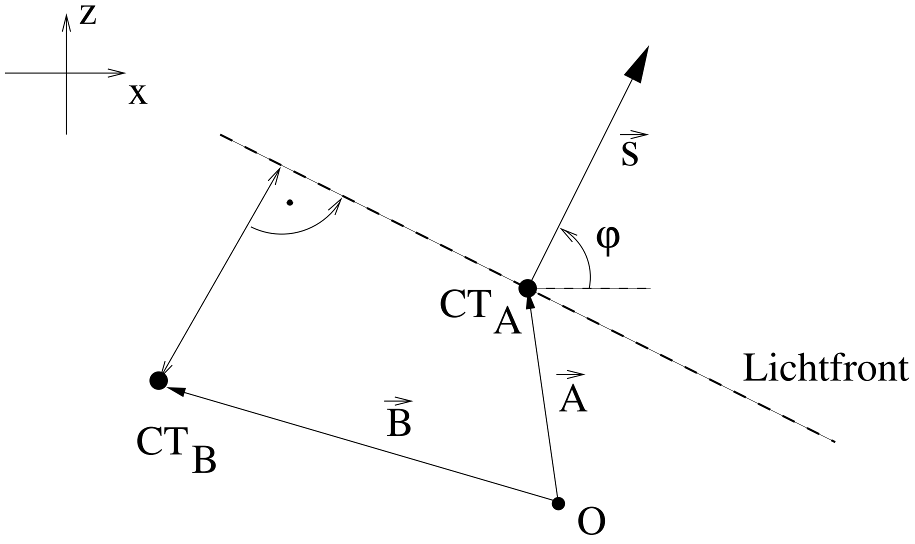



**Abbildung 2.9:** *Lichtankunftszeit einer ebenen Lichtfront bei zwei Teleskopen.*

### 2.5.2 Sphärische Lichtfront

Bei dem Modell einer sphärischen Lichtfront wird der Luftschauer als eine punktförmige Lichtquelle mit einem Abstand $l$ zum Beobachter angenommen. Die Lichtankunftszeitdifferenz ist durch die unterschiedliche Laufzeit des Lichts zwischen dem Schauermaximum und den einzelnen Teleskopen gegeben:

$$\Delta t_{ab}^{S} = \frac{1}{c} \cdot (l_a - l_b) \tag{2.17}$$

Als Ort der Lichtquelle wird das Schauermaximum verwendet. Die Schauerhöhe über La Palma kann in einem Zenitwinkelbereich zwischen $0^0$ und $45^0$ als unabhängig von diesem betrachtet werden und in erster Näherung mit 6000 m angenommen werden [Kohnle]. Ist der Schauerauftreffpunkt $\vec{C} = (C_x; C_y)$ und die Richtung der Schauerachse $(\vartheta_S; \varphi_S)$ bekannt, so errechnen sich die Koordinaten des Schauermaximums $\vec{S_m}$ entsprechend der Formel:

$$\vec{S_m} = \vec{C} + \frac{h}{\sin\vartheta_S}\begin{pmatrix} \cos\vartheta_S \cdot \cos\varphi_S \\ -\cos\vartheta_S \cdot \sin\varphi_S \\ \sin\vartheta_S \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Aus den Koordinaten des Schauermaximums und den Teleskopkoordinaten $\vec{T_n}$ ergibt sich der Abstand zwischen Teleskop und Schauermaximum zu

$$l_n = |\vec{S_m} - \vec{T_n}| \tag{2.19}$$

und somit aus Gl. 2.17 die zu berechnende Zeitdifferenz.
Obwohl im folgenden immer die bisher besprochene exakte Lösung verwendet wird, sei auf folgende Näherung hingewiesen: Durch eine Reihenentwicklung der Terme $l_a$ und $l_b$ kann Gl. 2.17 auch in der Form

$$\Delta t_{ab}^S = \Delta t_{ab}^E + \frac{1}{2}\frac{\sin\vartheta_S}{ch}(a_a^2 - a_b^2) \tag{2.20}$$

geschrieben werden, wobei $a_a$ und $a_b$ den Abstand zwischen dem entsprechenden Teleskop und der Schauerachse angeben. In dieser Gleichung stellt die sphärische Lichtfront eine Korrektur zur ebenen Schauerfront dar. Ein numerischer Vergleich der exakten Lösung und der Entwicklung liefert für einen Teleskopabstand von 150 m und einem maximalen Abstand des Schauerauftreffpunktes von den Teleskopen von 200 m eine maximale Abweichung von 0.4 $ns$. Die Näherung kann somit als ausreichend gut betrachtet werden.

### 2.5.3 Konische Lichtfront

Neben den bisher behandelten Lichtfrontmodellen ist es auch möglich, diese durch einen Konus mit dem Öffnungswinkel $\Theta_K$ zu beschreiben (vgl Abb. 2.8). In diesem Modell ist die Ankunftszeitdifferenz durch

$$\Delta t_{ab}^K = \Delta t_{ab}^E + \frac{1}{c}\tan\Theta_K(a_a - a_b) \tag{2.21}$$

gegeben. Motiviert ist diese Art der Lichtfrontbeschreibung durch die konusförmige Abstrahlung der Tscherenkovphotonen.

### 2.5.4 Abschätzung der Richtungsauflösung aus der Zeitmessung

Durch das Modell der ebenen Lichtfront kann eine Abschätzung für die durch die Zeitmessung erreichte Auflösung bei einem Teleskoppaar gewonnen werden. Es ist sofort einsichtig, daß eine Verkippung der Schauerachse senkrecht zur Verbindungslinie der Teleskope die Lichtankunftszeit nicht beinflußt. Bei einer Neigung der Schauerachse um den Winkel $\delta\Theta$ in Richtung der Verbindungslinie ergibt sich eine Veränderung der Lichtankunftszeit entsprechend der Formel:

$$\delta t = d \cos\Theta \cdot \delta\Theta \tag{2.22}$$

d gibt hier den Abstand der Teleskope, $\Theta$ den Zenitwinkel und $\delta\Theta$ die Variation des Zenitwinkels an. Hieraus ergit sich:

$$\frac{\delta\Theta}{\delta t} = \frac{1}{d \cos\Theta} \tag{2.23}$$

Wird $\delta t$ als die Auflösung der Zeitmessung interpretiert, so ergibt sich für ein in den Zenit blickendes Teleskoppaar und einem Abstand von 70 m hieraus eine Winkelauflösung von ca. $0,25\ ^0/ns$.

Bei einer sphärischen Lichtfront sind die Verhältnisse nicht eindeutig. Ist der Schauerauftreffpunkt unbekannt, so kann aus Symmetriegründen aus der Zeitmessung nicht auf die Herkunftsrichtung des Schauers geschloßen werden. Bei einer Kenntnis des Schauerauftreffpunktes kann die Richtungsauflösung aus Gl. 2.20 abgeleitet werden. In erster Näherung sind die Terme höherer Ordnung, die aus der Krümmung der Lichtfront entstehen, klein im Vergleich zu den Termen der ebenen Lichtfront. Für die Richtungsauflösung gilt auch in diesem Fall Näherungsweise Gl. 2.23.

Ähnlich wie bei der sphärischen Lichtfront sind die Verhältnisse bei der konischen Lichtfront. Ohne Kenntnis des Schauerauftreffpunktes ist auch hier keine eindeutige Richtungsrekonstruktion aus der Zeitmessung möglich. Ist der Schauerauftreffpunkt bekannt, so kann wiederum das Resultat der ebenen Lichtfront als Maß für die Richtungsauflösung verwendet werden.

# Kapitel 3

# Das HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem

Von der HEGRA-Kollaboration wird auf der Kanarischen Insel La Palma auf dem Berg Roque de los Muchachos in 2200 m Höhe ein System von fünf Tscherenkovteleskopen aufgebaut. Die geographischen Koordinaten des Standortes sind $28^0$ 45'42.9" N und $17^0$ 53'27.3" W. Dieser Standort bietet aufgrund seiner atmosphärischen Bedingungen und dem geringen Streulichtanteil hervorragende Voraussetzungen für astronomische und astrophysikalische Beobachtungen. Zusätzlich zum Teleskopsystem befinden sich noch weitere Detektoren zur Erforschung der kosmischen Strahlung auf dem HEGRA-Gelände.
In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über das Funktionsprinzip des Teleskopsystems gegeben. Anschließend werden der technische Aufbau der Teleskope und der Zentralstation beschrieben. Im letzten Teil dieses Kapitels wird die im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Zeitmessung in der Zentralstation beschrieben.

## 3.1 Systemarchitektur

Das Tscherenkovteleskopsystem wird in der endgültigen Ausbaustufe aus fünf nahezu identischen Teleskopen, der Zentralstation, und dem zentralen Datenserver bestehen. In Abb. 3.1 ist eine schematische Darstellung der Systemarchitektur gegeben. Sowohl die Teleskope als auch die Zentralstation sind mit einer eigenen 68040-CPU ausgestattet. Diese Rechner übernehmen die gesamte Steuerung und die Meßwerterfassung der jeweiligen Komponente. Die Elektronik ist jeweils im VME-Standard ausgeführt. Hierdurch ist eine Änderung der Einstellungen jederzeit durch die Software möglich.
Die Teleskope und die Zentralstation sind über lokales Ethernet mit dem zentra-

len Datenserver verbunden, der als Pentium-PC ausgeführt ist. Hauptaufgabe des Rechners ist es, aus den Datensätzen der Komponenten einen vollständigen Systemdatensatz zusammenzusetzen und diesen auf Festplatte zu speichern.
Aufgabe der Zentralstation ist es, aus den einzelnen Teleskoptriggersignalen eine globale Triggerentscheidung zu bilden und hierdurch die Meßwerterfassung bei den Teleskopen und in der Zentralstation auszulösen. Hierzu ist jedes Teleskop über zwei Kabel mit der Zentralstation verbunden. Über diese Kabel wird der Teleskoptrigger an die Zentralstation und der globale Trigger an die Teleskope geleitet.

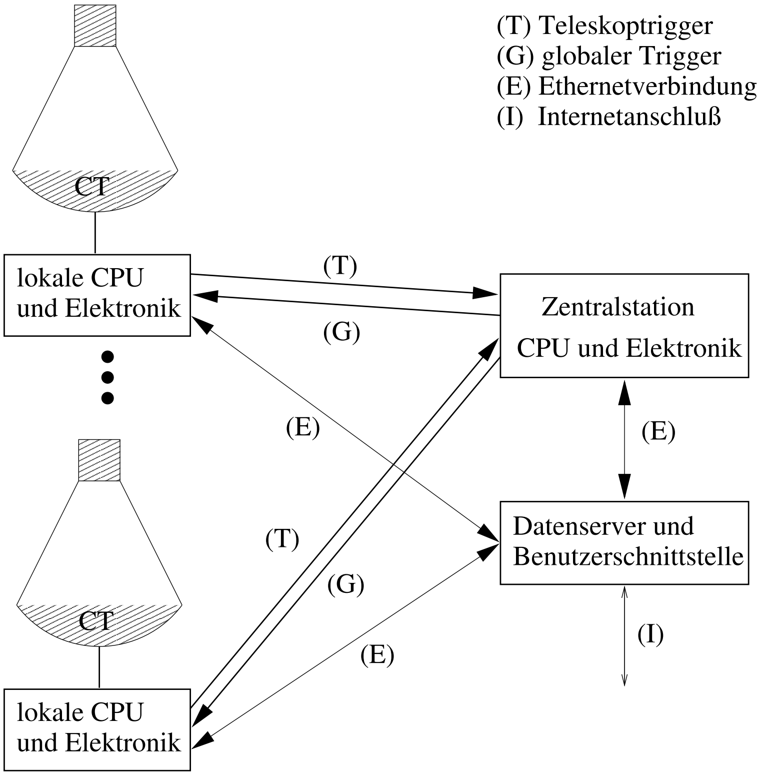



**Abbildung 3.1:** *Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten des Teleskopsystems und der Verbindungen. Der Übersicht halber sind nur zwei der fünf Teleskope dargestellt.*

| | CT2 | CT3 | CT4 | CT5 | CT6 |
|---|---|---|---|---|---|
| x [m] | 10,7 | 0,0 | 73,1 | -19,2 | -59,3 |
| y [m] | 65,7 | 0,0 | -11,3 | -72,5 | 9,9 |
| z [m] | -2,5 | 0,0 | -7,2 | 3,0 | 5,2 |

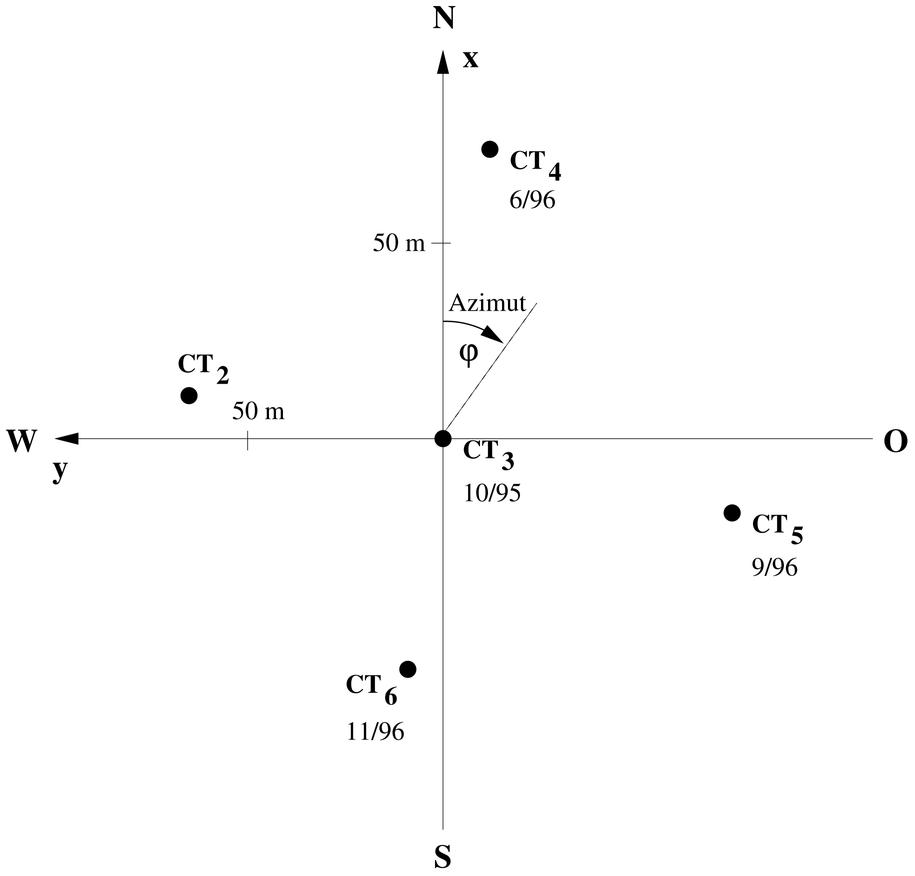



**Abbildung 3.2:** *Das CT-Koordinatensystem und die Teleskoppositionen. Für CT4 und CT5 sind die in Kapitel 6.5 abgeleiteten Positionen angegeben. Die Werte für CT2 und CT6 sind nur vorläufig. Die Datumsangaben bezeichnen Monat und Jahr der Inbetriebnahme.*

## 3.2 Die Teleskope

### 3.2.1 Das CT-Koordinatensystem

Die Positionen und die Blickrichtung der Teleskope werden im sogenannten CT-Koordinatensystem angegeben. Der Ursprung dieses Koordinatensystems liegt im Teleskop 3, wobei die x-Achse in Richtung Norden, die y-Achse in Richtung Westen und die z-Achse in den Zenit zeigt. Die Positionen der vier weiteren Teleskope werden bezüglich dieser Achsen in Metern angegeben (vgl Abb. 3.2). Zur Beschreibung der Blickrichtung der Teleskope wird ein polares Koordinatensystem verwendet. Der Azimutwinkel $\varphi$ wird von Norden über Osten im Gradmaß angegeben. Der Zenitwinkel bzw. die Altitude der Teleskopblickrichtung, wird entsprechend den in Kapitel 2.1 vorgestellten Definitionen gerechnet.

### 3.2.2 Technischer Aufbau

Ein Systemteleskop ist aus folgenden Elementen aufgebaut:
Als lichtsammelnde Fläche dient ein segmentierter Spiegel, bestehend aus 30 sphärisch gekrümmten Einzelspiegeln mit einem Durchmesser von 60 cm und einem Krümmungsradius von ca. 10 m (vgl. Abb. 3.3). Die gesamte Spiegelfläche ergibt sich hieraus zu 8.48 $m^2$. Die Einzelspiegel sind im sogenannten *Davies-Cotton-Design* [Dav57] angeordnet, welches die bestmögliche Abbildungsqualität in der Fokalebene gewährleistet. Die nominelle Brennweite des Spiegelsystems beläuft sich auf ca 4,9 m.
In der Fokalebene der Spiegel ist die Kamera montiert. Diese besteht aus 271 Photovervielfachern *(engl. Photomultiplier)*, die das eintreffende Licht in elektrische Signale umwandeln. Die lichtempfindliche Fläche ist die runde Photokathode mit einem effektiven Durchmesser von ca. 15 mm. Die Photomultiplier sind in einer hexagonal dichtesten Struktur mit einem Abstand von jeweils 21 mm angeordnet (Abb. 3.4). Um eine möglichst vollständige Überdeckung der Kamerafläche zu erreichen, befindet sich vor jedem Photomultiplier ein sogenannter Lichttrichter. Dieser führt die runde Photokathode in ein Sechseck über. Die Einheit Photomultiplier und Lichttrichter wird auch als ein Pixel oder Bildelement bezeichnet. Zum Betrieb der Photomultiplier müssen diese mit Hochspannung versorgt werden. Dies geschieht für jedes Pixel einzeln über eine regelbares Hochspannungsgerät in der Elektronikhütte. Das Gesichtsfeld eines Pixels beträgt ca. $0.24^0$. Das Gesamtgesichtsfeld der Kamera beträgt in etwa $4.3^0$ gerechnet auf einen Kreis mit der gleichen Fläche wie die Kamera. Eine ausführliche Beschreibung der Kamera findet sich bei [Herm].
Die Kamera ist durch vier Masten mit dem Spiegelträger verbunden. Diese Konstruktion wird zusätzlich durch Stahlseile stabilisiert. Spiegelträger und Kamera sind Altitude-Azimut montiert und werden durch Schrittmotoren auf die zu beobachten-

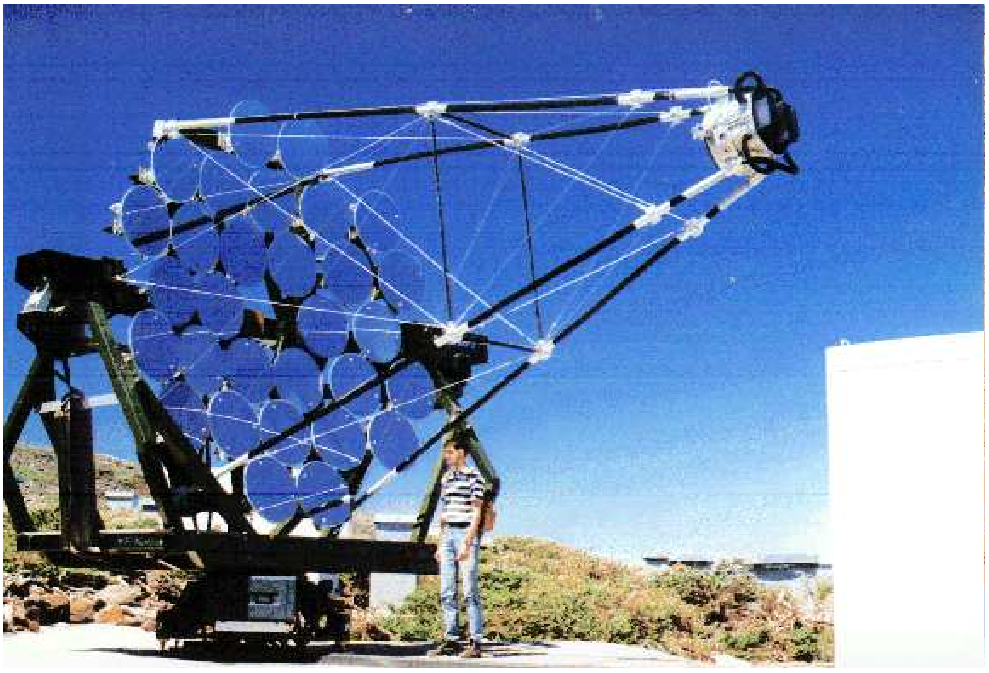


**Abbildung 3.3:** *Bild des zentralen Tscherenkovteleskops CT3. In der Bildmitte ist ein Mitarbeiter der Heidelberger CT-Gruppe zum Größenvergleich abgebildet.*

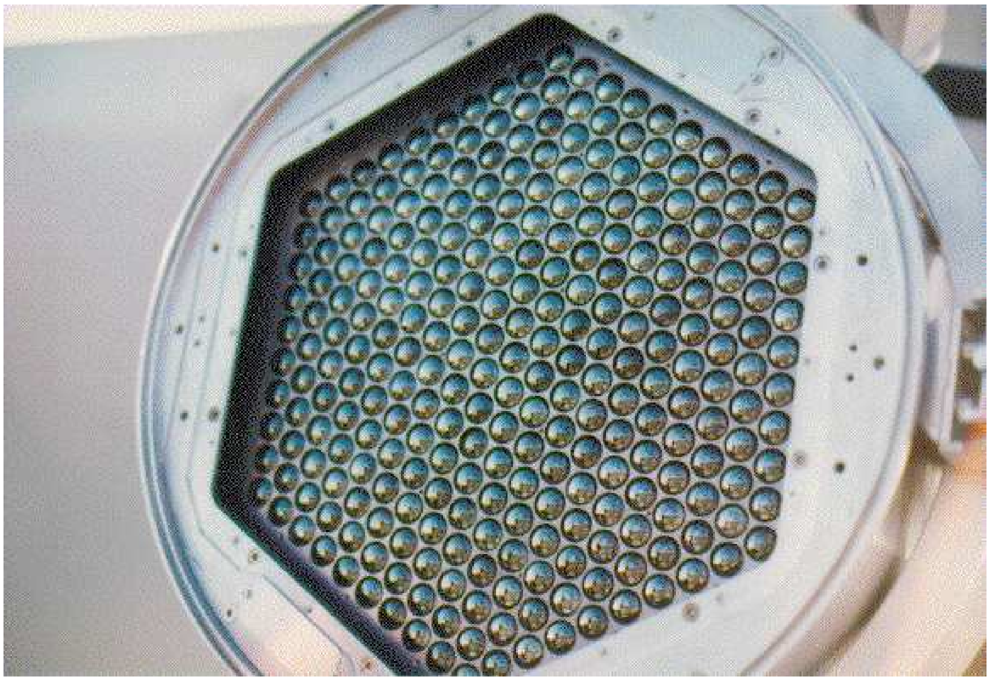


**Abbildung 3.4:** *Photomultipliermatrix der CT3-Kamera ohne Lichttrichter.*

de Himmelsposition nachgeführt. Die momentane Position der Teleskope in Altitude und Azimut wird jeweils durch sogenannte Winkelgeber mit einer Auflösung von ca. $\pm\ 0.022^0$ ermittelt [Pühl].
Die gesamte Auslese- und Steuerelektronik eines Teleskops befindet sich in einer klimatisierten Hütte nahe bei den einzelnen Teleskopen. Neben dieser Elektronik befindet sich ein Laser, der über eine Glasfaser mit einem Szintillator in der Mitte des Spiegelträgers verbunden ist. Dieser ermöglicht es, die Kamera gleichmäßig auszuleuchten und somit die Verstärkung der einzelnen Pixel anzugleichen.

### 3.2.3 Signalauslese und Triggerelektronik

Eine Übersicht über die Triggerlogik des Einzelteleskops ist in Abb. 3.5 dargestellt. Das von den Photomultipliern erzeugte Signal durchläuft zunächst Vorverstärker, die sich im Kameragehäuse befinden. Anschließend wird dieses Signal über 21.5 m Kabel in die bei jedem Teleskop stehende klimatisierte Elektronikhütte geleitet. Zunächst wird das verstärkte Signal an Diskriminatoren vorbeigeführt, um anschließend über einen Pulsformer in einem sogenannten FADC (Flash Analog Digital Converter) digitalisiert und zeitlich aufgelöst aufgezeichnet zu werden. Das Funktionsprinzip eines FADCs deckt sich im wesentlichen mit dem eines ADCs (Analog to Digital Converter), bis auf den Unterschied, daß die Abtastung des Meßwertes mit einer bestimmten Frequenz erfolgt, und die ermittelten Werte in einem Speicher abgelegt werden. Dies ermöglicht es, Signale mit einer Dauer von einigen $\mu$s aufzuzeichnen. Seit der Inbetriebnahme des ersten Systemteleskops kamen FADCs mit einer Abtastfrequenz von 40, 100 und 120 MHz zum Einsatz. In der endgültigen Ausbaustufe werden alle Teleskope mit dem 120 MHz- System ausgestattet sein.
Übersteigt das Signal eines Photomultipliers eine am Diskriminator einstellbare Schwelle, so erzeugt dieser einen Puls, der in der Triggerlogik weiterverarbeitet wird. Diese erzeugt einen lokalen Trigger, wenn eine bestimmte Anzahl von Pixeln innerhalb eines definierten Zeitfensters die an den Diskriminatoren eingestellte Schwelle überschreiten.
Eine positive Triggerentscheidung wird je nachdem, ob das Teleskop im selbst- oder im zentralgetriggerten Modus betrieben wird, unterschiedlich verarbeitet. In welchem Modus das Teleskop betrieben wird, kann durch den sogenannten Triggerschalter ausgewählt werden. Im selbstgetriggerten Modus wird das Triggersignal über den Triggerschalter auf den Stoppeingang FADCs geführt und bewirkt das Auslesen der FADCs. Im zentral getriggerten Modus wird das lokale Triggersignal an die Zentralstation in Form eines 3 $\mu$s langen Pulses geleitet. Ein Stoppen und Auslesen der FADCs wird erst bewirkt, wenn von der Zentrale ein globales Triggersignal und die zugehörige Ereignisnummer zurückgesendet wird. Als Empfänger hierfür dient der

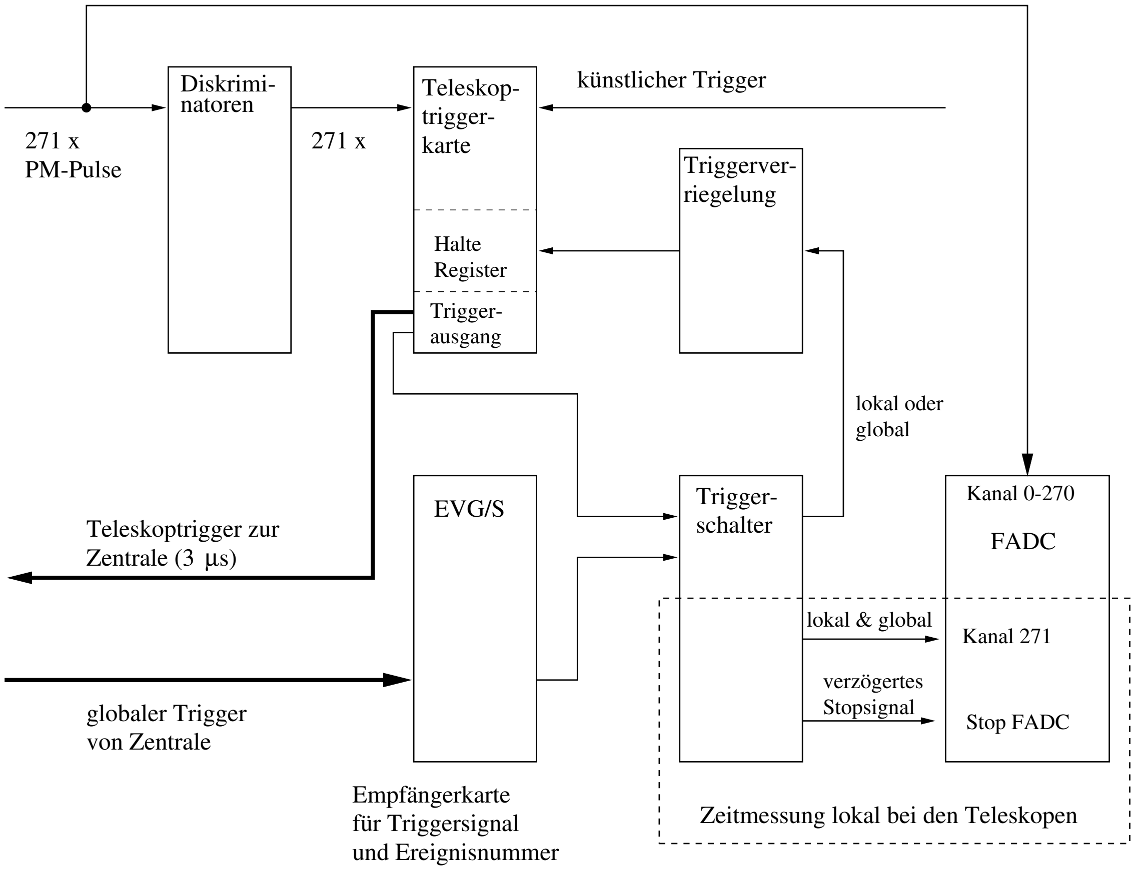



**Abbildung 3.5:** *Schematische Darstellung der Teleskoptriggerelektronik. Alle Module sind im VME-Standard ausgeführt und werden über die lokale CPU angesteuert und ausgelesen.*

sogenannte Eventgraderslave (EVG/S). Dieses Verfahren ermöglicht es, im zentral getriggerten Modus auch Teleskope auszulesen, die selbst lokal nicht getriggert haben.
Durch die Triggerverriegelung wird erreicht, daß das Triggermuster - also welche Pixel das Ereignis ausgelöst haben - nicht durch ein neues Ereignis überschrieben wird. Die Speichertiefe von mehreren 10 $\mu$s der FADCs stellt sicher, daß auch im zentral getriggerten Modus das entsprechende Photomultipliersignal ausgelesen werden kann.

Neben der FADC-Information werden bei jedem Ereignis auch die Ströme der Photomultiplier, das Triggermuster und die Winkelgeberinformation ausgelesen und an den zentralen Rechner weitergeleitet.

### 3.2.4 Zeitmessung durch Aufzeichnen des lokalen und zentralen Triggers

Das lokale und globale Triggersignal wird jeweils in dem gleichen FADC-Kanal (Kanal 272) aufgezeichnet. Durch die zeitliche Differenz beider Signale ist die Laufzeit des Triggersignals durch das System gegeben. Da durch das globale Triggersignal für alle Teleskope eine Synchronisationsmarke gegeben ist, wird es, wie in Kapitel 5 beschrieben, möglich sein, die relativen Triggerzeitpunkte zu bestimmen. In diesem Abschnitt wird zunächst nur eine Beschreibung des Aufbaus und des Zeitrekonstruktionverfahrens gegeben.

### 3.2.5 Aufbau der Zeitmessung mit FADCs

In Abb. 3.5 ist der zur Zeitmessung verwendete Teil der Triggerelektronik durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Das lokale und globale Triggersignal liegen an zwei verschiedenen Eingängen des Triggerschalters an. Im zentral getriggerten Modus führt der Triggerschalter beide Signale auf den 272sten Kanal des FADCs. Das Stoppen und Auslesen der FADCs wird durch das verzögerte globale Triggersignal bewirkt. Das am 272ten-FADC-Kanal anliegende Signal wird zunächst über einen Pulsformer, dessen Anstiegsverhalten in etwa dem eines RC-Glieds entspricht, geführt und anschließend digitalisiert und aufgezeichnet. Da der Anstieg des geformten Signals sich über mehrere Bins im FADC erstreckt, ist es durch ein geeignetes Rekunstruktionsverfahren möglich, den Triggerzeitpunkt mit einer erheblich größeren Genauigkeit als die Binbreite des FADCs zu ermitteln. In Abb. 3.6 ist der zeitliche Verlauf der Triggersignale dargestellt.

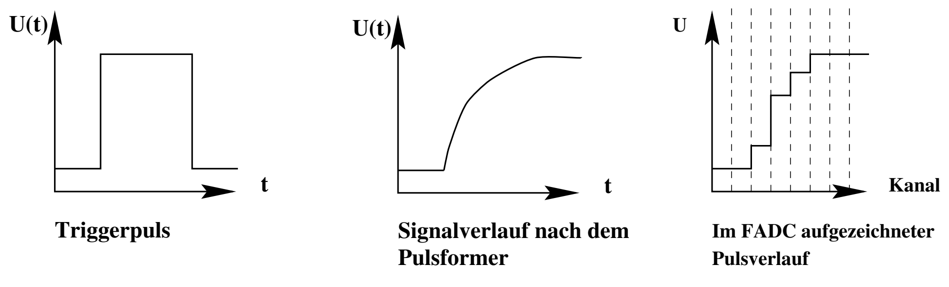



**Abbildung 3.6:** *Schematische Darstellung des Triggersignals, des geformten Triggersignals und des im 272sten FADC-Kanal aufgezeichneten Signals.*

### 3.2.6 Zeitrekonstruktionsverfahren

Aus dem geformten und digitalisiert vorliegenden Triggersignal kann die Rekonstruktion des Triggerzeitpunktes nach folgender Methode erfolgen [Koehl] :
1.) Der Mittelwert der ersten beiden Abtastwerte im Auslesefenster wird als Pedestal von den folgenden Abtastwerten abgezogen.
2.) Die verbleibenden Werte werden auf eins normiert und durch ein Polynom 5. Grades gefittet.
3.) Als Triggerzeitpunkt wird der Wert berechnet, bei dem das Polynom den Wert 0.5 erreicht.

Die relative Auflösung dieses Verfahrens wurde in Laborversuchen zu 0,3 ns für den 40 MHz-FADC ermittelt. Hieraus kann auf eine erwartete Auflösung von ca. 1.4% der FADC-Zeitschritte geschlossen werden. Die theoretische Auflösung der Zeitmessung sollte somit in etwa 2% betragen, da für eine Messung jeweils zwei Rekonstruktionen notwendig sind. Eine genaue Analyse der erreichten Auflösung erfolgt in Kapitel 5.2.2 im Zusammenhang mit der Zeitmessung in der Zentrale.

## 3.3 Die Zentralstation

Aufgabe der Zentralstation ist es, aus den lokalen Triggerentscheidungen der Teleskope ein globales Triggersignal zu erzeugen. Der Aufbau der Elektronik befindet sich in einem eigenen Raum nahe CT3. Jedes Teleskop ist durch zwei Koaxialkabel von je 100 ($\pm$ 0.8) Meter mit der Zentralstation verbunden. Das eine Kabel führt den lokalen Teleskoptrigger zur Zentralstation, das andere leitet den globalen Trigger der Zentralstation zu den Teleskopen.
Verursacht durch die Nachführung der Teleskope auf das zu beobachtende Himmelsobjekt verändern sich die relativen Triggerzeitpunkte der Teleskope, je nach Blickrichtung. Um in der Zentrale ein möglichst kleines Koinzidenzfenster realisieren zu können, ist es notwendig, die Ankunft der Teleskoptriggersignale entsprechend der momentanen Geometrie zu verzögern. Diese Anpassung muß dynamisch während der Datennahme erfolgen. In diesem Kapitel wird zunächst der technische Aufbau der Zentrale beschrieben. Die Berechnung der einzustellenden Verzögerung erfolgt im Zusammenhang mit der Beschreibung der Tscherenkovlichtfront in Kapitel 2.5.1.

### 3.3.1 Technischer Aufbau der zentralen Triggerlogik

Eine schematische Darstellung der zentralen Triggerlogik und der Signalführung ist in Abb. 3.7 gegeben. Im wesentlichen besteht der Aufbau der Zentralstation aus der

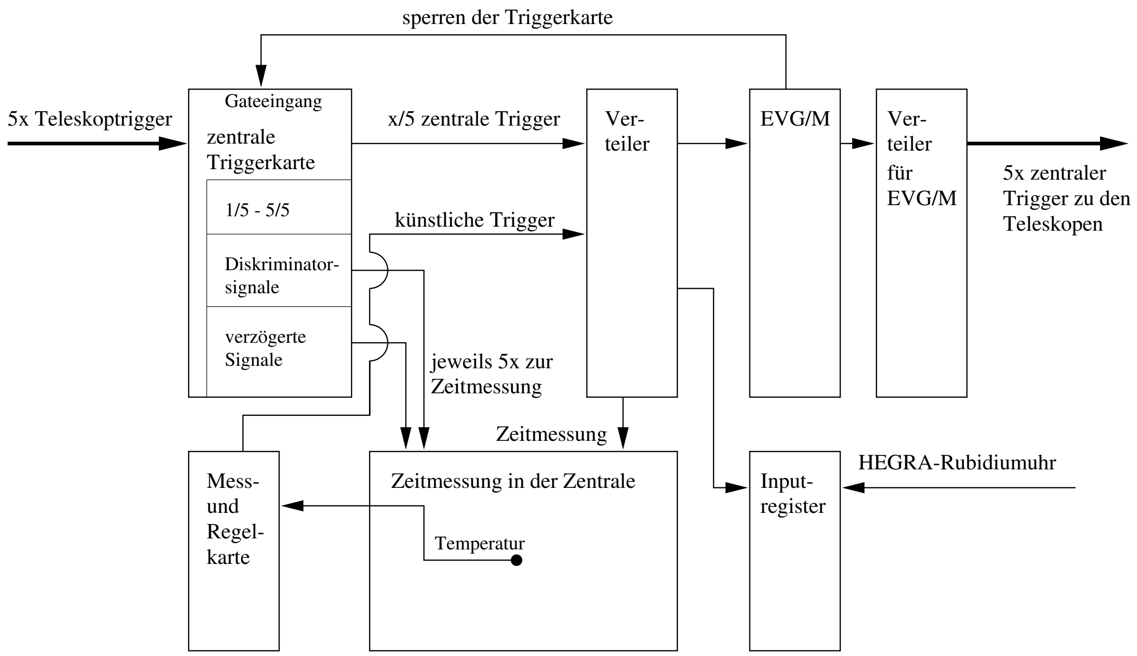



**Abbildung 3.7:** *Schematische Darstellung der zentralen Triggerlogik und der Zeitmessung in der Zentrale.*

*Triggerkarte* und dem sogenannten *Eventgrader Master (EVG/M)*. Zusätzlich sind ein Inputregister und eine Monitorkarte vorhanden. Das Inputregister ist mit der HEGRA-Rubidiumuhr verbunden und enthält die aktuelle Zeitinformation, die Monitorkarte übernimmt Meß- und Regelaufgaben. Alle Module sind im VME-Standard ausgeführt und werden von einer eigenen 68040-CPU angesteuert und ausgelesen. Neben den genannten Elementen wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit eine Apparatur zur Messung der Ankunftszeiten der Teleskoptriggersignale aufgebaut. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus wird in Kapitel 3.4 gegeben.
Die am MPI für Kernphysik entwickelte *zentrale Triggerkarte* (vgl. Abb 3.8) stellt fünf Eingangskanäle E1-E5 für die lokalen Teleskoptriggersignale und einen Gateeingang G zum Sperren der Karte zur Verfügung. Jedem Teleskopeingang ist ein Diskriminator mit regelbarer Schwelle nachgeschaltet. Wird am Eingang die Schwelle überschritten, so erzeugt der Diskriminator ein TTL-Standardsignal mit einer Dauer von 50 ns. Anschließend durchläuft dieses Signal eine Kette von Verzögerungsbausteinen. An welcher Stelle der Kette das verzögerte Signal abgegriffen wird, ist über den VME-Bus durch Setzen der Register L0-L7 und S0-S7 auswählbar. Hierdurch wird ermöglicht, eine Verzögerung zwischen 0 und 420 ns mit einer Granularität von 10 ns für jeden Kanal einzeln einzustellen.

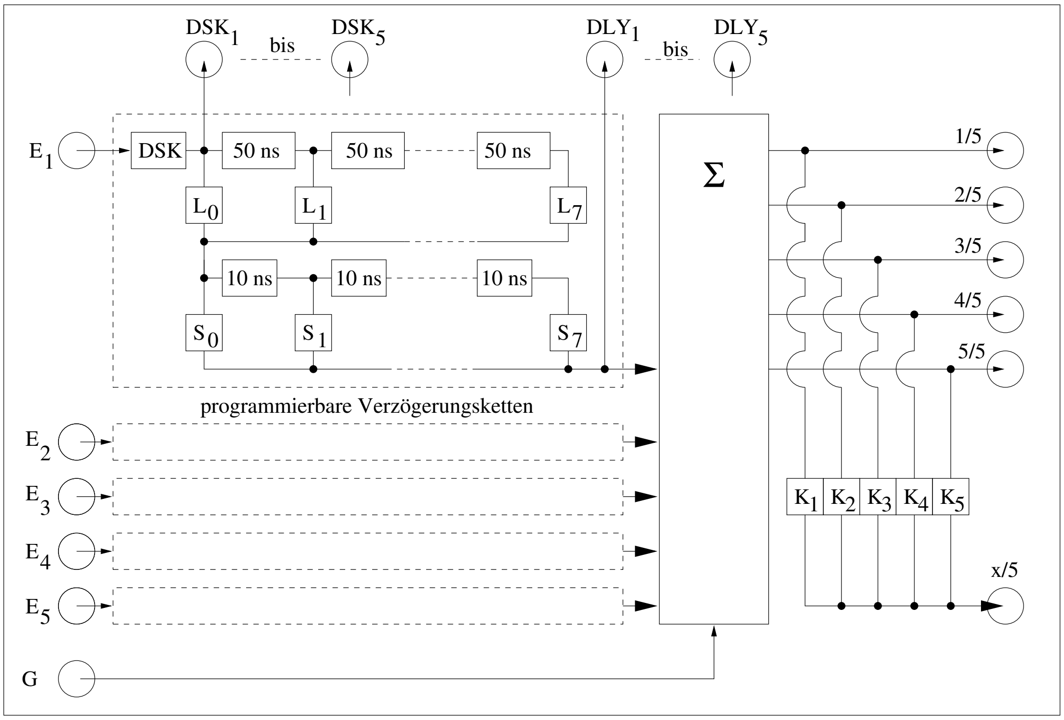



**Abbildung 3.8:** *Schematische Darstellung der zentralen Triggerkarte. Die Teleskope sind mit den Eingängen E1 - E5 verbunden. Zusätzlich ist ein Gateeingang G zum sperren der Karte vorhanden. An den Ausgängen DSK1-DSK5 bzw. DLY1-DLY5 liegt das diskriminierte bzw. verzögerte Teleskopsignal im TTL-Standard an. An den Ausgänge 1/5 - 5/5 wird in Abhängigkeit von der erfüllten Koinzidenzbedingung ein Signal erzeugt. Am Triggerausgang x/5 wird der globale Trigger im TTL-Standard zur Verfügung gestellt.*

Die Koinzidenz zwischen den verzögerten Signalen wird am Summierer $\Sigma$ überprüft. Je nachdem, welche Schwelle das summierte Signal überschreitet, wird auf den fünf Ausgangsleitungen 1/5 - 5/5 ein Signal erzeugt. Das heißt, auf der ersten Leitung liegt immer dann ein Signal an, wenn ein lokales Triggersignal am Summierer anliegt. Auf der zweiten Leitung wird nur dann ein Signal erzeugt, wenn an mindestens zwei Eingangskanälen des Summierers gleichzeitig ein Signal anliegt. Entsprechendes gilt für die weiteren Leitungen. Jede dieser Leitungen ist direkt mit einem Ausgang verbunden, den sogenannten 1/5 - 5/5-Ausgängen. Welche dieser Leitungen auf den zentralen Triggerausgang (x/5) geschaltet wird, ist wiederum über den VME-Bus durch Setzen des Registers K1-K5 auswählbar. Neben diesen Ausgängen für die Triggersignale stehen weitere Ausgänge sowohl für die Diskriminatorsignale als auch für die verzögerten Signale zur Verfügung. Diese Ausgänge werden für die in Kapitel

3.4 beschriebene Zeitmessung verwendet.
Die Dauer des Koinzidenzfensters ist durch die Länge der Ausgangssignale der Diskriminatoren festgelegt. Bei einer Beschränkung des dynamischen Bereichs der einstellbaren Verzögerungen ist es möglich, die Länge des Koinzidenzfensters durch einen VME-Zugriff zu erweitern. Hierzu wird im Register S nicht nur ein Bit gesetzt, sondern zwei oder mehr benachbarte. Dies bewirkt eine Verlängerung des am Summierer anliegenden Signals. Für den Betrieb in La Palma wurde die Dauer der Diskriminatorausgangssignale auf 50 ns eingestellt. Zusätzlich wird dieses Signal im normalen Meßbetrieb durch Softwareeinstellung um 20 ns verlängert. Das nominelle Koinzidenzfenster ist somit auf 70 ns festgelegt.
Die Schwelle der Diskriminatoren wurde aus zwei Gründen für jeden Kanal auf 100 mV eingestellt: Zum einen erreicht das lokale Triggersignal an der Zentrale eine maximale Spannung von ca. 3 V mit einer Anstiegszeit von 12 ns von 0 auf 2 V. Der Verlauf des Signals entspricht in etwa der Ladekurve eines RC-Glieds. Die niedrige Schwelle stellt sicher, daß diese während des schnellen Anstiegs des Signals überschritten wird. Zum anderen wird durch diese Schwelle ein genügend großer Abstand zu möglichen Störsignalen erreicht.
Der *Eventgrader Master (EVG/M)* in der Zentralstation stellt zusammen mit dem Eventgrader Slave (EVG/S) bei jedem Teleskop ein System zum Verschicken von Triggersignalen und Ereignisnummern dar. Beide Module wurden im Rahmen des CRT-Projekts am MPI für Kernphysik entwickelt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei [Wolf94].
Der x/5-Ausgang der Triggerkarte ist mit dem TRG-Eingang des EVG/M verbunden. Liegt an diesem ein TTL-Signal an, so werden folgende Aktionen ausgelöst:
• Über einen Verteiler wird zusammen mit einer Ereignisnummer ein globaler Trigger an die einzelnen EVG/S der Teleskope verschickt. Dies ermöglicht es, die einzelnen Teleskopereignisse zu synchronisieren.
• Der EVG/M sperrt die Triggerkarte über den Gateeingang für weitere Teleskoptrigger.
• Der EVG/M bewirkt eine Unterbrechung des momentan auf der CPU laufenden Programms und startet ein neues Programm - einen sogenannten Interrupt. In diesem werden folgende Funktionen ausgeführt:
- Zunächst wird die mit dem nächsten Ereignis zu versendende Triggernummer um eins erhöht.
- Anschließend werden die Rubidiumuhr und die Meßwerte der Zeitmessung ausgelesen.
- Am Ende des Interrupts wird der EVG/M, und mit ihm über die Gateverbindung die Triggerkarte für ein neues Ereignis freigegeben.

## 3.4 Zeitmessung in der Zentrale mit TDCs

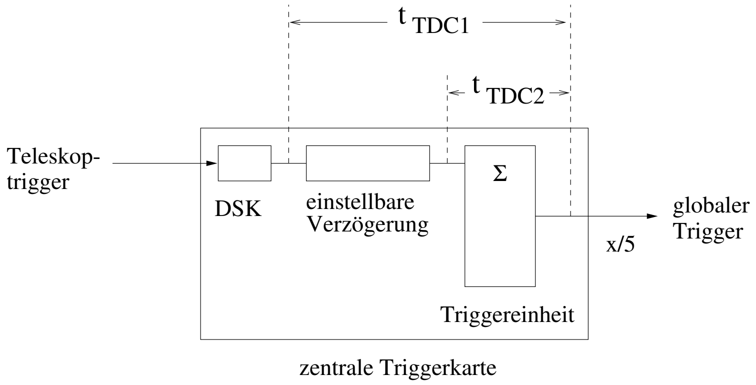



**Abbildung 3.9:** *Schematische Darstellung der Zeitmessung in der Zentrale für ein Teleskop.*

In Abb. 3.9 ist eine schematische Übersicht der in der Zentrale aufgebauten Zeitmessung für ein Teleskop dargestellt. Es werden für jedes Teleskop und jedes Ereignis folgende Zeiten bestimmt: $t_{TDC1}$ ist die Zeit zwischen dem Eintreffen des Teleskoptriggers und dem Versenden des globalen Triggers, $t_{TDC2}$ diejenige zwischen dem Anliegen des lokalen Triggersignals an der Triggereinheit und dem Versenden des globalen Triggers.
Aus diesen Zeiten können die folgenden Zeitdifferenzen gebildet werden:

1.) Eingestellte Verzögerung je Kanal:
$$t_{Delay} = t_{TDC1} - t_{TDC2}$$
2.) Reale Koinzidenzzeit für Kanal a/b:
$$t_{Koinz\ a/b} = t_{TDC2/a} - t_{TDC2/b}$$
3.) Relative Ankunftszeiten der lokalen Triggersignale in der Zentrale:
$$\Delta t_{ab} = t_{TDC1/a} - t_{TDC1/b}$$

Unter der Annahme gleichlanger Signallaufzeiten von den Teleskopen zur Zentrale gibt somit $\Delta t_{ab}$ die relativen Triggerzeitpunkte an.

### 3.4.1 Aufbau der Zeitmessung mit TDCs

Der Aufbau der Zeitmessung besteht aus zwei Teilen. Der eine Teil leistet die Zeitmessung, der andere dient zur Kalibration. Der Aufbau der Kalibrationseinheit wird

in Kapitel 3.4.2 beschrieben.
In Abb. 3.10 ist der Aufbau der Zeitmessung für einen Kanal dargestellt. Als Uhren dienen zwei Achtkanal-LeCroy TDCs 2228 im CAMAC-Standard mit einer Auflösung von jeweils 11 Bit je Kanal. Jeder TDC läßt sich durch einen gemeinsamen Startpuls aktivieren und für jeden Kanal einzeln stoppen (sogenannter Common-Start TDC).
Als gemeinsames Startsignal dient der Triggerausgang der Triggerkarte. Das Stoppsignal wird für TDC1 vom Diskriminatorausgang, für TDC2 vom Delayausgang der Triggerkarte erzeugt.
Diese Art der Verschaltung wurde aus zwei Gründen gewählt: Zum einen wird dieser Aufbau durch den gemeinsamen Starteingang der TDCs vorgegeben (ansonsten wäre für jedes Teleskop ein eigener TDC notwendig). Andererseits wird sichergestellt, daß die TDCs nur bei einem gültigen Ereignis gestartet werden und somit die Totzeit in der Zentrale minimiert wird.
Der Nachteil ist, daß für jeden Kanal das Stoppsignal um den maximalen Meßbereich verzögert werden muß. Die Verzögerung beträgt für TDC1 600 ns (120 m Kabel je Kanal) und für TDC2 200 ns (40 m Kabel je Kanal). Da die Ausgänge der Triggerkarte im TTL-Standard gefertigt sind und die Eingänge der TDCs dem NIM-Standard entsprechen, ist eine Konvertierung der Signalpegel notwendig. Dies geschieht durch TTL-NIM-Wandler, die den Ausgängen der Triggerkarte direkt nachgeschaltet sind. Den TTL-NIM-Wandlern folgen logische Verteiler im NIM-Standard, um das Einspeisen von Kalibrationssignalen zu ermöglichen. Da die NIM-Signale beim Durchlaufen der Verzögerungskabel ihre Form verändern, wird das Signal nochmals durch einen logischen Verteiler geführt, welcher wiederum ein NIM-Standardsignal erzeugt.

### 3.4.2 Kalibration der TDCs

Um den digitalisierten TDC-Werten eine Zeit zuordnen zu können, ist es notwendig, diese zu eichen. Der Zusammenhang zwischen ausgelesenem Wert und der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal ist in sehr guter Näherung über den ganzen Meßbereich linear. Als Eichkurve kann somit der Zusammenhang

$$TDC_{Messwert} = m * t + TDC_{Ped} \tag{3.1}$$

verwendet werden. Um sicherzustellen, daß die Verzögerungskabel die Eichung nicht beeinflussen, werden die Kalibrationssignale direkt nach den TTL/NIM-Wandlern eingespeist.
Als Start/Stopp-Signalgenerator dient ein im NIM-Standard ausgeführter Pulser, im folgenden Timecalibrator genannt. Dieser generiert in zufälligen Zeitabständen ein Start- und Stoppsignal, deren Zeitdifferenz ein Vielfaches von 20 ns beträgt. Der

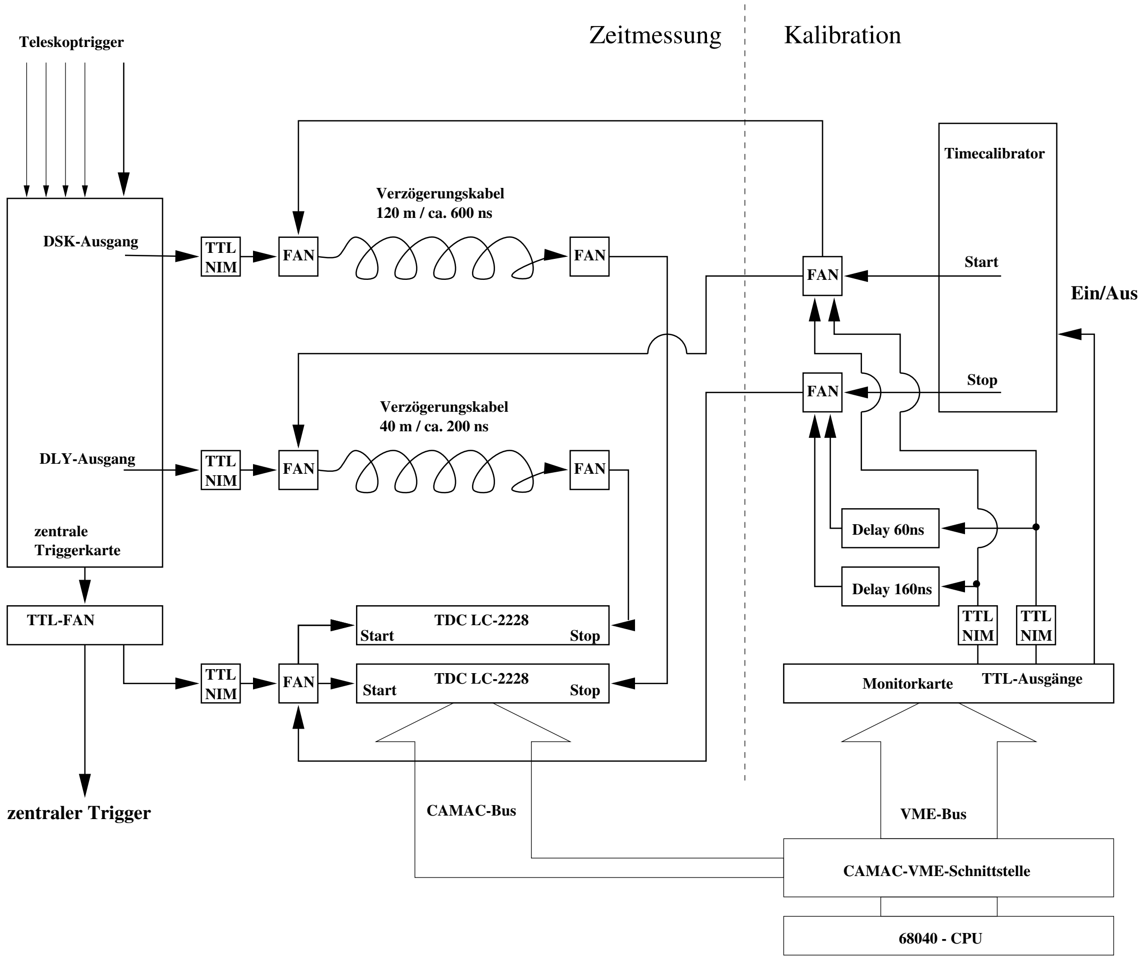



**Abbildung 3.10:** *Schematische Darstellung des Aufbaus der Zeitmessung. Auf der linken Seite sind die TDCs, die zugehörigen Verzögerungskabel und Verteiler, auf der rechten Seite die Kalibrationseinheit bestehend aus Timecalibrator, Referenzkabel und VME-Monitorkarte dargestellt. Die Referenzsignale und der Timecalibrator werden über die TTL-Ausgänge der VME-Monitorkarte gesteuert. Die TDCs werden durch den VME-Bus über eine VME-CAMAC-Schnittstelle ausgelesen.*

Timecalibrator kann durch Anlegen eines TTL-Signals ein- bzw. ausgeschaltet werden.
Da die Kalibrationssignale des Timecalibrators keine absolute Zeitinformation enthalten ist es zusätzlich notwendig, über zwei Kabel Referenzsignale mit einer bekannten Verzögerung von ca 60 und 160 ns in die TDCs einzuspeisen. Eine Übersicht des Aufbaus ist in Abb. 3.10 für ein Teleskop dargestellt.

Ein Kalibrationsvorgang gliedert sich in folgende Schritte:
1.) In den TDCs werden durch die Referenzkabel absolute Zeitmarken von 60 und 160 ns gesetzt und ausgelesen.
2.) Durch den Timecalibrator wird ein Spektrum mit 20ns Abstand zwischen den einzelnen Spitzen erzeugt.
3.) Aus dem Spektrum wird durch die Methode der kleinsten Quadrate die Steigung der Eichgerade und deren Fehler errechnet. Die Referenzzeiten werden benutzt, um im Spektrum die zugehörigen Spitzen und somit das Pedestal der Eichgeraden zu bestimmen.
4.) Die Kalibrationswerte, die zugehörigen Fehler und die Temperatur der TDCs werden in einer Kalibrationsdatei gespeichert.

Um bei der Datennahme eine zuverlässige Eichung der TDCs sicherzustellen, werden diese vor jeder Datennahme kalibriert.
Für die beiden TDCs ergeben sich bei einer Temperatur von $28^0C$ die in Tabelle 3.1 aufgeführten Kalibrationswerte. Die Temperaturabhängigkeit der Kalibrationswerte wird im folgenden Kapitel untersucht.

| | | Steigung $m_{28^0C}$ [Skalenteile/ns] | Pedestal $TDC_{Ped/28^0C}$ [Skalenteile] |
|---|---|---|---|
| TDC1 | CT 3 | -3.1722 ± 0.0015 | 1891.2 ± 1.0 |
| | CT 4 | -3.1633 ± 0.0015 | 1883.5 ± 1.0 |
| | CT 5 | -3.1859 ± 0.0015 | 1892.8 ± 1.0 |
| | CT 6 | -3.1846 ± 0.0015 | 1874.2 ± 1.0 |
| TDC2 | CT 3 | -9.9175 ± 0.005 | 1939.3 ± 1.0 |
| | CT 4 | -9.7475 ± 0.005 | 1925.2 ± 1.0 |
| | CT 5 | -9.7000 ± 0.005 | 1907.8 ± 1.0 |
| | CT 6 | -9.7950 ± 0.005 | 1907.1 ± 1.0 |

**Tabelle 3.1:** *Steigung und Pedestals der TDC-Kalibrationswerte der einzelnen Teleskope bei 28 $^oC$. Die Fehler geben die maximale Unsicherheit der Kalibrationswerte an.*

### 3.4.3 Temperaturstabilität der TDC-Eichung

Wie sich in Laborvorversuchen und seit der Inbetriebnahme der TDCs auf La Palma gezeigt hat, sind die Kalibrationswerte der TDCs sowohl in der Steigung als auch im

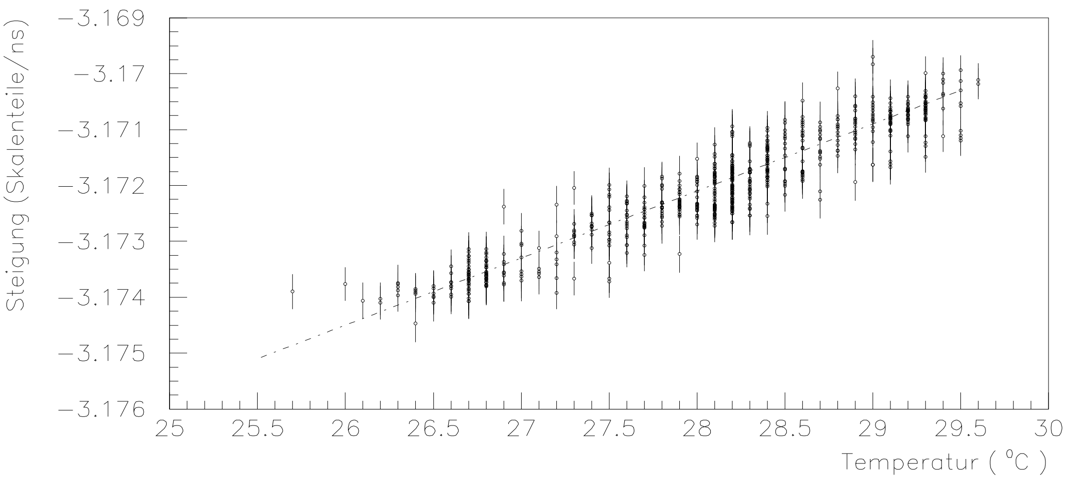



**Abbildung 3.11:** *Temperaturabhängigkeit der Steigung der Eichgeraden für TDC1 Kanal 3. Die Abhängigkeit ist in guter Näherung linear. Die Genauigkeit der Temperaturmessung ist durch Hystereseeffekte und die absolute Genauigkeit der Temperaturmessung auf ca. $\pm 0.5^0 C$ begrenzt. Die eingezeichnete Gerade ist ein Fit an die Meßwerte.*

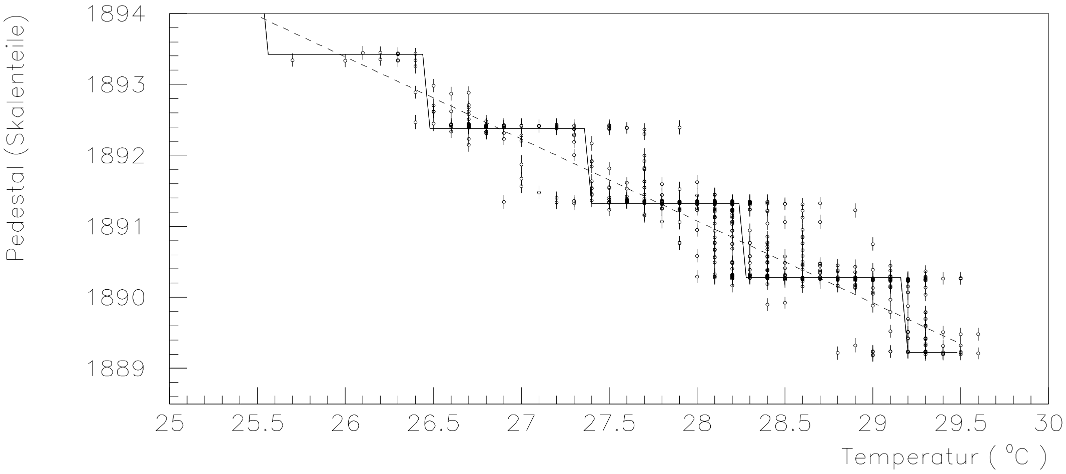



**Abbildung 3.12:** *Temperaturabhängigkeit des Pedestals der Eichgeraden für TDC1 Kanal 3. Das Verhalten läßt sich in erster Näherung durch die eingezeichnete Stufenfunktion oder in linearer Näherung durch die eingezeichnete Gerade beschreiben. Dieses Verhalten der Pedestals limitiert die systematische Genauigkeit der TDC-Zeitmessung auf ca. $\pm 0.3$ ns. Für die Genauigkeit der Temperaturmessung gilt das Gleiche wie für Abb. 3.11.*

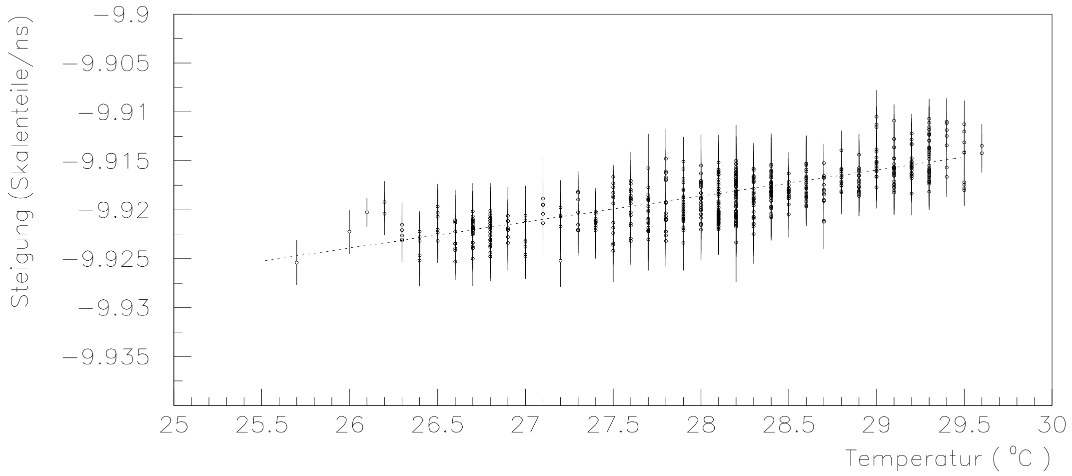



**Abbildung 3.13:** *Temperaturabhängigkeit der Steigung der Eichgeraden für TDC2 Kanal 3. Auch hier läßt sich die Temperaturabhängigkeit als linear beschreiben.*

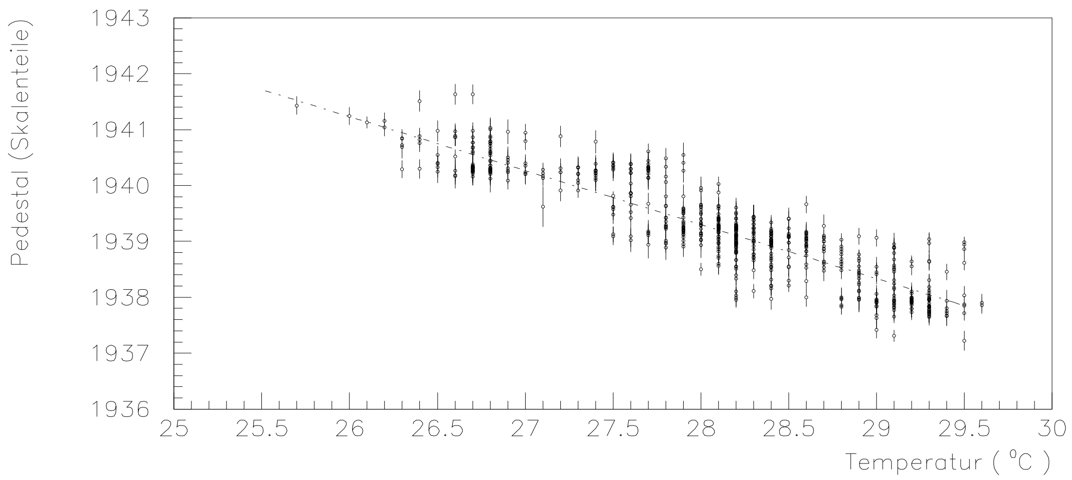



**Abbildung 3.14:** *Temperaturabhängigkeit des Pedestals der Eichgeraden für TDC2 Kanal 3. Das Verhalten des Pedestals zeigt hier nur andeutungsweise das Verhalten einer Stufenfunktion.*

Pedestal von der Temperatur der TDCs abhängig. In Abb. 3.11 bis Abb. 3.14 sind exemplarisch die Kalibrationswerte für Kanal 3 von TDC1 und TDC2 in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Aufgetragen sind 720 Kalibrationswerte, die zwischen dem 12/9 und 14/12/1996 im normalen Schichtbetrieb ermittelt wurden. Wie aus den Abbildungen hervorgeht, kann der Zusammenhang zwischen Temperatur und Steigung bzw. Pedestal der Eichgeraden in guter Näherung als linear angesehen werden. Es gilt

$$m(T) = m_0 + k_m \cdot (T - T_0) \tag{3.2}$$

für die Steigung und

$$TDC_{Ped}(T) = TDC_{Ped/0} + k_{Ped} \cdot (T - T_0) \tag{3.3}$$

für das Pedestal der Eichgeraden, wobei $m_0$ die Steigung bei der Temperatur $T_0$ und $k_m$ der Temperaturkoeffizient ist. Analog ist $TDC_{Ped/0}$ das Pedestal der Eichgeraden bei der Temperatur $T_0$ und $k_{Ped}$ das zugehörige Pedestal. Die Werte für $m_{28^0C}$ und $TDC_{Ped/28^0C}$ wurden bereits in Tab. 3.1 angegeben. Die ermittelten Werte für die Temperaturkoeffizienten $k_m$ und $TDC_{Ped}$ sind in Tab. 3.2 aufgeführt.
Das Verhalten der Pedestals von TDC1 (Abb. 3.12) zeigt gegenüber TDC2 (Abb. 3.14) verstärkt den Verlauf einer Stufenfunktion. Aus diesem Verhalten lassen sich folgende Schlüsse ziehen:
-Die Temperaturmessung ist nicht genauer als $\pm 0,5^0C$.
-Die absolute Zeitmessung mit TDC2 ist aufgrund des Stufenverhaltens der Pedestals auf einen Skalenschritt limitiert. Dies entspricht einem systematischen Fehler von 0,3 ns.

Die Temperaturabhängigkeit der Steigung bewirkt einen Meßfehler von ca. $0,2ns/^0C$ für TDC1 und $0,05ns/^0C$ für TDC2 unter Ausnutzung des gesamten Meßbereichs. Da der Temperaturkoeffizient jedoch für alle TDC-Kanäle ähnlich ist, spielt diese systematische Unsicherheit bei einer Differenzbildung zwischen zwei Kanälen nur eine untergeordnete Rolle.

### 3.4.4 Zeitliche Auflösung der TDC-Messung

Die zeitliche Auflösung der TDCs ist durch die Digitalisierung der Zeitinformation begrenzt.
Für eine Einzelmessung ergibt sich die Auflösung durch die inverse Steigung der Eichgeraden mal einem Bin. Also für TDC1 ca. 0.3 ns und für TDC2 ca. 0.1 ns.
Wird eine größere Anzahl von Messungen durchgeführt und das RMS der Verteilung als Meßgenauigkeit angesetzt, so ergibt sich diese theoretisch zu $1/\sqrt{12}$ mal

| | | $k_m$ [Skalenteile/(ns·$^0C$)] | Steigung $< k_{Ped} >$ [Skalenteile($^0C$] |
|---|---|---|---|
| TDC1 | Ch #3 | 0.001161 | -1.09 |
| | Ch #4 | 0.001433 | -1.30 |
| | Ch #5 | 0.001455 | -1.50 |
| | Ch #6 | 0.001000 | -1.00 |
| TDC2 | Ch #3 | 0.00266 | -0.97 |
| | Ch #4 | 0.00270 | -0.80 |
| | Ch #5 | 0.00260 | -0.85 |
| | Ch #6 | 0.00260 | -0.65 |

**Tabelle 3.2:** *Koeffizienten der Temperaturkorrektur für die einzelnen TDC-Kanäle. Die Werte für Ch #6 sind nur vorläufig, da nur 117 Kalibrationsvorgänge zur Verfügung standen.*

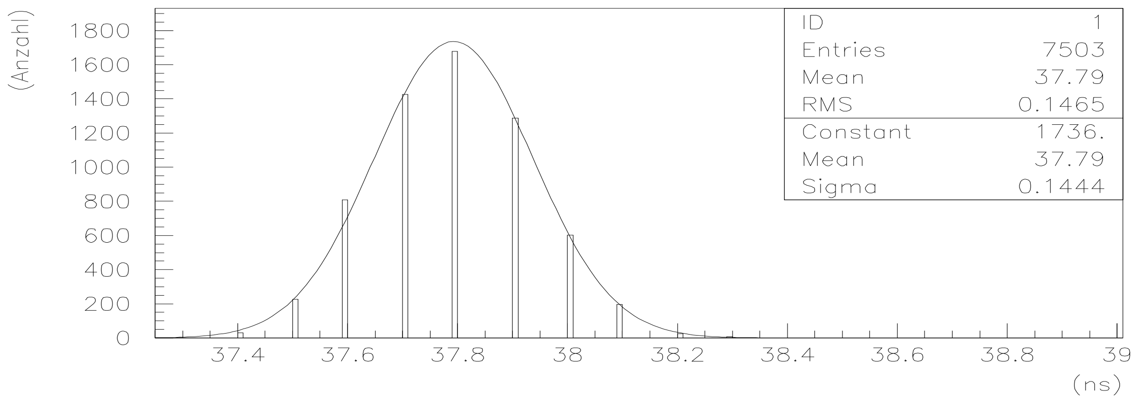



**Abbildung 3.15:** *Dargestellt ist die Differenz $t_{TDC1}$-$t_{TDC2}$ für Teleskop 4 bei einer fest eingestellten Verzögerung von 40 ns. Das RMS der Verteilung von 0.15 ns liegt über dem theoretisch erwarteten RMS von 0.09 ns.*

der zeitlichen Auflösung einer Einzelmessung[1]. In Abb. 3.15 ist exemplarisch die Differenz $t_{TDC1}$-$t_{TDC2}$ für eine eingestellte Verzögerung bei Teleskop 4 aufgetragen. Da das Teleskopsystem bei dieser Messung mit der Triggerbedingung 2/3 lief, streuen die absoluten Zeiten $t_{TDC1}$ und $t_{TDC2}$ über einen Bereich von mehreren 10 ns

[1] Der Faktor $1/\sqrt{12}$ ist gerade das RMS einer Rechteckverteilung der Breite 1.

und lassen sich somit als unabhängig betrachten. Für die Teleskope 3 und 5 ergeben sich Verteilungen mit ähnlicher Breite. Unter der Annahme, daß sich die Fehler der TDC-Messungen quadratisch addieren und der Einzelfehler proportional zur Auflösung der TDCs ist, ergibt sich das RMS der Messung durch die Formel:

$$t_{RMS} = \sqrt{\frac{(\Delta t_{TDC1})^2 + (\Delta t_{TDC2})^2}{12}} \tag{3.4}$$

Aus der gemessenen Breite der Verteilung von 0,15 ns und der Binbreite von 0,3 ns für TDC1 und 0,1 ns für TDC2 folgt als abgeleitete Auflösung ein Wert von $0{,}49/\sqrt{12}$ ns für TDC1 und ein Wert von $0{,}16/\sqrt{12}$ ns für TDC2. Diese Werte liegen für TDC1 und TDC2 um einen Faktor 1,6 über den erwarteten Werten. Dies ist jedoch nicht verwunderlich, da in obiger Betrachtung das Rauschen der Elektronik und ein eventueller Temperaturdrift der Kalibration nicht berücksichtigt sind.

## 3.5 Triggerbedingung des Teleskopsystems

### 3.5.1 Übergang vom Teleskoptrigger zum Systemtrigger

Vor der Einführung des zentralen Triggers wurde CT3 im alleinstehenden Betrieb mit der Triggerbedingung $2/217 > 15 Ph.e.$ betrieben. Der äußere Ring der Kamera war nicht in den Trigger miteinbezogen. Um eine möglichst geringe Zufallskoinzidenzrate zu erreichen, wurde zusätzlich auf Softwareniveau eine Überprüfung durchgeführt, ob die getriggerten Pixel direkt benachbart sind (sogenannter nächster Nachbartrigger oder auch NN-Trigger). Nach Einführung des Systemtriggers konnte der NN-Trigger aufgrund der erheblichen Verarbeitungszeit von einigen $\mu$s in der Software nicht mehr verwendet werden. [2]. Die erhebliche Unterdrückung an Ereignissen verursacht durch das Nachthimmelslicht ermöglichte es, die Triggerschwelle der Einzelteleskope auf 8,3 Ph.e. abzusenken, ohne durch erhebliche Totzeitverluste und eine hohe Zufallskoinzidenzrate dominiert zu sein. Eine weitere Absenkung der Teleskoptriggerschwelle wäre denkbar, würde jedoch aufgrund des begrenzten Datendurchsatzes von den Teleskopen zum zentralen Datenserver zu Totzeit und einem Verlust von Daten in der Zentrale führen. Weiterhin ist unterhalb einer bestimmten Schwelle die Information in den einzelnen Pixeln nicht mehr ausreichend, um eine sinnvolle Bildanalyse durchzuführen.

[2] Für 1997 ist geplant, die Teleskoptriggerelektronik mit einer zeitstabilen Elektronik zur Überprüfung der NN-Bedingung auszustatten.

### 3.5.2 Abschätzung des Koinzidenzfensters

Die notwendige Größe des Koinzidenzfensters in der Zentralstation ist bei einem Mehrteleskopsystem durch folgende Parameter bedingt:

1.) Maximale Neigung der Schauerachse gegenüber der optischen Achse der Teleskope. Diese setzt sich zusammen aus dem Gesichtsfeld der Kameras ($\vartheta_{\ddot{o}ff} = 2,2^0$) und dem Emissionswinwinkel des Lichtkegels ($\vartheta_E = 1,5^0$). Aus Gleichung 2.22 ergibt sich bei einem maximalem Teleskopabstand von 150 m eine zeitliche Variaton von ca. $\pm 10ns$.
2.) Einfluß des Schauerauftreffpunktes: Wird die Lichtfront durch das konische Lichtfrontmodell beschrieben und der Öffnungswinkel mit $\Theta_K = 1,0^0$ abgeschätzt, so ergibt sich wiederum bei einem Teleskopabstand von 150 m (vgl. Gl. 2.21) eine maximale Variation von ca. $\pm 10ns$.
3.) Der Einfluß der Triggerelektronik und Kabel liegt in der selben Größeordnung von ca. $\pm 10ns$ (vgl. Kapitel 5.3).
4.) Die Granularität der einstellbaren Verzögerungen in der Zentralstation von ca. $\pm 5ns$.

Aufgrund der aufgeführten Effekte ergibt sich ein minimales Koinzidenzfenster von $\pm 35ns$. Um sicherzustellen, daß durch die zentrale Koinzidenzforderung nicht in das Signal geschnitten wird, wurde das Koinzidenzfenster in der Zentralstation auf $\pm 70ns$ eingestellt.

### 3.5.3 Messung der Koinzidenzzeit

Als eine erste Anwendung der Zeitmessung in der Zentrale kann aus der Zeitdifferenz der TDC2-Werte die Koinzidenzzeit für die einzelnen Ereignisse bestimmt werden. In Abb. 3.16 ist die Zeitdifferenz $t_{Koinz\ a/b}$ für die Teleskoppaare (3/4),(3/5) und (4/5) sowie dem Datensatz Crab4157off dargestellt. Die Breite der Verteilungen ist durch das Gesichtsfeld der Kameras, der Granularität der einstellbaren Verzögerungen von $\pm 5ns$ und dem Abstand des Schauerauftreffpunktes bedingt. Am Abbruch der Untergrundereignisse ist deutlich die Dauer des Koinzidenzfensters von $\pm 70ns$ zu erkennen.

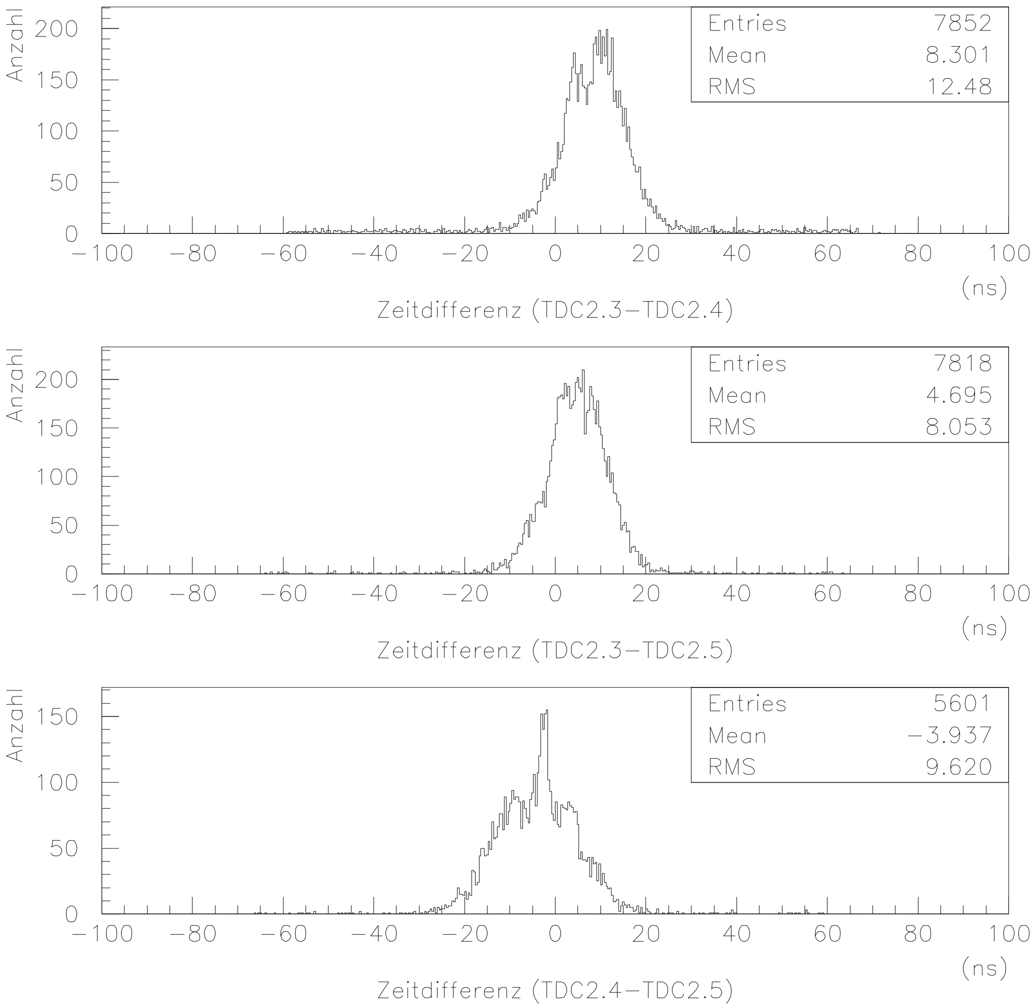



**Abbildung 3.16:** *Messung der Koinzidenzzeiten für die Teleskoppaare (3/4),(3/5) und (4/5) sowie dem Datensatz Crab4157off. Aus der Abbildung ist die Größe des Koinzidenzfensters von* $\pm 70ns$ *am Abbruch der Untergrundereignisse zu erkennen. Die Breite der Verteilungen ist durch das Gesichtsfeld der Kameras und der Granularität der Verzögerungsleitung bestimmt.*

# Kapitel 4

# Studien zur Ereignisrate eines Mehrteleskopsystems

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurde im Juni 1996 CT4 und im September CT5 in Betrieb genommen. Dies ermöglichte es, Studien zum Verhalten eines Mehrteleskopsystems durchzuführen. Ziel war, zu überprüfen, ob das Verhalten des Teleskopsystems den Erwartungen entspricht, und ob die Triggerlogik einwandfrei arbeitet. In dem einleitenden Kapiteln wird zunächst ein Überblick über die Durchführung der Messungen gegeben. Weiterhin werden die bei der Auswertung der Daten zu brücksichtigenden Effekte, wie die Totzeit der Teleskope, der Einfluß eines hellen Sterns auf die Triggerrate und die zufällige Koinzidenzrate untersucht. Im Hauptteil dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt und mit dem in Kapitel 2.4 beschriebenen Modell verglichen.

## 4.1 Durchführung der Messungen

Um die Ereignisrate in Abhängigkeit unterschiedlicher Parameter zu ermitteln, wurde folgendes Vorgehen gewählt: Die Anzahl der koinzidenten Ereignisse in der Zentrale wurden am jeweiligen Ausgang der Triggerkarte durch einen Zähler erfaßt; die Anzahl der Einzelteleskopereignisse entweder durch Auslesen des Teleskopzählers oder durch Zählen der in der Zentrale registrierten Teleskopereignisse ermittelt. Um zu verhindern, daß die Datenauslese eine merkliche Totzeit des Systems verursacht, wurde diese unterdrückt. Weiterhin wurde auf eine Nachführung der Teleskope verzichtet. Hierdurch werden gleiche geometrische Bedingungen während der Meßreihen sichergestellt. Bei allen Messungen war das Koinzidenzfenster in der Zentrale auf 60 ns eingestellt.

Wenn nicht anders angegeben, wurden die Messungen mit der Teleskoptriggerbedingung , daß mindestens 2 der 271 Kamerapixel die Schwelle $q_0$ überschreiten (kurz: $2/271 > q_0$) ausgeführt. Die Triggerschwelle der Pixel wird in diesem Kapitel in Photoelektronen (Ph.e.) ausgedrückt. Die Umrechnung zwischen der an den Diskriminatoren eingestellten Schwellenspannung $U_D$ und dem entsprechenden Wert in Photoelektronen wurde gemäß der in [Herm] angegebenen Relation ausgeführt:

$$q_0 = -\frac{15}{18}(\pm 15\%^{sys} \pm 6\%^{stat})\ U_D \tag{4.1}$$

Das negative Vorzeichen ist durch das negative Ausgangssignal der Photomultiplier bedingt.

### 4.1.1 Totzeit der Teleskope

Bei der Durchführung der Messungen am System CT3-CT4 ergaben sich folgende Probleme:
-Bei CT3 erwies sich die Teleskoptriggerrate als instabil, d.h. während der Messungen traten bei gleicher Triggerbedingung Raten im Bereich zwischen 10 Hz und 10 kHz auf.
-Das lokale Triggersignal von CT4 entsprach nicht den geforderten 3 $\mu$s sondern hatte eine Länge von $\Delta = 6500\mu$s.
Die hohe Teleskoptriggerate bei CT3 wurde durch Instabilitäten der Diskriminatoren verursacht, das zu lange Teleskoptriggersignal konnte auf einen Defekt in der Teleskoptriggerkarte bei CT4 zurückgeführt werden.
Beide Effekte, sowohl die hohe Teleskoptriggerrate bei CT3 als auch die zu große Länge des Teleskoptriggersignals bei CT4, führten zu einer merklichen Totzeit bei den einzelnen Messungen. Die vorgestellten Meßwerte wurden daher entsprechend dem folgenden Verfahren korrigiert:
Abhängig von der Art der Ratenerfassung ist die Totzeit unterschiedlich zu berücksichtigen. Findet während der Zeit $\Delta$ eine weitere Koinzidenz zwischen den Photomultipliern der Kamera statt, so wird diese nur an dem eingebauten Teleskopzähler registriert. Ein weiteres Signal von der Dauer $\Delta$ wird nicht erzeugt. Für einen Detektor mit diesem Zählverhalten gilt der in [Knoll] angegebene Zusammenhang:

$$\Gamma_W = \frac{\Gamma_M}{(1 - \Delta\Gamma_M)} \tag{4.2}$$

$\Gamma_W$ und $\Gamma_M$ sind die wahren, bzw. die gemessenen Einzelraten der Teleskope, $\Delta$ gibt die Dauer des Teleskoptriggersignals an. Für das Verhältnis f zwischen gemessener und wahrer Zählrate folgt hieraus:

$$f = \frac{\Gamma_M}{\Gamma_W} = \Delta\Gamma_M + 1 = \frac{1}{1 - \Delta\Gamma_W} \tag{4.3}$$

Die Korrektur für die Koinzidenzrate errechnet sich entsprechend der Formel:

$$\Gamma_K^{2/2} = \Gamma_M^{2/2} f_1 f_2 \tag{4.4}$$

$f_1$ und $f_2$ sind hier jeweils Korrekturwerte, die entsprechend der Gl.4.3 zu berechnen sind. Bei den folgenden Korrekturen ist zu beachten, auf welche Art die Einzelrate der Teleskope bestimmt wurde. Wurde die Teleskoprate durch Auslesen des Teleskopzählers erfaßt (CT4), so handelt es sich hierbei schon um die wahre Ereignisrate $\Gamma_W$. Bei der Registrierung der Zählrate in der Zentrale (CT3) ist zusätzlich eine Korrektur entsprechend der Gl. 4.2 notwendig. Die Korrekturen $f$ für die Koinzidenzraten errechnen sich daher für CT3 entsprechend dem vorletzten, für CT4 entsprechend dem letzten Term der Gl. 4.3.

Bei der in Kabitel 4.3 Messung der parallelen Verkippung der Teleskope wurden die Einzelraten nicht erfaßt. Die Koinzidenzrate wurde hier entsprechend einer aus den nachfolgenden Messungen ermittelten mittleren Zählrate korrigiert. Aufgrund der Schwankungen der Teleskopraten wurde zusätzlich zum statistischen Fehler ein Fehler für die Schwankung der Einzelraten berücksichtigt. Aus den Messungen ergeben sich folgende mittleren Korrekturwerte und zugehörigen Fehler:

| Teleskop | Dauer des Triggersignals | Mittlere Rate | Fehler (RMS) | Korrekturwert f |
|---|---|---|---|---|
| CT3 | 3 $\mu$s | 2150 Hz | 2000 Hz | 1,007±0,006 |
| | 25,6 $\mu$s | 2150 Hz | 2000 Hz | 1,055±0,055 |
| CT4 | 6500 $\mu$s | 13,6 Hz | 4,8 Hz | 1,088±0,03 |
| | 25,6 $\mu$s | 13,6 Hz | 4,8 Hz | 1,0004±0,0001 |

**Tabelle 4.1:** *Abschätzung der Totzeit bei CT3 und CT4 in Abhängigkeit von der mittleren Einzelrate und der verwendeten Dauer des Triggersignals. Die mittlere Rate und der zugehörige Fehler wurden aus 30 Einzelmessungen bei der Triggerbedingung* $2/271 > 15$ *Ph.e. ermittelt.*

### 4.1.2 Auswirkung eines hellen Sterns auf die Koinzidenzrate

In einer ersten Messung wurde untersucht, inwieweit ein Stern im Blickfeld der Kameras die Koinzidenzrate der Teleskope beeinflußt. Hierzu wurden zwei Messungen mit der Teleskoptriggerbedingung $2/271 > 15 Ph.e.$ durchgeführt. Zunächst wurden die Teleskope auf die Himmelskoordinaten $RA$ $16^h 50^m$ und $DEC$ $13^0 30'$ eingestellt. Der von den Teleskopen betrachtete Himmelsausschnitt enthält hier keine Sterne $> 5mag$. In einer zweiminütigen Meßdauer wurde die Koinzidenzrate zu $3,71 \pm 0,2 Hz$ ermittelt. Anschließend wurden die Teleskope auf den Stern $\beta$-Hercules mit einer Helligkeit von $2,8 mag$ gerichtet, so daß dieser in das zentrale Pixel abgebildet wurde. Bei dieser Messung wurde die Koinzidenzrate zu $3,57 \pm 0,2 Hz$ ermittelt. Aus den Raten ist ersichtlich, daß ein heller Stern keinen Einfluß auf die Koinzidenzrate hat.

### 4.1.3 Zufällige Koinzidenzrate

Zur Bestimmung der zufälligen Koinzidenzrate wurden drei Messungen ausgeführt bei denen die optischen Achsen der Teleskope jeweils um mehrere Grad gegeneinander geineigt waren, so daß die Gesichtsfelder der einzelnen Kameras nicht mehr überlappten. Als Triggerbedingung wurde die Forderung $2/271 > 15 Ph.e.$ verwendet. In Tabelle 4.2 ist die jeweilige Verkippung, die Anzahl der für jedes Teleskop registrierten Ereignisse, die in der Zentrale registrierten Ereignisse und die Meßdauer angegeben. Aufgrund der geringen Anzahl an koinzidenten Ereignissen wurden alle drei Messungen zusammengefaßt und aus der Summe jeweils die Raten und deren Fehler berechnet.

| Verkippung | Ereignisse CT3 | Ereignisse CT4 | koinzidente Ereignisse | Meßdauer |
|---:|---:|---:|---:|---:|
| $\delta\omega = -10,0^0$ | 1119885 | 11952 | 3 | 900 s |
| $\delta\vartheta = -10,0^0$ | 1478023 | 8461 | 2 | 600 s |
| $\delta\omega = 7,0^0$ | 93637 | 5469 | 1 | 360 s |
| $\Sigma$ | 2691545 | 25882 | 6 | 1860 s |
| Raten[Hz] | 1447±1 | 13,9±0,1 | 0,0032±0,0013 | - |
| Korrektur f | 1,004 | 1,10 | 1,104 | - |
| Raten $\Gamma_W$[Hz] | 1453±1 | 13,9±0,1 | 0,0035±0,0013 | - |

**Tabelle 4.2:** *Anzahl der gemessenen Ereignisse zur Bestimmung der zufälligen Koinzidenzrate.*

Aus den korrigierten Einzelraten der Teleskope und einem Koinzidenzfenster $\tau = 60ns$ ergibt sich die erwartete Zufallskoinzidenzrate $\Gamma_Z$ zu:

$$\Gamma_Z = 2\tau R_3 R_4 = 0,0024Hz \pm 0,00003Hz \tag{4.5}$$

Die erwartete und die gemessenen Zufallskoinzidenzrate sind innerhalb der Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung. Aufgrund der sehr kleinen Rate $\Gamma_Z$ wird diese in den weiteren Messungen nicht mehr berücksichtigt.

# 4.2 Triggerrate in Abhängigkeit von der Schwelle

## 4.2.1 Das System CT 3/4

In dieser Messung wurde die Abhängigkeit der Teleskoptriggerraten und der Koinzidenzrate 2/2 von der Teleskoptriggerschwelle $2/271 > q_0$ untersucht. Die Teleskope waren während der gesamten Messung auf die Koordinaten $\varphi = 190,7^0$, $\vartheta = 80,0^0$ eingestellt. Die Dauer der lokalen Triggersignale betrug bei beiden Teleskopen 25,6 $\mu$s. In Abb.4.1 sind die totzeitkorrigierten Einzelraten und die Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der Einzelpixelschwelle $q_0$ aufgetragen.
Deutlich zu erkennen ist die Filterfunktion des zentralen Triggers. Die Einzelraten der Teleskope sind dominiert durch das Nachthimmelslicht und bei dieser Messung durch die Insabilitäten der Diskriminatoren. Die Koinzidenzrate hingegen ist stabil und gibt im wesentlichen den Verlauf des Spektrums der kosmischen Strahlung wieder. Die eingezeichnete gestrichelte Linie entspricht dem Verlauf eines Potenzgesetzes mit dem Exponenten -1,7 . Ein Fit an alle Meßwerte der Koinzidenzrate ergibt ein Potenzgesetz mit dem Exponenten von -1,39$\pm$ 0,06 ($1\sigma$). Die Differenz zwischen dem erwarteten Wert und dem berechneten Wert wird durch den Sprung der Koinzidenzrate bei 10,5 Ph.e. bewirkt. Als Ursache für die Diskontinuität kommt eine Nichtlinearität der Diskriminatorschwellen an dieser Stelle in Frage. Ein Fit jeweils an die Meßpunkte im Bereich zwischen 11 und 15 Ph.e. liefert eine Steigung von 1,59$\pm$0,17($1\sigma$) und im Bereich zwischen 8 und 10 Ph.e. eine Steigung von -1,70$\pm$0,09($1\sigma$) . Beide Werte sind somit in guter Übereinstimmung mit dem Exponenten des integralen Flußes der kosmischen Strahlung von -1,67 .

## 4.2.2 Das System CT 3/4/5

Nach der Inbetriebnahme von CT5 im September 1996 war es zum ersten Mal möglich, die Koinzidenzraten eines Dreiteleskopsystems in Abhängigkeit von der Schwelle zu untersuchen. Die Teleskope wurden unter demselben Altitude- und Azi-

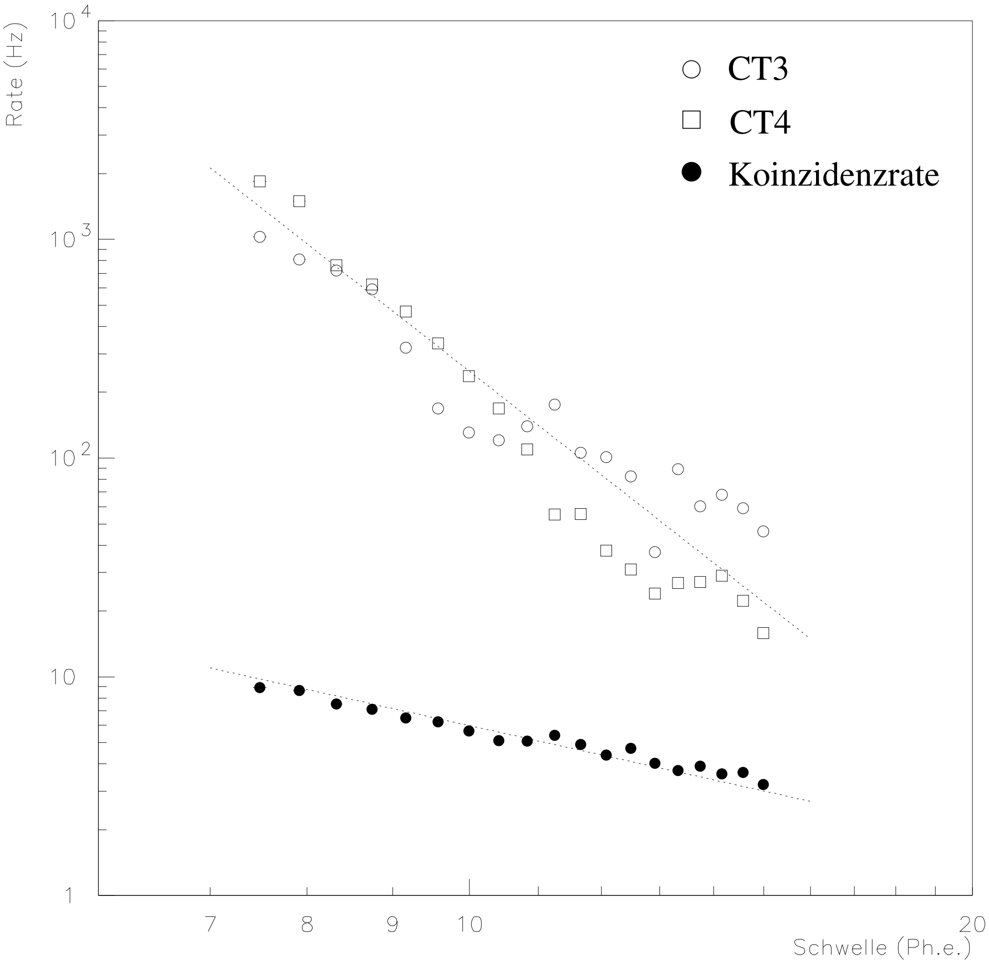



**Abbildung 4.1:** *Koinzidenzrate eines Zweiteleskopsystems in Abhängigkeit von der Schwelle. Eingezeichnet sind die korrigierten Einzelraten der Teleskope und die korrigierte Koinzidenzrate. Die Größe der Symbole gibt in etwa den statistischen Fehler der Meßpunkte an. Der Verlauf der Einzelraten folgt in etwa einem Potenzgesetz mit dem Exponenten -6,0, die Koinzidenzrate einem Potenzgesetz mit -1,7 (gestrichelte Linien).*

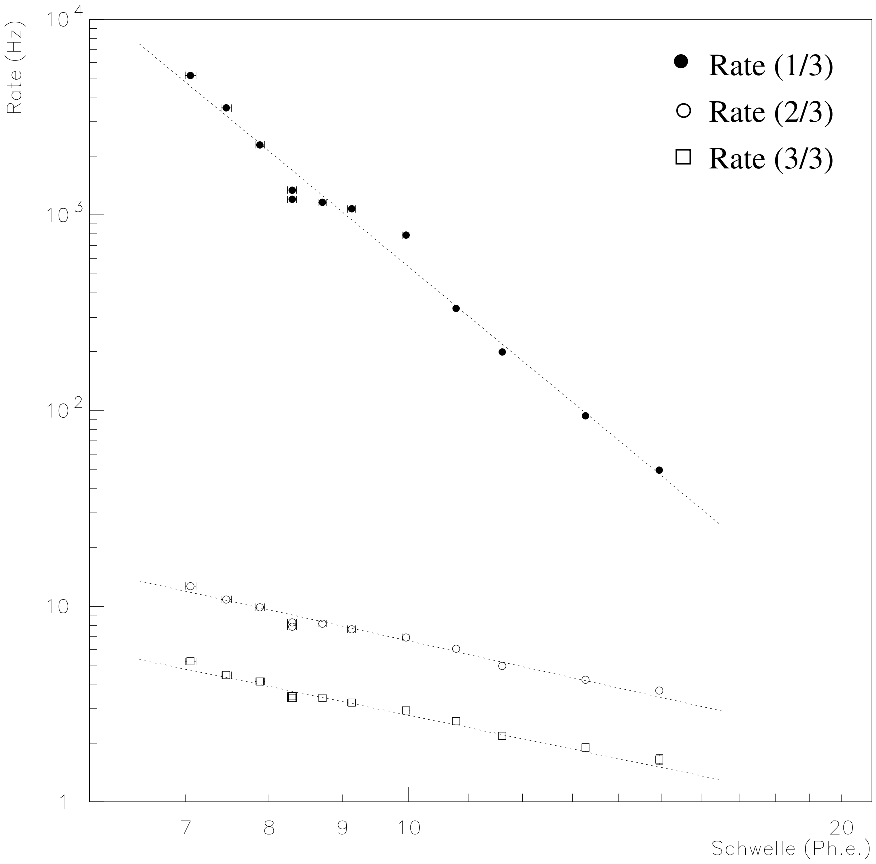



**Abbildung 4.2:** *Die Koinzidenzraten (1/3),(2/3) und (3/3) für das Teleskopsystem CT3/4/5 in Abhängigkeit von der Schwelle. Die gestrichelten Linien geben den Verlauf der Potenzgesetze entsprechend der in Tabelle 4.2.2 angegebenen Werte wieder.*

| Bedingung | ln(K) ($1\sigma$) | $\gamma$ ($1\sigma$) |
|---|---|---|
| (1/3) | 20,3 $\pm$ 0,7 | -6,08 $\pm$ 0,32 |
| (2/3) | 5.67 $\pm$ 0,23 | -1,64 $\pm$ 0,10 |
| (3/3) | 4,52 $\pm$ 0,20 | -1,52 $\pm$ 0,09 |

**Tabelle 4.3:** *Vorfaktoren und Exponenten der in Abb. 4.2 eingezeichneten Funktionen.*

mutwinkel wie bei der Messung der Zweiteleskopkoinzidenz ausgerichtet. Triggerbedingung war wiederum für jedes Teleskop $2/271 > q_0$. Die Raten $\Gamma_{1/3}$ und $\Gamma_{3/3}$ wurden in der Zentrale am 1/5 und 3/5 Ausgang der Triggerkarte erfaßt, die Koinzidenzrate $\Gamma_{2/3}$ durch die globale Triggerrate an CT3. Eine Totzeitkorrektur wurde bei dieser Messung nicht durchgeführt, da diese bei einer Triggerrate <10 kHz und einer Dauer des Teleskoptriggersignals von jeweils 3 $\mu$s kleiner als 3,0% ist. In Abb. 4.2 sind die gemessenen Raten gegenüber der eingestellten Schwelle in Ph.e. aufgetragen. Ein Fit an die Meßpunkte entsprechend einem Potenzgesetz der Form

$$\Gamma = KN^{\gamma}_{Ph.e.} \tag{4.6}$$

ergibt die in Tabelle 4.2.2 angegebenen Werte. Im Diagramm sind die entsprechenden Kurven durch die gestrichelten Linien eingetragen. Innerhalb der Fehlergrenzen ergibt sich auch bei dieser Messung eine gute Übereinstimmung zwischen dem gemessenen Verlauf der Koinzidenzraten (2/3) und (3/3) mit dem erwarteten Abfall des integralen Flusses der kosmischen Strahlung. Das Verhältnis der Raten $\Gamma_{2/3}/\Gamma_{3/3}$ ergibt sich aus den 12 Meßpunkten zu $2,35 \pm 0,08(1\sigma)$.
Eine Abschätzung für das Verhältnis der Triggerraten kann aus dem in Kapitel 2.4 vorgestellten Modell gewonnen werden: Die Flächen $S_\Omega$ und $S_A$ sind bei einem Dreiteleskopsystem Funktionen der Teleskopkoordinaten, des Schauerabstandes d, des Öffnungswinkels $\vartheta_{öff}$ und des Emissionswinkels der Photonen $\Theta_K$. In Abb. 4.3 ist eine maßstabsgetreue Darstellung der Flächen $S_\Omega$ und $S_A$ für das Teleskopsystem CT 3/4/5 gegeben. Für die Triggerbedingung (3/3) errechnet sich $S_\Omega$ bzw. $S_A$ aus der Schnittfläche der drei Kreise um die Teleskope. Für die Triggerbedingung (2/3) sind die relevanten Flächen durch den Schnitt der drei Kreise, bei dem mindestens zwei Teleskope die Triggerbedingung erfüllen, gegeben. Aus Gl. 2.13 und Gl. 2.14 ergibt sich das Verhältnis der Koinzidenzraten zu:

$$\frac{\Gamma_{2/3}}{\Gamma_{3/3}} = \frac{S_\Omega^{2/3}}{S_\Omega^{3/3}} \frac{S_A^{2/3}}{S_A^{3/3}} \tag{4.7}$$

In Tabelle 4.4 sind für unterschiedliche Radien die berechneten Schnittflächen und die resultierenden Verhältnisse aufgeführt. Aus den in der Tabelle aufgeführten Werten ergibt sich ein erwartetes Verhältnis von:

$$\frac{\Gamma_{2/3}}{\Gamma_{3/3}} = 2,57 \; \binom{+0,43}{-0,27} \tag{4.8}$$

Die angegebenen Abweichungen errechnet sich aus einer Variation von $\vartheta_{öff}$ und $\Theta_K$ um jeweils $\pm 0,2^0$. Das gemessene Verhältnis der Raten für die Koinzidenzbedingung 2/3 und 3/3 ist somit in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhältnis aus dem analytischen Modell.

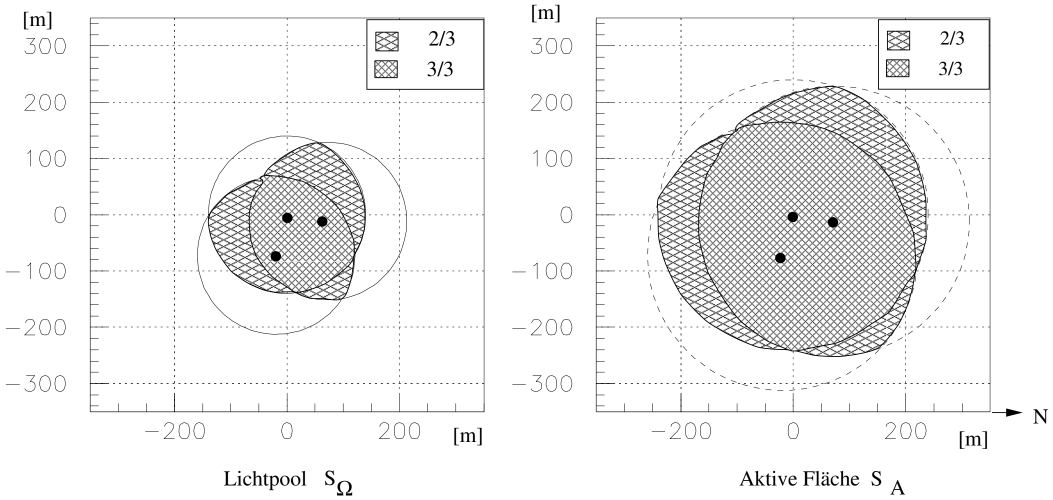



**Abbildung 4.3:** *Maßstabsgetreue Darstellung der Flächen $S_\Omega$ und $S_A$ (vgl. Abb. 2.7) für das Teleskopsystem 3/4/5. Als Parameter wurde für den mittleren Schauerabstand ein Wert von 6100 m, der Öffnungswinkel der Teleskope mit $\vartheta_{öff} = 2,2^0$ und der Öffnungswinkel der Tscherenkovphotonen mit $\Theta_K = 1,5^0$ angenommen. Für die Triggerbedingung (3/3) ergibt sich $S_\Omega$ bzw. $S_A$ aus der gemeinsamen Schnittfläche für alle drei Teleskope, für die Bedingung (2/3) sind zusätzlich die Anteile der Schnittfläche zu berücksichtigen, bei der nur zwei Teleskope die Triggerbedingung erfüllen.*

| Fläche | Winkel $\vartheta_E[^0]$ | Radius $r_{LP}[m]$ | $S^{2/3}[m^2]$ | $S^{3/3}[m^2]$ | $S^{2/3}/S^{3/3}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $S_\Omega(\vartheta_E)$ | 1,3 | 138 | 52670 | 26440 | 1,99 |
| | 1,5 | 160 | 74990 | 42470 | 1,77 |
| | 1,7 | 181 | 97480 | 59490 | 1,64 |
| Fläche | Winkel $\vartheta_{öff}[^0]$ | Radius $r_{öff}[m]$ | $S^{2/3}[m^2]$ | $S^{3/3}[m^2]$ | $S^{2/3}/S^{3/3}$ |
| $S_A(\vartheta_{öff})$ | 2,0 | 213 | 137100 | 90780 | 1,51 |
| | 2,2 | 234 | 166580 | 114820 | 1,45 |
| | 2,4 | 256 | 200450 | 142980 | 1,40 |

**Tabelle 4.4:** *Schnittflächen $S_\Omega$ und $S_A$ und die resultierenden Verhältnisse $S^{2/3}/S^{3/3}$ berechnet für eine Schauerdistanz von 6100 m. Da der Öffnungswinkel $\vartheta_{öff} = 2,2^0$ und der Emissionswinkel $\vartheta_E = 1,5^0$ nicht genau definiert sind, wurden die entsprechenden Verhältnisse auch für um $\pm 0,2^0$ variierte Werte berechnet um hieraus eine Abschätzung für die Qualität der Rechnung zu erhalten.*

## 4.3 Koinzidenzrate in Abhängigkeit der relativen Teleskopausrichtung

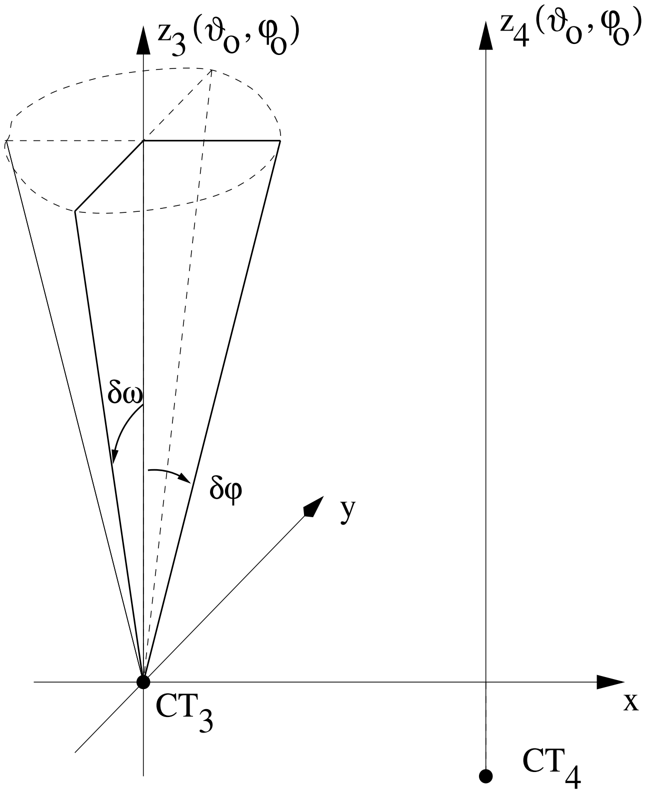



**Abbildung 4.4:** *Schematische Darstellung der parallelen und der senkrechten Teleskopverkippung im Kamerakoordinatensystem.*

Im normalen Betrieb werden die optischen Achsen der Teleskope parallel orientiert. Am Teleskopsystem CT3-CT4 wurde untersucht, wie sich eine relative Verkippung der optischen Achsen auf die Koinzidenzrate auswirkt. Hierzu wurden zwei Meßreihen aufgenommen. In der ersten wurde CT3 parallel zur Verbindungslinie der Teleskope verkippt, in der zweiten senkrecht. Diese beiden Verkippungen werden am anschaulichsten, wenn man sich in das durch CT3 definierte Kamerakoordinatensystem begibt (Abb. 4.4). Die x-Achse ist so gewählt, daß CT4 in der xz-Ebene liegt. Unter der parallelen Verkippung ist eine Neigung der optischen Achse von CT3 parallel zur x-Achse um den Winkel $\delta\varphi$ , unter der senkrechten eine Neigung paralell zur y-Achse um den Winkel $\delta\omega$ zu verstehen.
Wird das Kamerakoordinatensystem zurück in das CT-Koordinatensystem transfor-

miert, so entspricht bei der hier gewählten Geometrie die parallele Verkippung einer Änderung der Altitude um $\delta\varphi$. Die senkrechte Verkippung wird durch eine Verkippung sowohl in der Altitude $\varphi$ als auch im Azimut $\vartheta$ erreicht. Sind die optischen Achsen unter dem Altitudewinkel $\varphi_0$ und dem Azimutwinkel $\vartheta_0$ parallel orientiert, so sind die neuen Koordinaten bei einer senkrechten Verkippung durch folgende Formeln gegeben:

$$sin\ \varphi = sin\ \vartheta_0 \cdot cos\ \delta\omega \tag{4.9}$$

$$sin\ \vartheta = \frac{sin\ \delta\omega}{\sqrt{1-(sin\ \vartheta_0 \cdot cos\ \delta\omega)^2}} \tag{4.10}$$

Die Meßreihen wurden folgendermaßen aufgenommen: Als parallele Blickrichtung wurden der Azimutwert der Verbindungslinie CT3-CT4 von 190,7$^0$ im CT-Koordinatensystem gewählt [1]. Für die Altitude wurde ein Wert von 80,0$^0$ eingestellt. Als Meßpunkte wurden für $\delta\varphi$ Werte im Intervall zwischen -5,0$^0$ und +6,0$^0$ und für $\delta\omega$ Werte im Intervall zwischen -5,5$^0$ und 6,5$^0$ gewählt. Zusätzlich wurde für jede Meßreihe eine Messung der zufälligen Koinzidenzrate bei -10,0$^0$ ausgeführt. Als Triggerbedingung für die Teleskope wurde die Bedingung 2 Pixel aus 271 mit einem Signal größer als 15 Ph.E. gewählt (kurz: $2/271 > 15 Ph.E.$).
In Abb. 4.5 sind die ermittelten Zählraten aufgetragen. Bei der parallelen Verkippung wurden die Einzelraten nicht gemessen. Die Totzeit wurde hier entsprechend der in Tabelle 4.1 angegebenen Werte berücksichtigt. Die Schwankungen der Einzelraten wurde durch einen zusätzlichen Fehler von 3% auf die Koinzidenzrate berücksichtigt. Bei der senkrechten Verkippung wurde die Totzeitkorrektur entsprechend der Gl. 4.4 ausgeführt.
Die Koinzidenzrate ist bei der senkrechten Verkippung symmetrisch um die Verbindungslinie verteilt. Bei der parallelen Verkippung tritt eine Verschiebung der symmetrischen Verteilung um ca. 0,6$^0$ gegenüber der parallelen Blickrichtung der Teleskope auf.
Der Verlauf der Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der Verkippung der Teleskope kann durch das in Kapitel 2.4.2 vorgestellte Modell verstanden werden. Wie dort aufgeführt, ist unter einem festen Zenitwinkel $\Theta$ die Ereignisrate proportional zur aktiven Fläche eines Zweiteleskopsystems. Aus Gl. 2.14 ergibt sich hieraus die Proportionalität:

[1] Wie sich in Kapitel 6.5 zeigen wird, ist dies nicht der korrekte Wert für die Verbindungslinie. Dieser liegt bei 188,9$^0$. Da die Differenz von 1,8$^0$ klein ist, wurde sie bei den weiteren Betrachtungen nicht berücksichtigt.

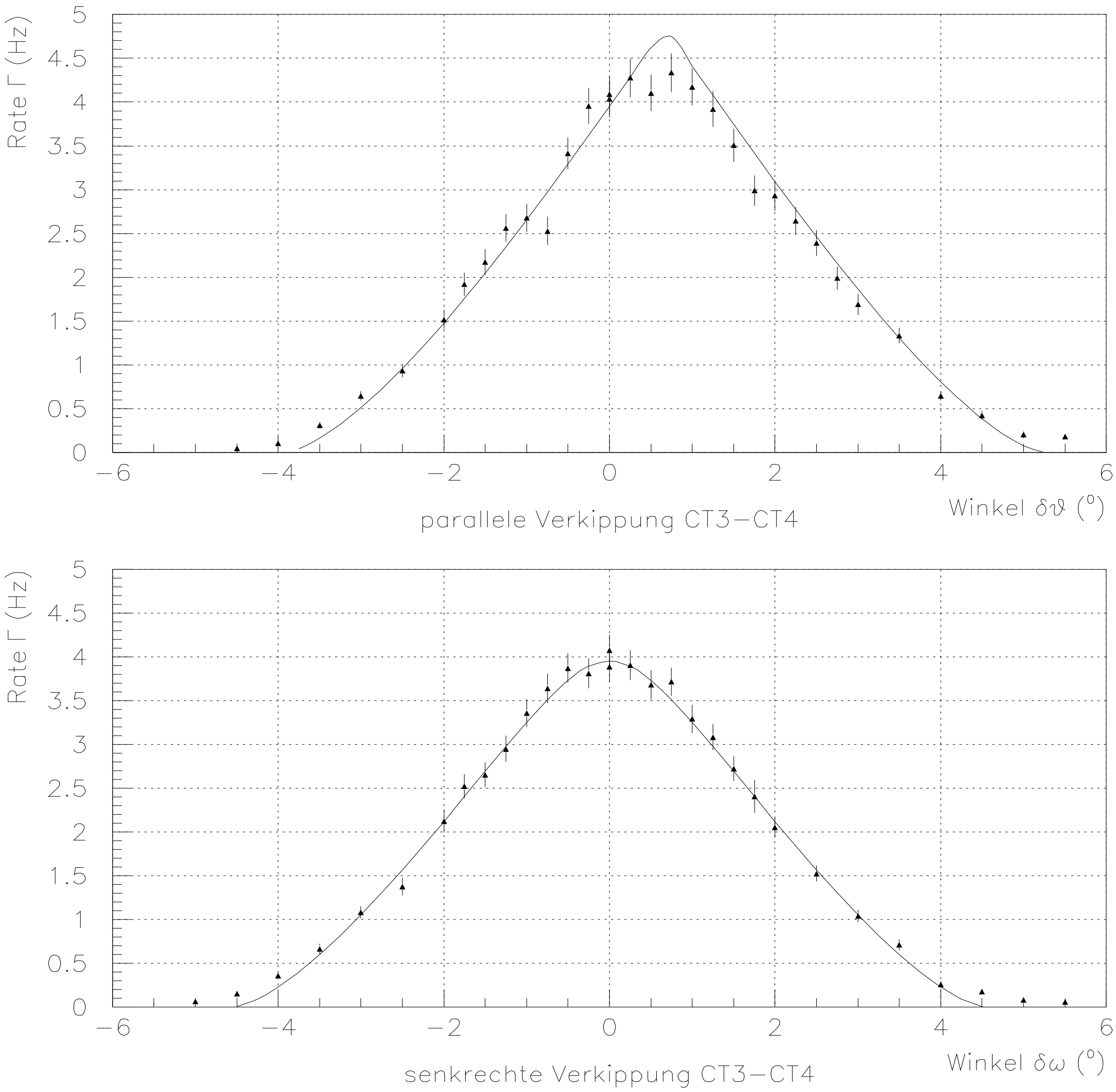



**Abbildung 4.5:** *Gemessene Koinzidenzrate bei der parallelen und senkrechten Verkippung von CT3 gegen CT4. Die durchgezogenen Linien sind entsprechend dem im Text erläuterten Modell berechnet und jeweils auf die Werte bei* $0,0^0$ *normiert. Der steilere Verlauf der Kurve bei der parallelen Verkippung folgt aus dem besseren Überlapp der aktiven Flächen.*

$$\Gamma_p \propto S_A(r_{\ddot{o}ff}, z_{a'b'}) \tag{4.11}$$

Der Radius des Öffnungskegels $r_{\ddot{o}ff}$ wurde entsprechend der Gleichung

$$r_{\ddot{o}ff} = h \tan \vartheta_{\ddot{o}ff} \tag{4.12}$$

berechnet, der Abstand $z_{a'b'}$ der optischen Achsen in der Höhe der Schauermaxima entsprechend der Formel

$$z_{a'b'} = z_{ab} + h\ tan(\delta\varphi) \tag{4.13}$$

bei der parallelen Verkippung und zu

$$z_{a'b'} = \sqrt{z_{ab}^2 + (h\ tan(\delta\omega))^2} \tag{4.14}$$

bei der senkrechten Verkippung.
In Abb. 4.5 sind neben den Meßpunkten die aus diesem Modell erwarteten Koinzidenzraten als durchgezogene Linien eingezeichnet. Der Abstand h der Schauermaxima ist mit 6300 m, der Öffnungswinkel der Teleskope mit 2,3$^0$ und der effektive Abstand der Teleskope mit 74,0 m angenommen. Beide Kurven wurden bei einer Verkippung von 0.0$^0$ auf die Meßdaten normiert. Sowohl bei der senkrechten als auch bei der parallelen Verkippung geben die durch das Modell berechneten Werte den gemessenen Verlauf der Raten sehr gut wieder.

## 4.4 Zenitwinkelabhängigkeit der Koinzidenzrate

Die Zenitwinkelabhängigkeit der Triggerrate wurde in zwei Meßreihen untersucht. In der ersten Meßreihe wurde die Teleskoptriggerate für CT4 im Einzelteleskopbetrieb in Abhängigkeit vom Zenitwinkel aufgenommen. Als Triggerbedingung wurde $2/271 > 18,3Ph.e.$ gefordert und zusätzlich, daß mindestens zwei getriggerte Pixel direkt benachbart sind (sogenannter *Nachbartrigger (NN) )*. Diese Triggerbedingung stellt sicher, daß im wesentlichen nur auf Luftschauer getriggert wird [Koehl95]. Die Meßwerte sind in Abb. 4.6 gegenüber der Altitude $\varphi$ aufgetragen.
In einer weiteren Messung wurde die Koinzidenzrate als Funktion des Zenitwinkels $\Theta$ der beiden Teleskope CT3 und CT4 gemessen. Beide Teleskope wurden im Azimut $\vartheta$ senkrecht zu ihrer Verbindungslinie orientiert. Dies entspricht einem Azimutwinkel von 280,7 $^0$. Anschließend wurde für beide Teleskope gleichzeitig der Zenitwinkel $\Theta$ in einem Bereich zwischen 88,0$^0$ und 15,0$^0$ variiert. Als Triggerbedingung wurde für beide Teleskope in dieser Messung $2/271 > 15Ph.e.$ gewählt.

In Abb. 4.7 ist die gemessene Koinzidenzrate $\Gamma_{2/2}$ für CT3 und CT4 gegen den Zenitwinkel aufgetragen. Die durchgezogene Linie stellt in beiden Abbildungen einen Fit an die Meßpunkte entsprechend dem in Kapitel 2.4 vorgestellten Modell dar. Die in Gl.2.10 bzw. Gl. 2.13 auftretende Funktion $f_T(\Theta)$ wurde jeweils konstant gleich Eins gesetzt. Der geometrische Faktor für das Teleskopsystem wurde entsprechend der Gl. 2.13 in Abhängigkeit vom Zenitwinkel berechnet und ist in Abb. 4.8 dargestellt. Aus der Abbildung geht hervor, daß ein Ansatz der Form $1/\cos^{2,5}\Theta$ den Verlauf der effektiven Fläche bis zu einem Zenitwinkel von $70^0$ sehr gut beschreibt. Aus der Abb. 4.6 und 4.7 ist deutlich zu erkennen, daß der qualitative Verlauf der Zenitwinkelabhängigkeit von dem Modell richtig wiedergegeben wird. Der Wert für die atmosphärische Extinktion wird jedoch ohne eine zusätzliche Annahme über die Funktion $f_T(\Theta)$ mit einem Wert von $< \mu >_{fit} = 0,21\ km^{-1}$ um einen Faktor vier gegenüber den erwarteten $< \mu > = 0,049\ km^{-1}$ überschätzt (vgl. Kapitel 1.3.5). Ursache hierfür ist eine zusätzliche Abhängigkeit der Energieschwelle vom Zenitwinkel. Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen dem Fit und dem gemessenen Verlauf der Zenitwinkelabhängigkeit kann die Exponentialfunktion in zwei Funktionen faktorisiert werden. Aufgrund dieser Überlegung kann die Funktion $f_T(\Theta)$ entsprechend der Form

$$f_T(\Theta) \approx \exp\left(\mu_T \left(\frac{1}{\cos\Theta} - 1\right)\right) \tag{4.15}$$

parametrisiert werden. Für den Dimensionslosen Parameter $\mu_T$ ergibt sich ein Wert von ca. 1,0.

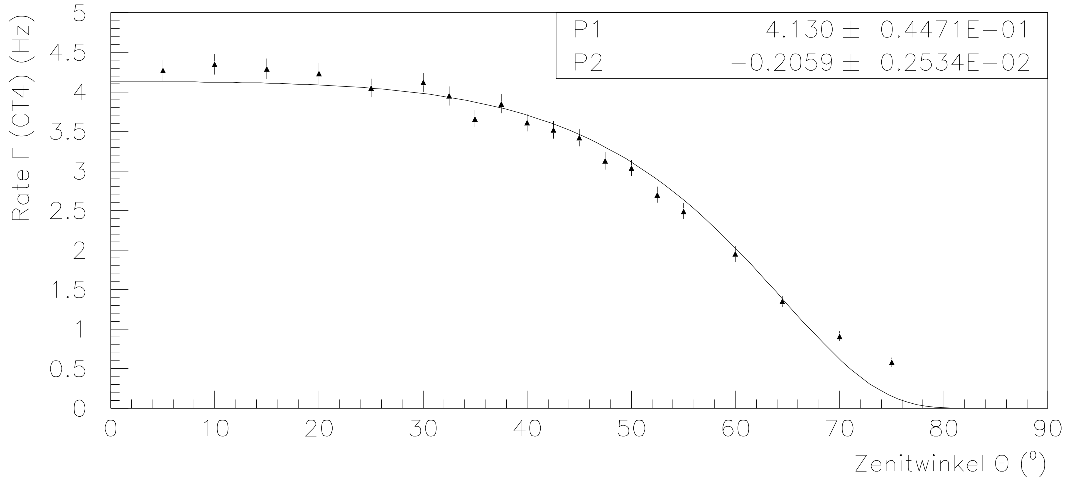



**Abbildung 4.6:** *Altitudeabhängigkeit der Teleskoptriggerrate von CT4 mit der Triggerbedingung* $2/271 > 18,3Ph.e.$ *und nächster Nachbarbedingung (NN). Die durchgezogene Linie stellt einen Fit an die Meßpunkte entsprechend dem im Text beschriebenen Modell dar. P1 bezeichnet die Triggerrate im Zenit und P2 den Exponenten* $< \mu >$ *in Gl. 2.10. Die Funktion* $f_T(\Theta)$ *wurde gleich eins gesetzt.*

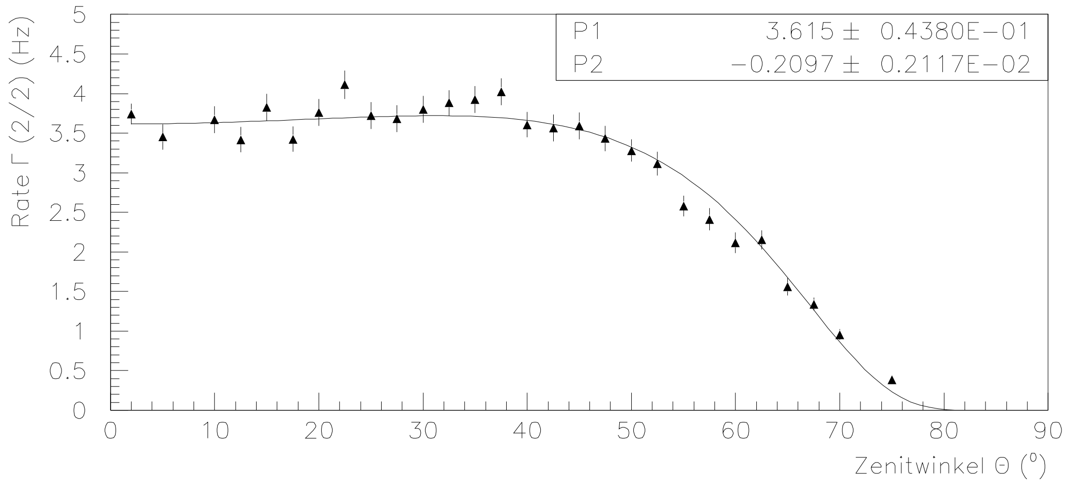



**Abbildung 4.7:** *Altitudeabhängigkeit der Systemtriggerrate CT3/CT4. Als Teleskoptrigger wurde jeweils* $2/271 > 15Ph.e$ *und eine Systemkoinzidenz von 2/2 gefordert. Die durchgezogene Linie entspricht wiederum dem im Text erläuterten Modell. Die Bedeutung der Parameter ist analog zu Abb. 4.6.*

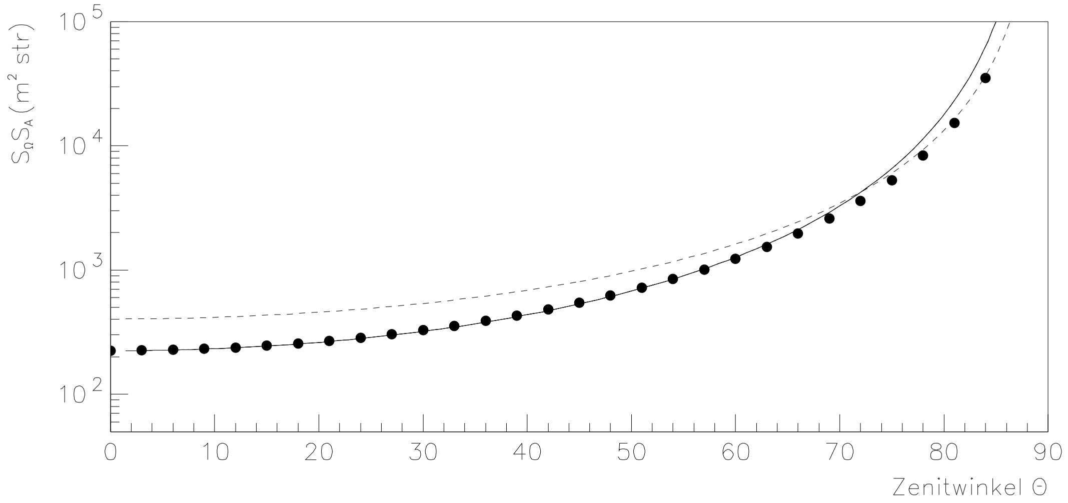



**Abbildung 4.8:** *Berechnete Werte für $S_\Omega \cdot S_A$ in Abhängigkeit vom Zenitwinkel. Die eingezeichneten Punkte geben die für das Teleskoppaar CT34 berechneten Werte an. Die durchgezogene Linie stellt einen Fit entsprechend der Funktion $1/cos^{2.5}\Theta$ dar. Dieser Ansatz ist für Zenitwinkel bis $75^0$ in guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die gestrichelte Linie zeigt zum Vergleich den Verlauf für ein Teleskop.*

# Kapitel 5

# Vergleich der Zeitmeßmethoden

Die relative Lichtankunftszeit bei den Teleskopen kann in erster Näherung unter Verwendung der lokalen Triggerzeitpunkte bestimmt werden. Diese können einerseits lokal bei den Teleskopen als auch in der Zentrale bestimmt werden. Eine vom lokalen Triggersignal unabhängige Möglichkeit zur Bestimmung der Lichtankunftszeit besteht in der Verwendung der digitalisierten Photomultipliersignale. Durch Pulsformanalyse (PFA) ist es möglich, aus diesen die relative Lichtankunftszeit an den einzelnen Pixeln zu bestimmen und somit eine mittlere Ereigniszeit zu definieren.

In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über die einzelnen Verfahren gegeben. Im zweiten Teil wird die Zeitmessung in der Zentrale direkt mit der Zeitmessung bei den Teleskopen verglichen. Im dritten Teil erfolgt dann ein Vergleich des lokalen Triggersignals mit der aus der PFA gewonnenen mittleren Lichtankunftszeit.

## 5.1 Ablauf eines koinzidenten Ereignisses

In Abb. 5.1 ist der Ablauf eines koinzidenten Ereignisses für zwei Teleskope dargestellt. Das Ereignis beginnt mit dem Eintreffen der von einem Luftschauer ausgelösten Lichtfront bei den Teleskopen. Diese erzeugt in den Photomultipliern ein elektrisches Signal, welches zum einen in der lokalen Triggerlogik weiterverarbeitet wird, und zum anderen in den FADCs aufgezeichnet wird. Ist die Triggerbedingung der Kamera erfüllt, wird ein Teleskoptrigger an die Zentrale geleitet. Hier wird zunächst aus dem eintreffenden Teleskoptrigger ein Signal definierter Dauer erzeugt. Durch die Länge dieses Signals ist die Dauer des Koinzidenzfensters festgelegt. Im nächsten Schritt wird dieses Signal in der Triggerkarte um einen wählbaren Betrag verzögert, um anschließend in der Triggereinheit weiterverarbeitet zu werden. Ist die Triggerbedingung der Zentrale erfüllt, also z.B. mindestens zwei koinzidente Tele-

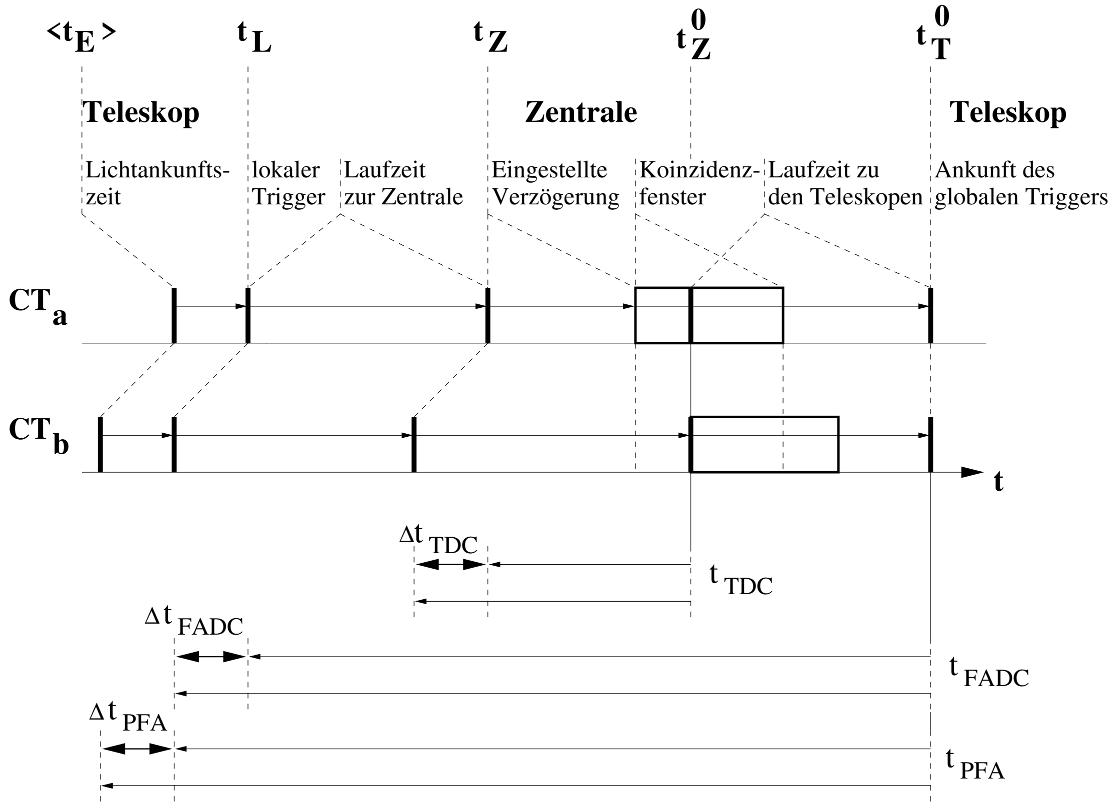



**Abbildung 5.1:** *Schematische Darstellung eines koinzidenten Ereignisses für zwei Teleskope. Von links nach rechts ist der im Text geschilderte Ablauf eines Ereignisses aufgetragen. Im unteren Teil der Abbildung sind die jeweiligen Zeitmeßmethoden eingezeichnet. Der Index TDC bezieht sich auf die Messung der Triggerzeitpunkte in der Zentrale, der Index FADC bezeichnet die Messung lokal bei jedem Teleskop. Neben diesen beiden Methoden ist es durch Rekonstruktion der in den FADCs aufgezeichneten Signale der Photomultiplier möglich, die Lichtankunftszeit zu berechnen. Die Zeitmessung durch dieses Verfahren ist durch den Index PFA gekennzeichnet.*

skoptrigger, so wird ein globales Triggersignal erzeugt und an alle Teleskope versendet. Dieses globale Triggersignal wird bei jedem Teleskop im 272sten-FADC-Kanal aufgezeichnet. Dies ermöglicht es, die Zeitmessungen zu synchronisieren und somit die relativen Triggerzeitpunkte bzw. die relative Lichtankunftszeit zu bestimmen.

### 5.1.1 Bestimmung der relativen Triggerzeitpunkte

Die Bestimmung der relativen Triggerzeitpunkte kann durch die Messung der Signalankunftszeit in der Zentrale als auch durch die Messung der Zeitdifferenz zwischen lokalem Teleskoptrigger und zentralem Trigger lokal bei den Teleskopen erfolgen.

1) Zeitmessung in der Zentrale:

Der relative Triggerzeitpunkt der Teleskope ist in der Zentrale durch die Differenz

$$\Delta t^{ab}_{TDC} = t^{a}_{TDC} - t^{b}_{TDC} + t^{ab}_{Ped\ TDC} \tag{5.1}$$

gegeben. $t_{TDC}$ bezeichnet die Zeit zwischen dem Eintreffen des Teleskoptriggersignals, und dem Versenden des globalen Triggersignals. Der Term $t^{ab}_{Ped\ TDC}$ ist eine Korrektur zur gemessenen Zeitdifferenz, der sich aus unterschiedlichen Laufzeiten der Triggersignale zwischen Teleskop und Zentrale und aus unterschiedlichem zeitlichen Verhalten der elektronischen Bausteine der betreffenden Kanäle ergibt.

2.) Zeitmessung lokal bei den Teleskopen:
Für die Zeitmessung bei den einzelnen Teleskopen gilt ein ähnlicher Zusammenhang wie für die Zeitmessung in der Zentrale:

$$\Delta t^{ab}_{FADC} = t^{a}_{FADC} - t^{b}_{FADC} + t^{ab}_{Ped\ FADC} \tag{5.2}$$

$t_{FADC}$ bezeichnet die Zeitdifferenz zwischen Versenden und Empfangen des lokalen bzw. des zentralen Triggers bei den einzelnen Teleskopen. Der Korrekturterm $t^{ab}_{Ped\ FADC}$ enthält bei dieser Zeitmessung Unsicherheiten der Signallaufzeit von der Zentrale zu den Teleskopen.
Eine Bestimmung der Werte für $t^{ab}_{Ped\ TDC}$ bzw. $t^{ab}_{Ped\ FADC}$ ist prinzipiell möglich, wenn die genaue Signallaufzeit von den Teleskopen zur Zentrale bzw. von der Zentrale zu den Teleskopen bekannt ist. Eine Messung dieser Größen erwies sich jedoch aufgrund von Temperatureffekten der Elektronik als problematisch (vgl. Kapitel 5.2.3).

### 5.1.2 Bestimmung der relativen Lichtankunftszeit durch Pulsformanalyse (PFA)

Eine weitere in Abb. 5.1 eingezeichnete Möglichkeit der Zeitmessung beruht auf den aufgezeichneten Signalen der einzelnen Photomultiplier. Aus dem Verlauf der dieser Signale kann für jedes Pixel eine relative Lichtankunftszeit bezüglich des Auslesefensters des FADCs berechnet werden. Eine detailierte Beschreibung des Verfahrens ist bei [Heß96] gegeben. Aus der Lichtankunftszeit für die einzelnen Pixel kann im nächsten Schritt eine mittlere Ereigniszeit $< t_E >$ definiert werden. Hierzu bietet sich der Zeitmittelwert der getriggerten Pixel an.

$$< t_E >= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} t_i \tag{5.3}$$

In dieser Gleichung stellt $N$ die Anzahl der Pixel im Trigger und $t_i$ die aus der PFA berechnete Zeit für das i-te Pixel im Trigger dar. Durch die Differenzbildung mit dem globalen Triggerzeitpunkt im 271sten-FADC-Kanal ergibt sich die relative Lichtankunftszeit.

Der wesentliche Vorteil dieses Verfahrens ist, daß die Ankunftszeitbestimmung nicht mehr vom lokalen Triggersignal abhängig ist.

Die Näherung, daß die relative Lichtankunftszeit durch das lokale Triggersignal beschrieben wird, ist aus mehreren Gründen problematisch:

• Das zeitliche Verhalten der Photomultiplier ist abhängig von der angelegten Hochspannung. Bei den 271 Pixeln der Kamera treten hier Unterschiede von bis zu 300 V auf.

• Der Zeitpunkt, bei dem das Photomultipliersignal die am Diskriminator eingestellte Schwelle überschreitet, ist von der Amplitude des Signals abhängig (sogenanntes Slewing).

• Die Triggerelektronik selbst kann je nach Anzahl der koinzidenten Pixel ein etwas unterschiedliches zeitliches Verhalten zeigen.

In der PFA ist das zeitliche Verhalten der Pixel bereits berücksichtigt. Hierzu wird die Kamera durch einen Laser gleichmäßig augeleuchtet und aus der Zeitstruktur der aufgezeichneteten Photomultipliersignale Korrekturwerte für die einzelnen Pixel bestimmt (sogenannte Laserruns). Zusätzlich sind die aufgezeichneten Photomultipliersignale unabhängig von der Triggerelektronik. Aus diesen Gründen liefert die PFA eine verläßlichere Zeitinformation als das Teleskoptriggersignal.

Für die relative Lichtankunftszeit gilt der Zusammenhang:

$$\Delta t^{ab}_{PFA} = t^{a}_{PFA} - t^{b}_{PFA} + t^{ab}_{Ped\ PFA} \tag{5.4}$$

$t_{PFA}$ gibt in dieser Gleichung die Zeit zwischen errechneter mittlerer Lichtankunftszeit und aufgezeichnetem globalem Triggersignal an. Die Größe $t^{ab}_{Ped\ PFA}$ enthält zum einen dieselben Korrekturen wie $t^{ab}_{Ped\ FADC}$ und zusätzliche weitere Terme, die sich aus der Rekonstruktion des globalen Triggersignals und dem Ankunftszeitrekonstruktionsverfaheren ergeben.

## 5.2 Vergleich der TDC und FADC-Zeitmessung

Die Zeitmessungen in der Zentrale und lokal bei den Teleskopen sollten bei der Bestimmung des relativen Triggerzeitpunktes zum gleichen Resultat führen. Differenzen sind durch die unterschiedliche Auflösung der beiden Meßmethoden und durch ein leicht unterschiedliches Verhalten der Elektronik begründet. Der erste Punkt wurde bereits bei der Beschreibung der einzelnen Methoden erläutert. Den zweiten Punkt betreffend hat sich während des Meßbetriebs auf La Palma gezeigt, daß sich der systematische Unterschied aus einem temperaturunabhängigen und einem temperaturabhängigen Anteil zusammensetzt.

### 5.2.1 Systematische Unterschiede der beiden Zeitmeßmethoden

Die systematischen Unterschiede der Meßmethoden lassen sich für jeden Kanal einzeln untersuchen. Die Differenz zwischen der im FADC und der im TDC1 gemessenen Zeit

$$\Delta t_O = t_{FADC/a} - t_{TDC1/a} \tag{5.5}$$

gibt die Laufzeit des Triggersignals durch alle Komponenten des Systems, mit Ausnahme der einstellbaren Verzögerung und der Triggereinheit (vgl. hierzu Abb. 5.1), an. Diese Zeit variiert leicht von Teleskop zu Teleskop. Als Ursachen kommen hierfür unterschiedlich lange Kabel und ein leicht unterschiedliches Verhalten der elektronischen Bausteine der einzelnen Kanäle in Frage.
Zusätzlich hängt die Signallaufzeit von der Temperatur in den Elektronikhütten der Teleskope ab. Verursacht durch die Klimaanlage kann sich in diesen Hütten die Temperatur innerhalb weniger Minuten um mehrere $^0$C ändern. Der Zusammenhang zwischen Signallaufzeit und Temperatur ist exemplarisch für CT5 in den Abb. 5.2- 5.4 dargestellt. Die entsprechenden Diagramme für CT3 und CT4 zeigen ein ähnliches Verhalten.
Die Temperaturabhängigkeit wurde dabei folgendermaßen analysiert: Datensätze mehrerer Tage wurden in Abschnitte von jeweils 1000 Ereignissen unterteilt. Für jeden dieser Abschnitte wurde der Mittelwert der durch Gl. 5.5 gegebenen Verteilung berechnet und gegen die Abschnittsnummer aufgetragen. Die Temperatur wurde über einen Temperaturfühler im EVG/S alle 16s gemessen und aufgezeichnet. Der zugehörige Temperaturverlauf ist in Abb. 5.3 dargestellt. Es ist eine deutliche Korrelation zwischen der Signallaufzeit und der Temperatur des EVG/S zu erkennen.
In Abb. 5.4 ist die Signallaufzeit gegen die Temperatur aufgetragen. Dieses Diagramm läßt auf einen linearen Zusammenhang zwischen Temperatur und Signallauf-

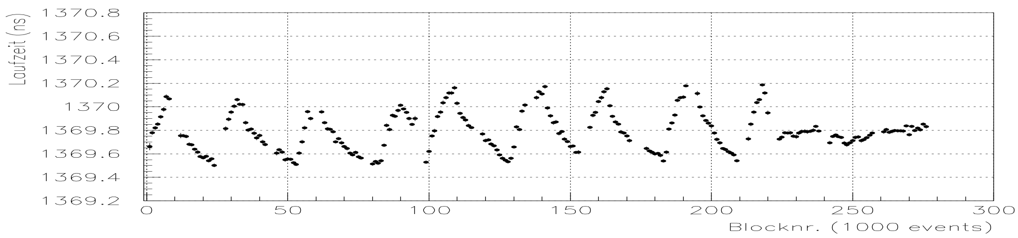



**Abbildung 5.2:** *Mittlere Laufzeit des Triggersignals für CT5. Die Laufzeit wurde für jeweils tausend Ereignisse gemittelt, wobei tausend Ereignisse in etwa 2 Minuten entsprechen.*

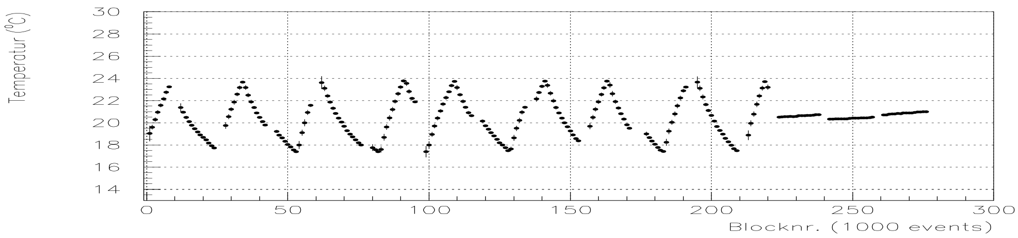



**Abbildung 5.3:** *Temperaturverlauf am EVG/S. Die Temperatur wurde alle 16s gemessen. Gemittelt wurde über die Temperaturwerte eines Blocks von 1000 Ereignissen.*

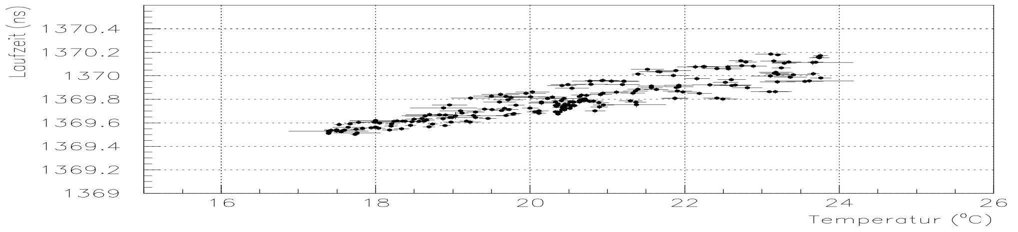



**Abbildung 5.4:** *Triggerlaufzeit in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Streuung ist auf Hystereseeffekte bei der Temperaturmessung und auf die systematische Genauigkeit der TDC-Kalibration zurückzuführen.*

zeit schließen. Die Streuung der Meßwerte ist durch die Genauigkeit der Temperaturmessung bedingt - diese ist sicherlich aufgrund von Hystereseeffekten zwischen Fühlertemperatur und Kartentemperatur nicht genauer als $\pm 0,5^0 C$-, und durch die systematische Genauigkeit der TDC-Kalibration. Diese ist, wie in Kapitel 3.4.3 ausgeführt, systematisch auf $\pm$ 0.3 ns begrenzt. Die Ursache für dieses Verhalten ist vermutlich in einer Temperaturabhängigkeit der Verarbeitungsgeschwindigkeit des globalen Triggersignals im EVG/S zu suchen. In Laborversuchen konnte gezeigt werden, daß diese von der Umgebungstemperatur abhängig ist.
In Tab. 5.1 sind die Werte für die Signallaufzeit und die Korrekturkoeffizienten für die einzelnen Teleskope angegeben. Prinzipiell ist hierdurch eine Korrektur der FADC-Zeitmessung bezüglich der Temperatur möglich. Um dies zu erreichen, ist jedoch eine weit genauere Temperaturmessung notwendig.

| | Signallaufzeit $t_{O(24^0C)}$ [ns] | Temperaturkoeffizient $k_T$ [ns/$^0$C] |
|---|---|---|
| CT 3 | 1370,7 $\pm$0,3 | 0,11 $\pm$ 0,03 |
| CT 4 | 1368,8 $\pm$0,3 | 0,11 $\pm$ 0,02 |
| CT 5 | 1370,0 $\pm$0,3 | 0,09 $\pm$ 0,03 |

**Tabelle 5.1:** *Signallaufzeit für die einzelnen Teleskope und Temperaturkoffizent. Die Signallaufzeit ist durch $t_O(T) = t_{O(24^0C)} + k_T * (T - T_0)$ gegeben.*

Da die Signallaufzeit in erster Linie von der Temperatur in der jeweiligen Teleskophütte abhängig ist, kann die FADC-Zeitmessung durch die TDC-Zeitmessung korrigiert werden. Hierzu bietet sich ein zweistufiges Analyseverfahren an. Im ersten Durchgang wird der Datensatz in Abschnitte zerlegt und für jeden dieser Abschnitte der Mittelwert der Zeitdifferenz zwischen TDC- und FADC-Messung als Korrekturwert errechnet. Im zweiten Durchgang werden diese Korrekturwerte von den im FADC gemessenen Zeiten auf einer Ereignisbasis abgezogen.

### 5.2.2 Auflösung der FADC-Zeitmessung

Durch die Breite der durch Gl. 5.5 gegebenen Verteilung ist es möglich, die reale Auflösung der FADC-Zeitmessung zu ermitteln. Die statistische Auflösung der TDC-Messung ist in Kapitel 3.4.4 zu $0{,}49/\sqrt{12}$ ns abgeschätzt worden. Werden die im 271sten-FADC-Kanal gemessenen Zeiten zunächst entsprechend dem im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Verfahren auf Temperatureffekte korrigiert, so setzt sich die Breite der resultierenden Verteilung quadratisch aus der TDC-Auflösung und der FADC-Auflösung zusammen. In Abb. 5.5 ist exemplarisch die korrigierte

Verteilung für ein 100MHz-FADC bei CT3 wiedergegeben. Die für die einzelnen FADC-Typen ermittelten realen Auflösungen sind in Tab. 5.2 aufgeführt.

| FADC-Frequenz [MHz] | FADC-Zeitschritt [ns] | theoretische Auflösung [ns] | erreichte Auflösung [ns] |
|---|---|---|---|
| 40 | 25 | ± 0,5 | ± 0.46 |
| 100 | 10 | ± 0,2 | ± 0.35 |
| 120 | 8,3 | ± 0,17 | ± 0,26 |

**Tabelle 5.2:** *Auf La Palma verwendete FADC-Typen, Schrittweite, theoretisch erwartete Auflösung und aus den Daten ermittelte Auflösung der Zeitmessung.*

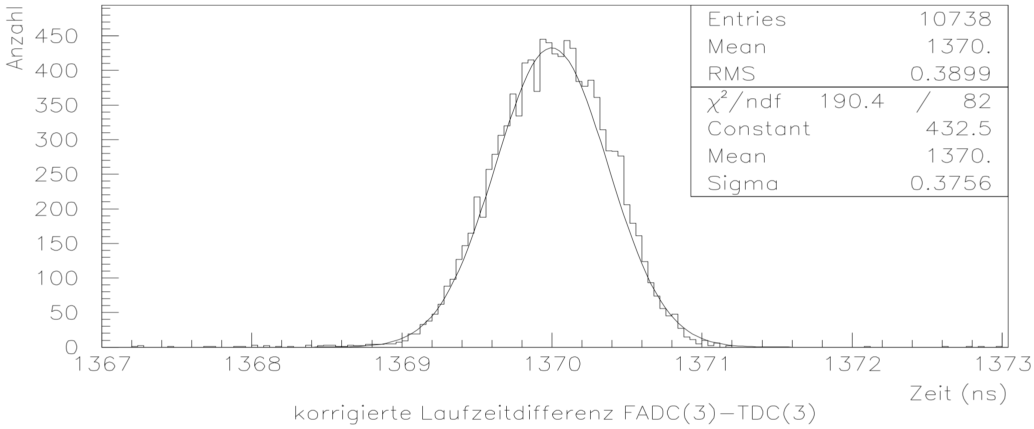



**Abbildung 5.5:** *Differenz der im 100MHz-FADC und im TDC gemessenen Zeiten für CT3. Die Breite der Verteilung setzt sich aus der Auflösung der TDC- und der FADC-Zeitmessung zusammen.*

### 5.2.3 Das Send-Reply-Verfahren

Durch die bisher beschriebene Methode ist es nicht möglich, die TDC- und FADC-Zeitmessung absolut zu synchronisieren. Hierzu muß noch zusätzlich die genaue Signallaufzeit, entweder vom Teleskop zur Zentrale oder von der Zentrale zum Teleskop, bekannt sein. Das System EVG/M - EVG/S bietet prinzipiell die Möglichkeit, die Signallaufzeit zwischen beiden Modulen zu ermitteln. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens findet sich bei [Wolf94]. Als problematisch hat sich jedoch erwiesen, daß die durch das Send-Reply-Verfahren ermittelten Laufzeiten stärker von der Temperatur abhängen als die Laufzeiten des Triggersignals. Zusätzlich wirken sich Temperaturänderungen beim Send-Reply-Verfahren schneller auf die gemessenen Laufzeiten aus. Dies macht eine sinnvolle Korrektur der Laufzeit des Triggersignals durch die Send-Reply-Messung unmöglich. Auf eine weitere Darstellung des Verfahrens wird deshalb verzichtet.

## 5.3 Vergleich der PFA mit der FADC-Messung

Ein Vergleich der aus der PFA gewonnenen Ereigniszeit $< t_E >$ (vgl. Gl. 5.3) mit dem im FADC aufgezeichneten lokalen Trigger ist direkt durch Differenzbildung möglich. In Abb. 5.6 ist in Bild (a) die Verteilung für alle in CT3 (100 MHz-FADC) registrierten Ereignisse aus dem Datensatz Crab4157off dargestellt. Ursache für die mehrfache Verteilung ist, wie in einer Testmessung im Labor festgestellt werden konnte, das zeitliche Verhalten der Teleskoptriggerkarte. Je nach Anzahl der Pixel im Trigger zeigt diese ein etwas anderes zeitliches Verhalten. In den Bildern (b) und (c) sind jeweils nur die Ereignisse mit zwei bzw. drei Pixel im Trigger dargestellt. Bild (d) zeigt die Ereignisse mit mehr als drei Pixel im Trigger.
Eine Korrektur des lokalen Triggersignals ist aus der Kenntnis der Anzahl der getriggerten Pixel möglich. Hierzu ist jedoch wiederum die aus der PFA bekannte Ereigniszeit $< t_E >$ als Referenz notwendig.
Aus diesem Verhalten des lokalen Triggersignals ist sofort einsichtig, daß die durch die PFA gewonnene Ereigniszeit ein erheblich besseres Maß für die Lichtankunftszeit darstellt als der aufgezeichnete lokale Trigger bzw. die Zeitmessung in der Zentrale.

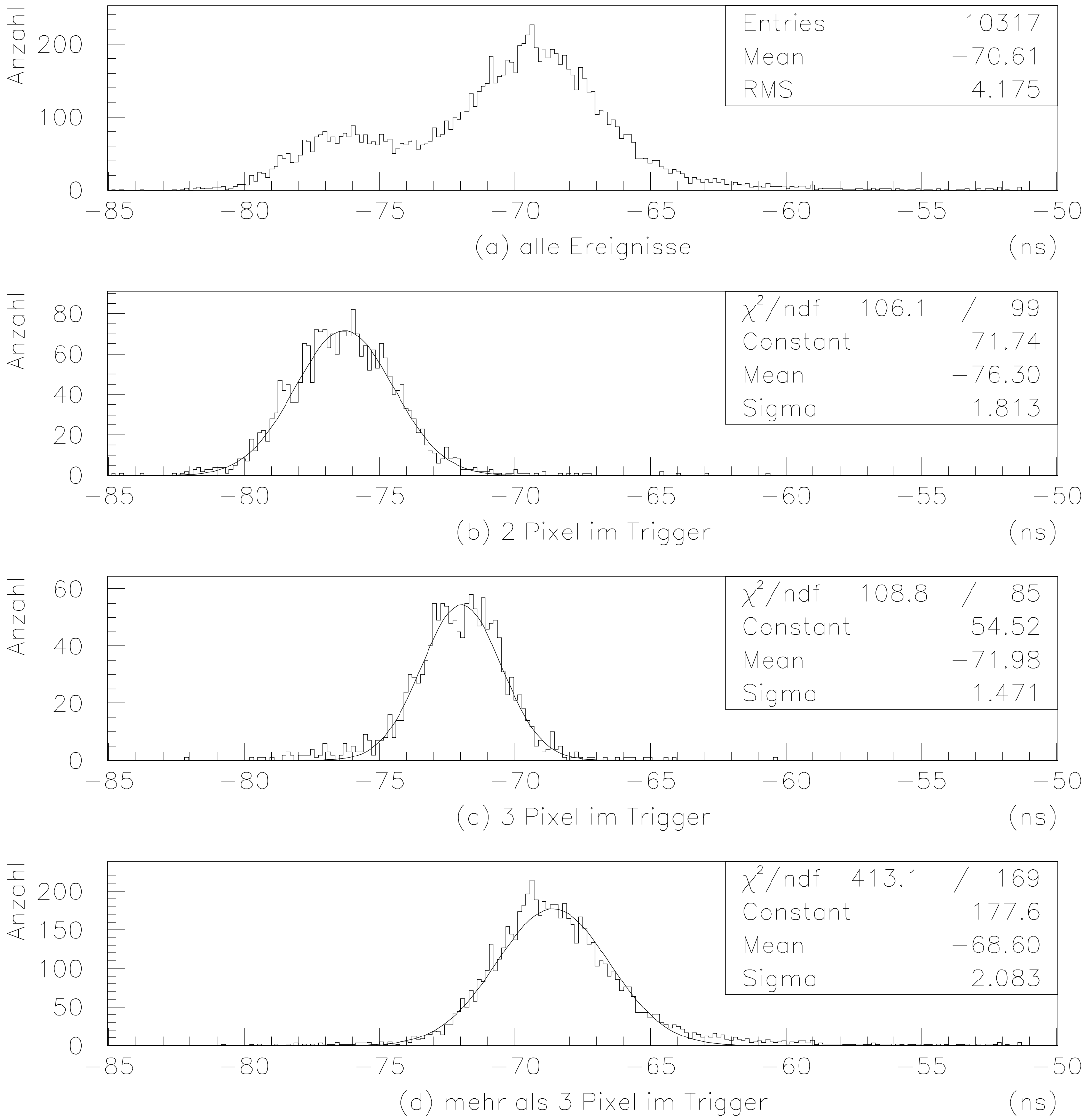



**Abbildung 5.6:** *Abhängigkeit des lokalen Triggersignals von der Anzahl der Pixel im Trigger. Aufgetragen ist die Differenzverteilung $< t_E > -t_L$ für CT3 (vgl. Abb. 5.1). für den Datensatz Crab4157off. Bild (a) zeigt die Verteilung für alle Ereignisse, in Bild (b) sind nur die Ereignisse mit zwei getriggerten Pixeln, in Bild (c) die mit drei und in Bild (d) die Ereignisse mit mehr als drei getriggerten Pixeln dargestellt. Ursache für dieses Verhalten ist die Teleskoptriggerkarte, die bei einer kleinen Anzahl getriggerter Pixel ein etwas langsameres Ansprechverhalten zeigt als bei einer großen Anzahl von getriggerten Pixel.*

# Kapitel 6

# Vergleich der gemessenen mit der erwarteten Lichtankunftszeit

Ziel der Lichtankunftszeitmessung ist es, zusätzlich zur stereoskopischen Rekonstruktion eine weitere Meßgröße zur Bestimmung der geometrischen Schauerparameter Richtung und Auftreffpunkt zu erhalten. In diesem Kapitel werden die gemessenen Ankunftszeiten mit den aus der stereoskopischen Rekonstruktion erwarteten Zeiten in Beziehung gesetzt. Hierzu werden die in Kapitel 2.5 vorgestellten Modelle der Tscherenkovlichtfront verwendet. Um einen Vergleich der stereoskopischen Rekonstruktion mit den gemessenen Zeiten zu ermöglichen, ist es weiterhin notwendig, Ereignisse, bei denen die stereoskopische Rekonstruktion unzuverlässig ist, von der Analyse auszuschließen. Geeignete Auswahlkriterien werden in diesem Kapitel vorgestellt. Aus den verbleibenden Ereignissen lassen sich Aussagen über die unterschiedlichen Lichtfrontprofile gewinnen.
Des weiteren ist durch das globale Triggersignal eine Synchronisation der Teleskope gegeben. Die Zeitmessung ist daher empfindlich auf die relativen Abstände der Teleskope. In Kapitel 6.5 werden die Teleskoppositionen aus der Zeitmessung abgeleitet.

## 6.1 Methode der Analyse

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellte Analyse beruht auf dem Vergleich der gemessenen Lichtankunftszeiten mit den aus der stereoskopischen Rekonstruktion erwarteten Lichtankunftszeiten. Um quantitative Aussagen zur Übereinstimmung des Modells mit den Meßwerten zu ermöglichen, wird im folgenden von der Differenz

$$t_i = \Delta t^{M}_{ab\ i} - \Delta t^{exp}_{ab\ i} \qquad (6.1)$$

ausgegangen. $\Delta t^{M}_{ab\ i}$ bezeichnet die aus dem gewählten Modell und den rekonstru-

ierten Schauerparametern erwartete Ankunftszeitdifferenz $\Delta t^{exp}_{ab\,i}$ die experimentell bestimmte Ankunftszeitdifferenz, für das i-te Ereignis und das Teleskoppaar $CT_{ab}$. Beide Indizes werden im folgenden nicht weiter angegeben, um die Lesbarkeit der Formeln nicht unnötig zu erschweren.
Wird eine große Anzahl von Ereignissen analysiert, so kann aus dem Mittelwert der Verteilung auf systematische Effekte und aus der Breite der Verteilung auf die Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment geschlossen werden.
Für die in den folgenden Kapiteln gezeigten Diagramme wurde exemplarisch der Datensatz Crab4157off verwendet. Hierbei handelt es sich um einen Datensatz, der in der Nacht vom 20 auf den 21/9/1996 während der Beobachtung des Krebsnebels aufgezeichnet wurde. Das *off* bedeutet, daß die Teleskope während der Beobachtung nicht direkt auf den Krebsnebel gerichtet waren, sondern um ca. $5^0$ in Rektaszension neben diesem. Die wichtigsten Parameter dieses Datensatzes sind der mittlere Zenitwinkel von $25,9^0$ und der mittlere Azimutwinkel von $98,8^0$. Bei dieser Orientierung betrug der auf die Ebene senkrecht zur Blickrichtung projezierte Abstand der Teleskope für das Teleskoppaar CT34 74,1 m, für CT35 66,2 m und für CT45 105,7 m. Zum Zeitpunkt der Datennahme war CT3 mit einem 100 MHz-FADC ausgestattet und CT4 und CT5 mit einem 40 MHz-FADC.

## 6.2 Schnittparameter der Schauerrekonstruktion

Die Qualität der aus der stereoskopischen Rekonstruktion ermittelten Schauerparameter Richtung und Auftreffpunkt hängt wesentlich von der Güte der Schauerbilder ab. Um für den Vergleich zwischen der Schauerrekonstruktion und der Zeitmessung einen Datensatz mit möglichst zuverlässig rekonstruierten Ereignissen zu erhalten, wurden nur Ereignisse, bei denen drei Teleskope im Trigger waren, verwendet.
Wie bei der Beschreibung der stereoskopischen Rekonstruktion erläutert, ist das zu berechnende Gleichungssystem bei zwei Teleskopen nicht immer eindeutig lösbar. Bei mehr als zwei Teleskopen, die nicht in einer Reihe stehen, ist dieses Gleichungssystem überbestimmt. Dies ermöglicht, neben der Rekonstruktion der Schauerparameter, auch einen Fehler auf diese Größen zu berechnen und somit ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion zu erhalten.

• Fehler der Schauerneigung
Werden Bilder aus drei Teleskopen zur Rekonstruktion der Schauerneigung verwendet, kann eine mittlere Schauerneigung und ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion berechnet werden. Hierbei wird folgendermaßen vorgegangen: Zunächst wird die Schauerneigung für jedes Paar von Teleskopen errechnet. Hieraus ergeben

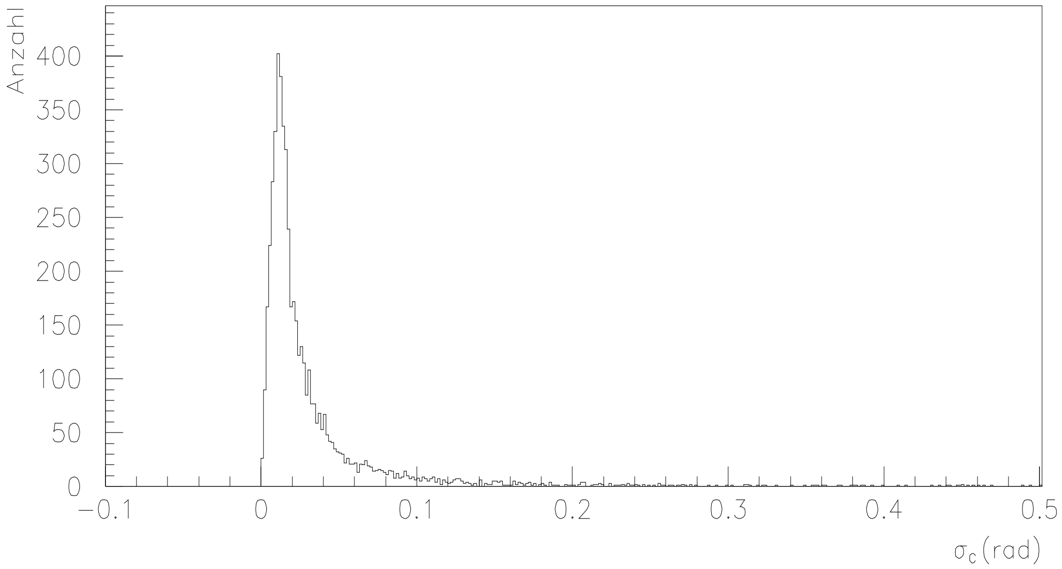



**Abbildung 6.1:** *Verteilung der entsprechend der Gl. 6.3 berechneten Abweichungen für Dreiteleskopereignisse aus dem Datensatz Crab4157off. Die Abweichungen in x und y-Richtung wurden quadratisch addiert.*

sich drei Schnittpunkte. Die mittlere Schauerneigung $<\vec{\theta}>$ wird über das mit dem Sinus des Schnittwinkels gewichtete Mittel berechnet. Es gilt

$$<\vec{\theta}>= \frac{\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=i+1}^{3}\sin\alpha_{ij}\ \vec{\theta_{ij}}}{\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=i+1}^{3}\sin\alpha_{ij}} \tag{6.2}$$

wobei $\alpha_{ij}$ und $\vec{\theta_{ij}}$ jeweils der Schnittwinkel des ij'ten Teleskoppaars, bzw. die aus diesem errechnete Schauerneigung angeben. Die Gewichtung durch den $\sin\alpha_{ij}$ wird durch folgende Überlegung plausibel: Schneiden sich die Geraden unter einem spitzen oder stumpfen Winkel, so wirkt sich ein kleiner Fehler bei der Bestimmung der Geradenparameter stärker auf den berechneten Schnittpunkt aus als bei einem Winkel in der Größenordnung von $90^0$. Durch die hier gewählte Gewichtung wird der Einfluß von Schnittpunkten mit einem spitzen oder stumpfen Schnittwinkel verringert.
Als Maß für die Qualität des Mittels kann die in Analogie zur Standardabweichung definierte Größe

$$\vec{\sigma_\theta} = (\sigma_\theta^x; \sigma_\theta^y) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=i+1}^{3} \sin\alpha_{ij} (\vec{\theta_{ij}} - < \vec{\theta} >)^2}{2 \cdot \sum_{i=1}^{3}\sum_{j=i+1}^{3} \sin\alpha_{ij}}} \tag{6.3}$$

gelten. Das Maß für die gesammte Abweichung errechnet sich entsprechend der Formel:

$$\sigma_\theta = \sqrt{(\sigma_\theta^x)^2 + (\sigma_\theta^y)^2} \tag{6.4}$$

Sowohl Gl. 6.2 als auch Gl. 6.3 stellen bei der Rekonstruktion durch 3 Teleskope eine gute Abschätzung für den Mittelwert als auch ein brauchbares Maß für die Qualität der Rekonstruktion dar. Zu beachten ist, daß diese Rechnung aufgrund der Korrelation zwischen den Schnittpunkten nur eine Abschätzung darstellt. Da im folgenden nur 3-Teleskopereignisse betrachtet werden, wird auf eine weitere Untersuchung an dieser Stelle verzichtet.
In Abb. 6.1 ist für einen Datensatz die Anzahl der Ereignisse gegen die Abweichung $\sigma_\theta$ aufgetragen. Es ist ersichtlich, daß ein geeigneter Schnittparameter für die Qualität der Schauerrichtung ein Wert von $\sigma_\theta < 0,03 rad$ ist. Dieser Wert stellt sicher, daß ein großer Anteil der schlecht rekonstruierten Ereignisse verworfen wird, andererseits jedoch genügend Ereignisse übrigbleiben, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten.

• Abstand des Schauerauftreffpunktes von den Teleskopen

Der Abstand des Schauerauftreffpunktes hat einen wesentlichen Einfluß auf die gemessenen Zeiten. In Abb. 6.2 ist für eine sphärische Lichtfront mit der Schauerhöhe von 6000 m der Mittelwert und das RMS der Verteilung $\Delta t_{ab}^{S} - \Delta t_{ab}^{PFA}$ für den Datensatz Crab4157off aufgetragen. Der Datensatz wurde in konzentrische Kreisringe mit einem Abstand zwischen Innenradius und Außenradius von 10 m zerlegt. Als Mittelpunkt wurde der Schwerpunkt des Dreiteleskopsystems CT345 bei den Koordinaten (17,8 m; -28,0 m; 0,0 m) gewählt. Aufgetragen ist der Mittelwert der Teleskoppaare CT34, CT35 und CT45. Die Fehlerbalken geben das jeweilige RMS der Verteilungen wieder. Aus der Abbildung geht hervor, daß für einen Schauerabstand größer 200 m der Mittelwert nicht mehr stabil ist und auch die Breiten der Verteilungen zunehmen. Ursache hierfür ist die abnehmende der Anzahl von Ereignissen und, daß sich bei großen Abständen der Teleskope vom Schauerauftreffpunkt diese nicht mehr im inneren, gut ausgeleuchteten Teil des Lichtpools befinden. Hier machen sich Laufzeiteffekte aufgrund von Vielfachstreuung der Tscherenkovphotone bemerkbar. Im folgenden werden daher Schauer, deren Abstand des Schauerauftreffpunktes größer als 180 m zu einem einzelnen Teleskop ist, von der Analyse ausgeschlossen.

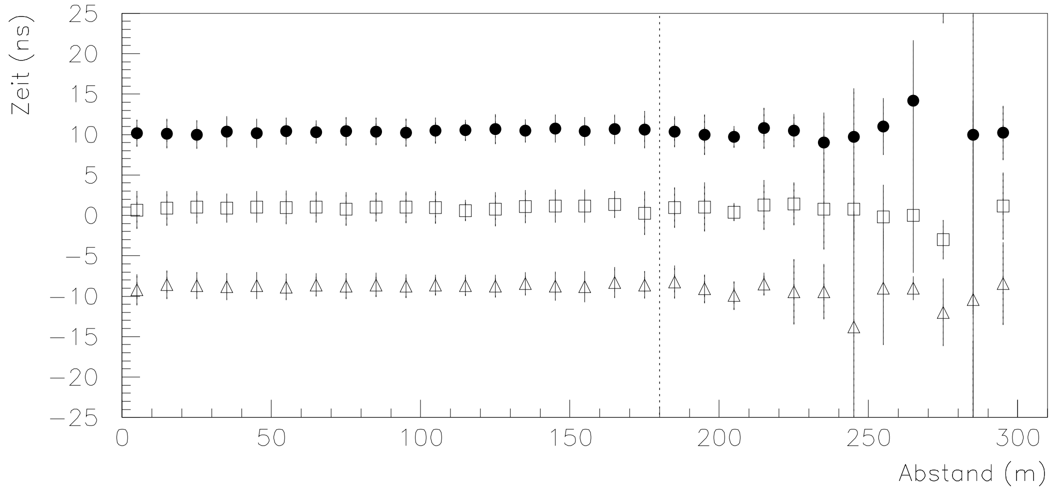



**Abbildung 6.2:** *Mittelwert und RMS (Fehlerbalken) der mit der PFA bestimmten Lichtankunftszeiten in Abhängigkeit vom Abstand des Schauerauftreffpunktes zum Schwerpunkt des Teleskopsystems CT345. Als Lichtfrontmodell wurde eine sphärische Lichtfront mit einer Schauerhöhe von 6000 m angenommen. • CT34, △ CT35 und □ CT45. Die Mittelwerte für das Teleskoppaar CT34 und CT45 wurden der Übersicht halber um ±10ns verschoben.*

• Amplitude der Pixel im Trigger
Die Qualität der stereoskopischen Rekonstruktion hängt von der Lichtmenge in den Bildern ab. Bei geringer Lichtmenge in den einzelnen Bildern werden die Achsen der Ellipsen nur ungenau bestimmt. Dies führt zu einer ungenauen Rekonstruktion der Schauerparameter. Neben der schlechteren stereoskopischen Rekonstruktion liefert auch die PFA zuverlässigere Werte bei einer größeren Amplitude in den einzelnen Pixeln.

Als zusätzlicher Schnitt auf die Daten wurde aus diesem Grund die Forderung gestellt, daß die Summe der Amplitude aller Pixel im Trigger $A_{TRG}$ für alle Teleskope größer als eine bestimmte Schwelle $A_0$ ist.

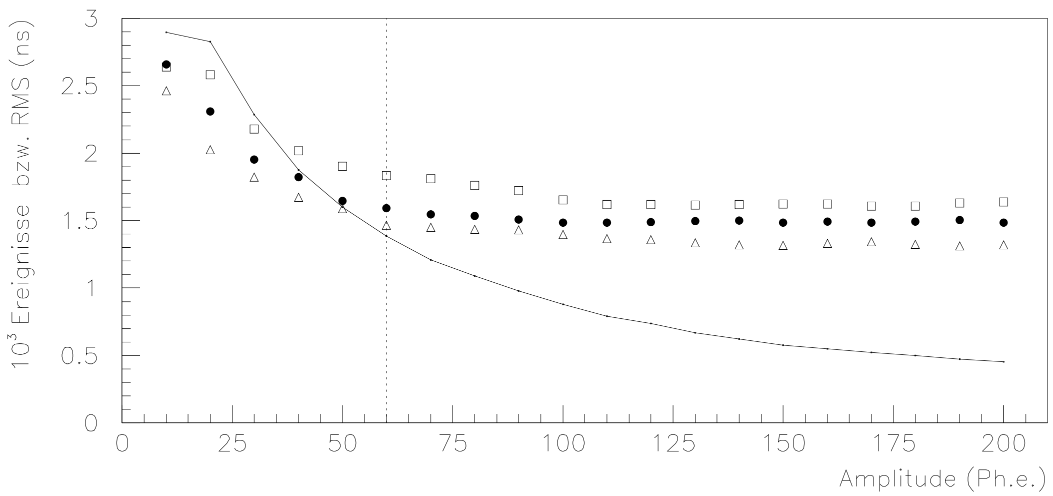
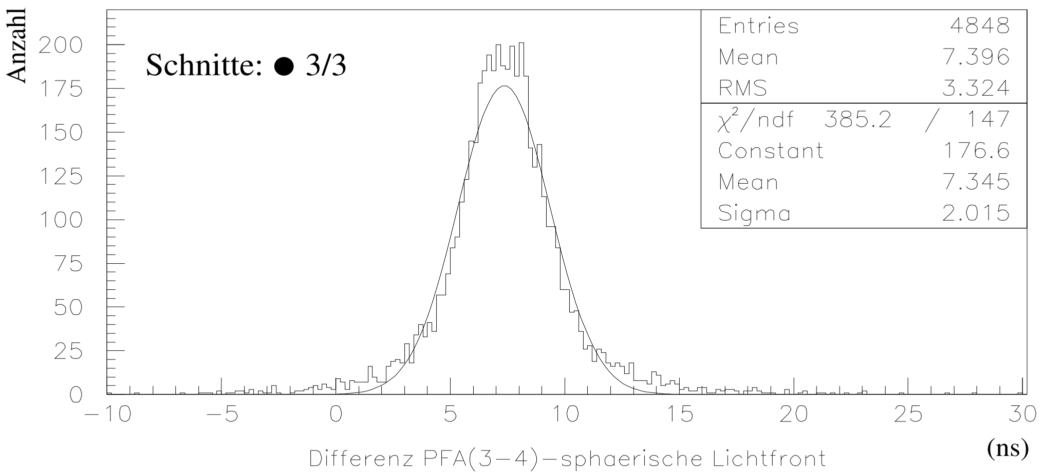



**Abbildung 6.3:** *RMS der Verteilung der relativen Lichtankunftszeiten aus der PFA minus der erwarteten Lichtankunftszeit aus einem sphärischen Lichtfrontmodell gegenüber der Amplitude der Pixel im Trigger. • CT34, △ CT35 und □ CT45. Als Datenbasis wurde der Datensatz Crab4157off verwendet, die Schauerhöhe wurde mit 6000 m angenommen. Die durchgezogene Linie gibt die Anzahl der verbleibenden Ereignisse wieder.*

$$A_{TRG} = \sum_{i \in TRG} A_i > A_0 \tag{6.5}$$

In Abb. 6.3 ist das RMS der Verteilungen $(\Delta t_{ab}^{PFA} - \Delta t_{ab}^{S})$ für die Teleskoppaare CT34,CT35 und CT45 in Abhängigkeit von $A_0$ dargestellt. Die Lichtfront wurde durch das sphärische Modell mit der Höhe des Schauermaximums von 6000 m angenommen. Die durchgezogene Linie zeigt an, wieviele Ereignisse die geforderte Bedingung erfüllen. Die im folgenden gewählte Bedingung $A_0 > 60 Ph.e.$ stellt einen Kompromiß zwischen möglichst großer Ereigniszahl im Datensatz und möglichst geringer Breite der einzelnen Verteilungen dar.

In Abb. 6.4 ist exemplarisch die Differenzverteilung $(\Delta t_{ab}^{PFA} - \Delta t_{ab}^{S})$ vor und nach der Anwendung der hier vorgestellten Schnitte dargestellt.



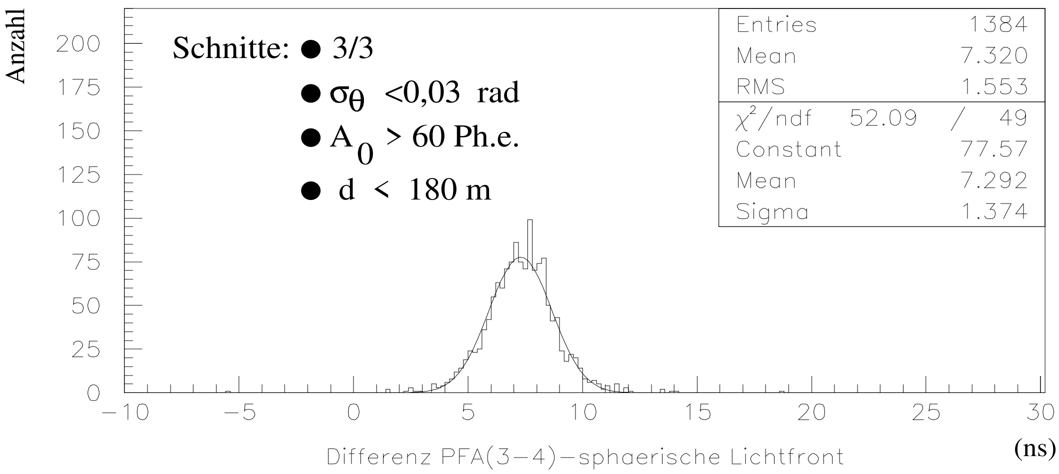




**Abbildung 6.4:** *Darstellung der Differenzverteilung* $(\Delta t_{ab}^{PFA} - \Delta t_{ab}^{S})$ *für den Datensatz Crab4157off und das Teleskoppaar CT34. Im oberen Bild sind alle Dreiteleskopereignisse in die Analyse miteinbezogen, im unteren Bild nur diejenigen, die alle hier vorgestellten Bedingungen erfüllen.*

## 6.3 Vergleich der Zeitmeßmethoden anhand der sphärischen Lichtfront

In Abb. 6.5 ist ein Vergleich der mit den TDCs, mit den FADCs und der PFA gemessenen Lichtankunftszeiten mit der aus der Schauerrekonstruktion erwarteten Lichtankunftszeit für das Teleskoppaar CT34 dargestellt. Als Lichtfrontmodell wurde eine sphärische Lichtfront mit einem Schauermaximum in 6000 m Höhe über dem HEGRA-Gelände angenommen. Analysiert wurde der Datensatz Crab4157off mit der Forderung einer Dreiteleskopkoinzidenz. Eine Mindestamplitude der Bilder in den einzelnen Kameras wurde nicht gefordert, um die Unterschiede zwischen den einzelnen Zeitmessungen hervorzuheben. Im ersten Bild ist die Differenzverteilung für die TDC-Messung und der erwarteten Lichtankunftszeit aufgetragen. Es sind deutlich Ausläufer nach links und rechts zu erkennen. Diese werden durch das unterschiedliche Laufzeitverhalten der Teleskoptriggerkarte in Abhängigkeit von der Anzahl der getriggerten Pixel im Ereignis verursacht (vgl. Kapitel 5.3). Das zweite Bild zeigt die aus der FADC-Messung gewonnene Verteilung. Hier wurde in einem zweistufigen Analyseverfahren zunächst entsprechend der in Abb. 5.6 dargestellten Verteilungen ein Korrekturwert in Abhängigkeit von der Anzahl der Pixel im Trigger ermittelt. Im zweiten Schritt wurde jedes Ereignis entsprechend dieser Werte korrigiert. Auf einen eventuellen Temperaturdrift des globalen Triggers wurde ebenfalls entsprechend dem in Kapitel 5.2.1 vorgestellten Verfahren intrinsisch korrigiert. Die Verbesserung gegenüber der TDC-Messung ist deutlich zu erkennen, obwohl die zeitliche Auflösung der TDC-Messung besser als die der FADC-Messung ist. Das letzte Bild zeigt die Verteilung der berechneten Lichtankunftszeit gegenüber der aus der Pulsformanalyse bestimmten Lichtankunftszeit. Diese Messung ist unabhängig vom lokalen Triggersignal und berücksichtigt ein unterschiedliches zeitliches Verhalten der einzelnen Pixel. Es ist eine weitere Verbesserung der zeitlichen Auflösung zu erkennen. Werden die Differenzen zwischen der im FADC gemessenen Verteilung und der durch die PFA ermittelten Verteilung quadratisch entfaltet, so ergibt sich ein Wert von ca. 1 ns ($1\sigma$) als Differenz zwischen der FADC-Messung und der PFA-Messung. Dieser Wert spiegelt im Wesentlichen das zeitliche Verhalten der einzelnen Pixel wieder (vgl. Kapitel 5.1.2).

Die Differenz im Mittelwert zwischen dem ersten und den beiden anderen Bildern wird durch das Rekonstruktionsverfahren des globalen Triggersignals und den unterschiedlichen FADC-Typen verursacht. Aufgrund des zweistufigen Analyseverfahrens zur Ermittlung der Anzahlabhängigkeit des lokalen Triggers tritt diese Verschiebung auch bei der FADC-Messung auf.

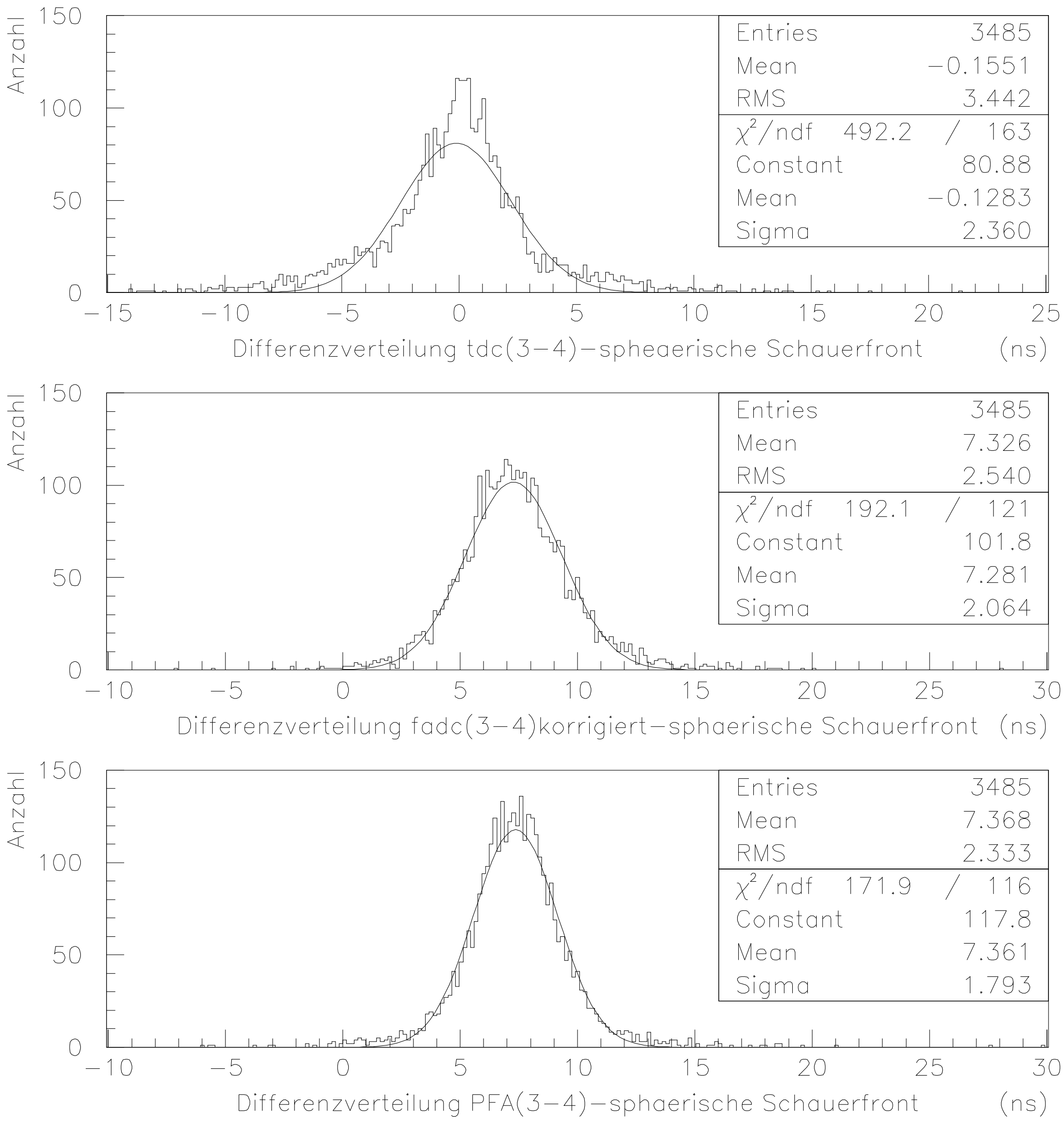



**Abbildung 6.5:** *Vergleich der unterschiedlichen Zeitmeßverfahren mit den aus der stereoskopischen Rekonstruktion erwarteten Zeiten. Dargestellt ist exemplarisch die Verteilung für das Teleskoppaar CT34. Im ersten Bild ist die Verteilung für die TDC-Messung in der Zentrale dargestellt. Im zweiten Bild ist die auf Temperaturdrifts und auf das Ansprechverhalten der Triggerelektronik korrigierte Verteilung der in den FADCs gemessenen Zeiten dargestellt. Das letzte Bild zeigt die Verteilung unter Ausnutzung der PFA. Diese Verteilung ist im wesentlichen unabhängig von der Triggerlogik und dem zeitlichen Verhalten der einzelnen Pixel in der Kamera.*

## 6.4 Vergleich der Lichtfrontprofile mit den gemessenen Lichtankunftszeiten

Sind die Schauerparameter Altitude und Azimut sowie die Koordinaten des Auftreffpunktes bekannt, so kann unter der Annahme eines bestimmten Lichtfrontprofils die erwartete Zeitdifferenz für jedes Teleskoppaar berechnet werden. Andererseits sind die relativen Ankunftszeiten durch die in Kapitel 5 vorgestellten Zeitmessungen experimentell bestimmt. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der unterschiedlichen Lichtfrontprofile mit den experimentellen Daten. In Abb. 6.6 ist die Differenzverteilung entsprechend der Gl.6.1 zwischen den durch die PFA gemessenen Ankunftszeiten $\Delta t^{PFA}$ und der aus dem jeweiligen Schauermodell errechneten Ankunftszeiten $\Delta t^{M}$ für das Teleskoppaar CT34 aufgetragen. Verwendet wurde der Datensatz Crab4157off und die in Kapitel 6.2 vorgestellten Schnitte auf die Daten. Im ersten Bild ist die Verteilung für eine ebene, im zweiten für eine konische und im dritten für eine sphärische Lichtfront dargestellt. Die mittlere Schauerhöhe ist für das sphärische Profil mit 6000 m, der Öffnungswinkel für das konische Profil mit $0,6^0$ angenommen. Es ist zu erkennen, daß ein konisch oder sphärisch modifiziertes Lichtfrontprofil die gemessenen Zeiten deutlich besser als eine ebene Lichtfront beschreiben.
In Abb. 6.7 ist ein direkter Vergleich zwischen sphärischer und konischer Schauerfront für den Datensatz Crab4157off und den gleichen Schnitten dargestellt. Für das konische und sphärische Lichtfrontprofil wurde der jeweilige Schauerparameter variiert und das entsprechende Sigma der Verteilung aus einem Fit berechnet. Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß das sphärische Profil eine minimal bessere Parametrisierung der Lichtfront darstellt als das konische Lichtfrontprofil. Zusätzlich wird bei dem sphärischen Modell die erwartete mittlere Höhe des Schauermaximums von ca. 6000 m korrekt wiedergegeben. In den folgenden Kapiteln wird aus diesem Grund mit einer sphärischen Lichtfront und einer mittleren Schauerhöhe von 6000 m gerechnet. Die unterschiedlichen Minima der Verteilungen ergeben sich aus den unterschiedlichen Abständen der Teleskoppaare und aus den unterschiedlichen FADC-Typen (CT3: 100 MHz, CT4 und CT5: 40 MHz). Aus den Minima der Kurven kann auf die erwartete Richtungsauflösung der Zeitmessung geschlossen werden. In Richtung der Verbindungslinien zwischen den Teleskopen ergeben sich entsprechend der Gl. 2.22 folgende Werte für die Winkelauflösung: CT34 und CT35 erreichen eine Auflösung von $0,35^0$ und CT45 von $0,27^0$ für den Zenit.

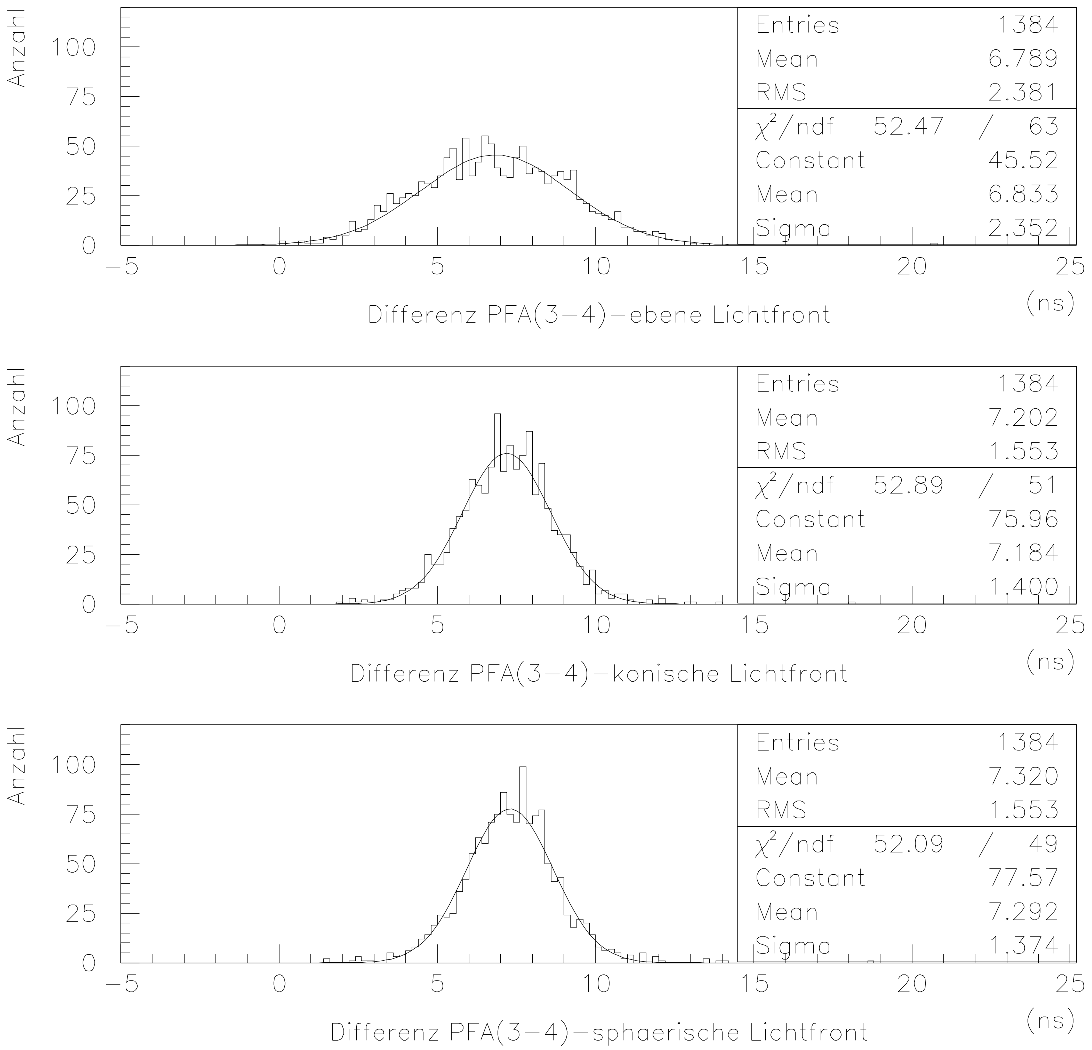



**Abbildung 6.6:** *Differenzverteilungen der gemessenen Lichtankunftszeit mit der aus unterschiedlichen Lichtfrontmodellen erwarteten Lichtankunftszeit für das Teleskoppaar CT34. Das erste Bild zeigt die Verteilung für eine ebene, das zweite für eine konische und das dritte für eine sphärische Lichtfront. Verwendet wurde der Datensatz Crab4157off und die in Kapitel 6.2 vorgestellten Schnitte.*

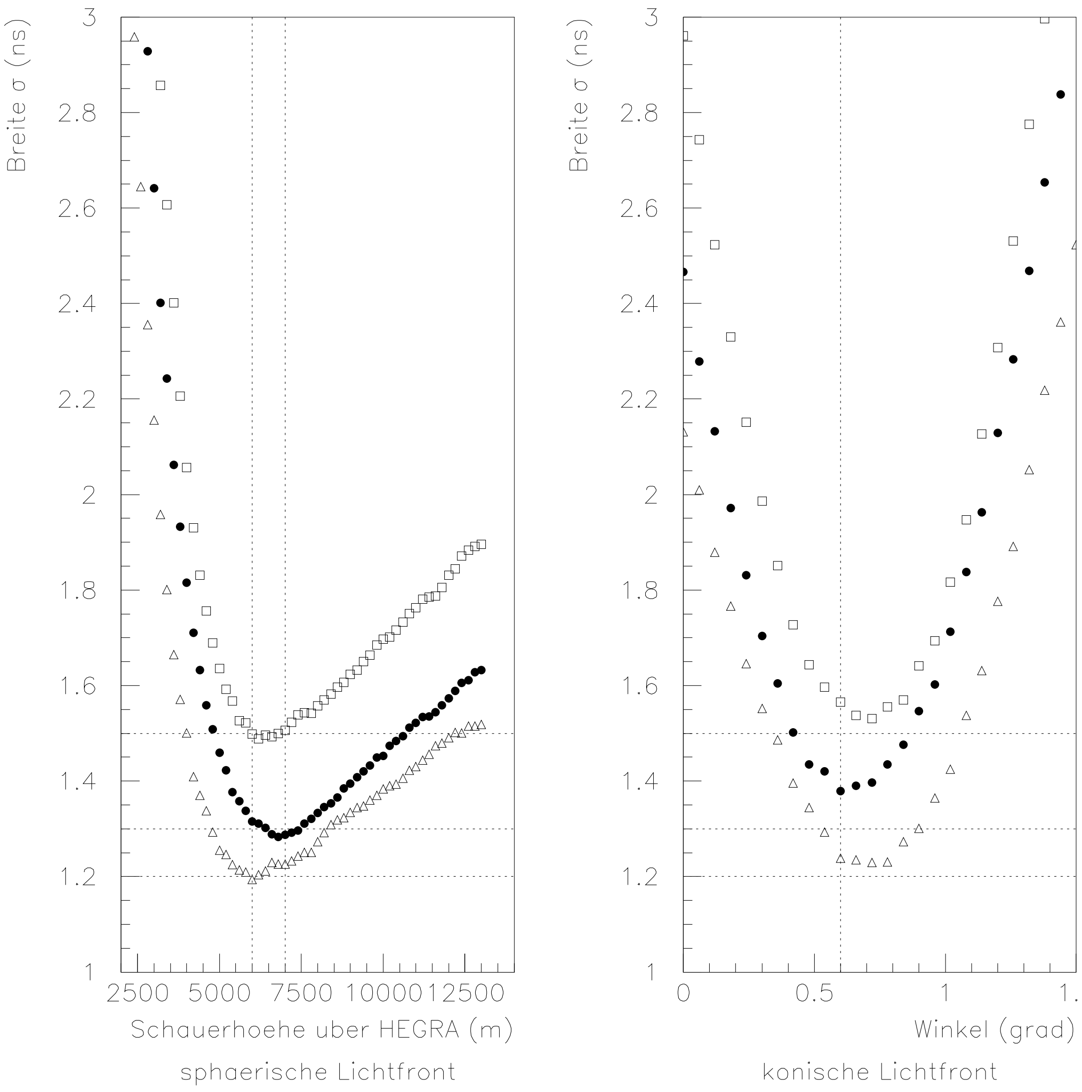



**Abbildung 6.7:** *Optimierung des sphärischen und konischen Lichtfrontprofils. Links für eine sphärische und rechts für eine konische Schauerfront. Aufgetragen ist das resultierende Sigma $\sigma$ in Abhängigkeit vom jeweiligen Lichtfrontparameter. Das sphärische Modell liefert eine minimal bessere Übereinstimmung mit den Meßwerten. • CT34, △ CT35 und □ CT45.*

## 6.5 Bestimmung der relativen Teleskopkoordinaten

Wie bei der Besprechung der unterschiedlichen Lichtfrontprofile gezeigt, ist die relative Lichtankunftszeit abhängig von den Teleskoppositionen. Dies ermöglicht es, die Teleskopkoordinaten relativ zu CT3 aus der Zeitmessung zu bestimmen. Eine Abweichung der zur Berechnung der Lichtankunftszeit verwendeten Teleskopkoordinate um $(\Delta x; \Delta y; \Delta z)$ von den wahren Teleskopkoordinaten bewirkt eine Verschiebung des Mittelwertes der Verteilung $(\Delta t_{ab}^{M} - \Delta t_{ab}^{exp})$ um eine Zeit $\Delta t$ entsprechend der Gleichung für eine ebene Lichtfront

$$c \cdot \Delta t = \cos\vartheta \cos\varphi \Delta x - \cos\vartheta \sin\varphi \Delta y + \sin\vartheta \Delta z \qquad (6.6)$$

Dieser Zusammenhang folgt sofort aus der Linearität der Gl. 2.16. Eine Separation dieser Gleichung nach Altitude und Azimut ist möglich, wenn mehrere Datensätze unter dem gleichen Azimutwinkel $\varphi$, jedoch mit unterschiedlichem Altitudewinkel $\vartheta$ vorhanden sind. Gl.6.6 kann dann in der Form

$$\tan\vartheta \cdot \frac{\Delta z}{c} + k(\varphi) = \frac{\Delta t}{\cos\vartheta} \qquad (6.7)$$

geschrieben werden, worin k eine vom Azimutwinkel abhängige Funktion ist. Durch eine Anpassung der Werte für $\Delta z/c$ und $k$ an die entsprechend dem rechten Teil der Gleichung berechneten Zeitwerte läßt sich eine Abschätzung für $\Delta z$ gewinnen. Bei bekanntem $\Delta z$ kann nun wiederum Gl.6.6 in der Form

$$\cos\varphi\Delta x - \sin\varphi\Delta y = \frac{c\Delta t - \sin\vartheta\Delta z}{cos\vartheta} \qquad (6.8)$$

geschrieben werden. Ist eine genügend große Anzahl von Datensätzen unter unterschiedlichen Azimutwinkeln vorhanden, so läßt sich der funktionale Verlauf der linken Seite der Gleichung an die entsprechend dem rechten Teil berechneten Zeitwerte anpassen. Hierdurch ist $\Delta x$ und $\Delta y$ bestimmt.

Für die folgende Analyse wurde von den in Tabelle 6.5 angegebenen Koordinaten ausgegangen. Diese Koordinaten wurden durch Triangulationsmessungen bestimmt. Als Datenbasis wurden 39 Datensätze der Objekte Krebsnebel und G78.2+2.1 verwendet. Zusätzlich wurden 11 weitere Datensätze mit einer jeweiligen Meßdauer von 10 Minuten in die Analyse einbezogen. Als Azimut und Altitudekoordinaten wurden die mittleren Richtungskoordinaten des jeweiligen Datensatzes errechnet. Zur Berechnung der Zeitmittelwerte wurde eine sphärische Schauerfront mit einer mittleren Schauerhöhe von 6000 m angenommen. Als Schnittparameter auf die einzelnen Ereignisse wurden 3/3-Teleskopereignisse, eine Amplitude $> 70 Ph.e.$ je Bild und ein

Schnittwinkel zwischen Schauerauftreffpunkt und zwei Teleskopen für mindestens ein Teleskoppaar $> 18^0$ gefordert[1].
In Abb. 6.8 sind für fünf Datensätze die entsprechend dem rechten Teil der Gl.6.7 ermittelten Zeiten gegenüber der Altitude für CT4 und CT5 relativ zu CT3 aufgetragen. Der mittlere Azimutwinkel dieser fünf Datensätze liegt bei $-28^0 \pm 3^0$. Die eingezeichneten Linien stellen eine Anpassung der Parameter k und $\Delta z$ an die Meßpunkte dar. Hieraus ergibt sich ein Wert für $\Delta z$ von -0.78 m für CT4 und von -0,72 m für CT5.

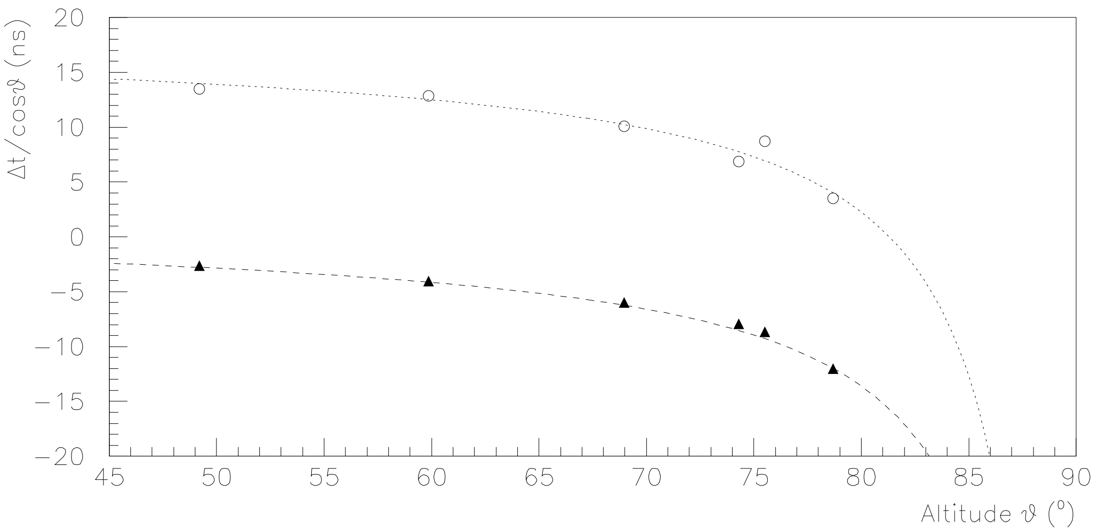



**Abbildung 6.8:** *Altitudeabhängigkeit der Zeitmittelwerte. Aufgetragen ist die entsprechend dem rechten Teil der Gl.6.7 ermittelte Zeitverschiebung für fünf Datensätze gegenüber der Altitude für CT4(○) und CT5 (●). Die eingezeichneten Linien geben jeweils einen Fit des funktionalen Verlaufs der linken Seite der Gleichung an die Meßpunkte wieder.*

Im nächsten Schritt der Analyse wurden die bisher ermittelten Werte für $\Delta z$ benutzt, um die der rechten Seite von Gl. 6.8 entsprechenden Werte zu errechnen. In Abb. 6.9 sind die so errechneten Zeitwerte gegenüber dem Azimut aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen einen Fit entsprechend dem linken Teil der Gl. 6.8

[1] Diese Schnittparameter sind weicher als die in Kapitel 6.2 vorgestellten Standardschnittparameter. Der Mittelwert der Verteilung wird hierdurch jedoch nur geringfügig beeinflußt.

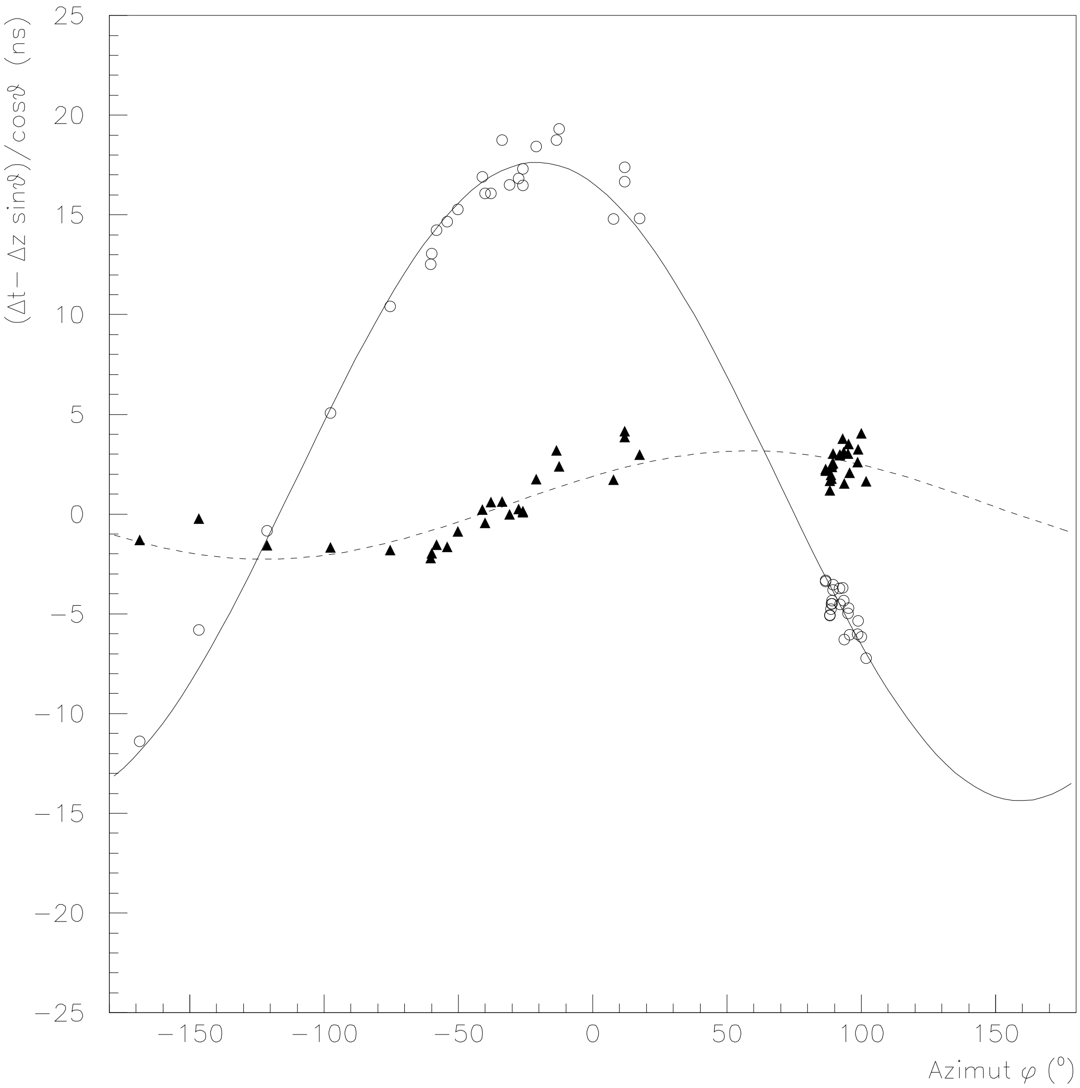



**Abbildung 6.9:** *Azimutabhängigkeit der entsprechend dem rechten Teil von Gl. 6.8 ermittelten Zeitwerte. Die Crabdaten befinden sich bei einem Azimutwert von ca.* $100^0$*, die G78-Daten in einem Bereich zwischen* $-70^0$ *und* $20^0$*. Die verbleibenden Punkte stellen die kurzen Testdatensätze dar. Die eingezeichneten Linien stellen einen Fit des funktionalen Verlaufs entsprechend dem linken Teil der Gl.6.8 für* $\Delta x$ *und* $\Delta y$ *an die Meßpunkte dar.*

und einer zusätzlichen additiven Konstante $k_{Ped}$ dar. Diese Konstante ist notwendig, um eine ausreichende Übereinstimmung zwischen dem errechneten Fit und den Meßpunkten zu erreichen. Der Wert dieser Konstante beträgt für CT4 1.7 ns und für CT5 0.5 ns. Die gefitteten Werte für $\Delta x$ und $\Delta y$ sind in Tabelle 6.5 wiedergegeben.
In einem weiteren Abschnitt der Analyse wurde die gemessene Zeitdifferenz $\Delta t$, bestehend aus einem winkelabhängigen Anteil und einem konstanten Anteil, interpretiert:

$$\Delta t = \Delta t(\vartheta; \varphi) + \Delta t_{Ped} \tag{6.9}$$

$\Delta t_{Ped}$ wird hier entsprechend des in Gl 5.1 auftretenden Terms für das Pedestal interpretiert. Ausgehend von den bisher erreichten Werten wurde die bisher beschriebene Analyse der Altitudeabhängigkeit und der Azimutabhängigkeit unter Variation des Parameters $\Delta t_{Ped}$ wiederholt, mit dem Ziel, $k_{Ped} = 0.0$ zu erreichen. Aus diesem Analyseschritt ergeben sich die in der letzten Spalte der Tabelle 6.5 aufgeführten Werte.

| | | Ausgangskoordinaten (m) | $\Delta$ | Koordinaten | $\Delta$ | Koordinaten | $\Delta t_{Ped}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| CT4 | x | 68.7 | 4,50 | 73,2 | 4,40 | 73,1 $\pm$ 0,3 | -4,0 ns |
| | y | -12,97 | 1,70 | -11,3 | 1,72 | -11,3 $\pm$ 0,3 | |
| | z | -5,31 | -0.78 | -6,1 | -1,87 | -7,2 $-$ 1,0 | |
| CT5 | x | -19,58 | 0,43 | -19,2 | 0,41 | -19,2$\pm$ 0,3 | -1,0 ns |
| | y | -71,75 | -0,69 | -72,5 | -0,69 | -72,5$\pm$ 0,3 | |
| | z | 4,02 | -0,72 | 3,3 | -1.00 | 3,0 $\pm$ 0,6 | |

**Tabelle 6.1:** *Ermittelte Teleskoppositionen. Die erste Spalte enthält die angenommenen Teleskoppositionen, die zweite Spalte die nach der ersten Analyse erhaltenen Verschiebungen und die sich hieraus ergebenden Teleskoppositionen. In der dritten Spalte sind die Ergebnisse für die zweite Analyse durch die Variation von $\Delta t_{Ped}$ aufgeführt. Es ist zu erkennen, daß die Variation von $\Delta t_{Ped}$ die x und y-Koordinaten nur geringfügig beeinflußt. Für die z-Koordinate entsteht hieraus vor allem bei CT4 eine große Unsicherheit.*

Aus den angegebenen Werten ist ersichtlich, daß eine Variation des Parameters $\Delta t_{Ped}$ im wesentlichen die $\Delta z$-Verschiebung beeinflußt. Dieser Sachverhalt führt zu einer großen Unsicherheit in der z-Koordinaten.
Wird die Differenz zwischen den gemessenen Mittelwerten und den durch die Korrekturen ermittelten Zeiten gebildet, so ergibt sich eine Verteilung mit einem RMS von ca. 1 ns. Dies führt zu einer Unsicherheit in der Ortsauflösung von ca. 0,3 m. Vermutliche Ursache für die zum Teil erheblichen Differenzen zwischen den aus

Theodolitmessungen ermittelten Teleskoppositionen und den aus der Zeitmessung ermittelten Positionen ist der unübersichtliche Standort der Teleskope. Eine direkte Messung der Teleskoppositionen bezüglich des zentralen Teleskops durch Triangulation ist nicht möglich. Die aus diesem Meßverfahren resultierenden Unsicherheiten können leicht zu den angegebenen Abweichungen führen.

# Zusammenfassung

Nach Inbetriebnahme des zweiten Systemteleskops im Juni 1996 konnte am HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem der Übergang vom Einzelteleskoptrigger zum Systemtrigger vollzogen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde anhand einer Reihe von Testmessungen die einwandfreie Funktion des Systemtriggers sichergestellt. Zusätzlich wurde für die Zentralstation eine Apparatur zur Messung der relativen Teleskoptriggerzeitpunkte entwickelt. Wesentliches Ziel der Zeitmessung ist es, zusätzliche Information über die Herkunftsrichtung des primären Teilchens zu erhalten. Weiterhin kann über die Zeitmessung die Funktion der zentralen Triggerlogik während des Meßbetriebs überwacht werden.
Um die in den Testmessungen ermittelten Koinzidenzraten interpretieren zu können, wurde ein analytisches Modell zur Beschreibung der effektiven Flächen eines Teleskopsystems entwickelt. Aus dem Vergleich der Vorhersagen des Modells mit den gemessenen Raten ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung. Dies ermöglichte es, eine Parametrisierung der Energieschwelle in Abhängigkeit vom Zenitwinkel abzuleiten.
Neben der im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebauten Zeitmessung in der Zentralstation steht am HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem eine zusätzliche Methode zur Zeitmessung zur Verfügung. Diese beruht auf der Aufzeichnung des Teleskoptriggers und des globalen Triggers in den FADCs bei den einzelnen Teleskopen. Durch den direkten Vergleich beider Zeitmeßmethoden war es möglich, ein Kalibrationsverfahren für das bei den Teleskopen aufgezeichnete globale Triggersignal zu entwickeln. Eine weitere Verbesserung der Zeitmessung ergab sich durch die Verwendung der in den FADCs aufgezeichneteten Photomultiplersignale. Durch Pulsformanalyse kann aus diesen Signalen eine mittlere Lichtankunftszeit abgeleitet werden. Diese Zeit in Verbindung mit dem korrigierten globalen Triggersignal stellt die beste Methode zur Messung der relativen Lichtankunftszeit dar.
Aus dem Vergleich der so gemessenen Lichtankunftszeiten mit den aus der stereoskopischen Schauerrekonstruktion erwarteten Ankunftszeiten konnte eine Parametrisierung der Lichtfront abgeleitet werden. Als geeignetes Modell konnte eine sphärische bzw. konische Lichtfront angegeben werden. Unter Verwendung dieser Parametrisie-

rung und der oben beschriebenen Zeitmessung konnte eine Auflösung von ca. 1,5 ns ($1\sigma$) für ein Teleskoppaar erreicht werden.
Ausgehend von diesen Ergebnissen ist es in Zukunft möglich, die Zeitinformation als zusätzliche und unabhängige Größe in die Richtungsrekonstruktion des primären Teilchens miteinzubeziehen. Die erwartete Richtungsauflösung aus der Zeitmessung kann aufgrund der vorliegenden Messungen zu besser als $0,4^0$ für kleine Zenitwinkel und hadronische Schauer abgeschätzt werden. Für $\gamma$-induzierte Luftschauer ist aufgrund der geringeren Schauerfluktuationen eine weitere Verbesserung der Richtungsauflösung zu erwarten.

# Literaturverzeichnis


[Aha97] **F.A. Aharonian et al.**
The potential of ground based arrays of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. I. Determination of shower parameters
Zur Veröffentlichung akzeptiert in Astroparticle Physics, 1997

[Aug96] **Auger Collaboration**
Pierre Auger Project Design Report
Auger Collaboration, S.8, 1996

[Allk] **O.C. Allkofer**
Introduction to Cosmic Radiation
Verlag Karl Thiemig München, 1975

[Ame92] **M. Amenomori et al.**
NIM A288, S. 619-631, 1990

[Bor94] **A. Borione et al.**
NIM A346, S. 329, 1994

[Bothe25] **W. Bothe und H. Geiger**
Zeitschrift für Physik, 32, S. 639, 1925

[Bothe29] **W. Bothe und W. Kolhörster**
Zeitschrift für Physik, 56, S. 751, 1929

[Dav57] **Davies J.M. and Cotton E.S.**
Journal of Solar Energy, 1, 1957

[Elt65] **L. Elterman**
Atmospheric Optics in Handbook of Geophysics and Space Environment
New York, 1965

[Fegan] **D.J. Fegan**
TeV Gamma-Ray Astrophysics, Edited by Heinrich J. Völk and Felix A. Aharonian
Kluwer Academic Publishers , S. 146, 1996

[Hei54] **W. Heitler**
Quantum Theory of Radiation, Oxford 1954

[Herm] **German Hermann**
Dissertation am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg 1996

[Heß] **Markus Heß**
private Mitteilung

[Heß96] **Markus Heß**
Analysis of the digitized PM-pulses of CT's
CT-Group Memo, Heidelberg 1996

[Hillas84] **A.M. Hillas**
Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 22, S. 425, 1984

[Hillas85] **A.M. Hillas**
Proceedings of the 19th ICRC, La Jolla 3, S. 445, 1985

[Jel58] **J. Jelly**
Cerenkov Radiation and its Application
Pergamon Press, 1958

[Kan88] **G. Kanbach et al.**
Space Science Review, 49, S. 69, 1988

[Karle95] **A. Karle et al.**
Design and performance of the angel integrating Cerenkov array AIROBIC
Astroparticle Physics 3, S. 321, 1995

[Kif95] **T. Kifune**
Very High Energy Gamma Rays from PSR 1706-44
Astrophysical Journal, 438, L91, 1995

[Knoll] **Glenn F. Knoll**
Radiation Detection and Measurement, 2nd Edition
John Wiley & Sons, S .120,1989

[Koehl] **Carsten Köhler**
private Mitteilung

[Koehl95] **Carsten Köhler**
Diplomarbeit am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg 1995

[Koehl96] **C. Köhler et al.**
Trigger conditions and effektive areas of imaging air Cherenkov telescopes
Astroparticle Physics 6, S. 77, 1996

[Kohnle] **Antje Kohnle**
Diplomarbeit am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg 1995, S. 50

[Kohnle96] **A. Kohnle et. al.**
Stereoscopic imaging of air showers with the first two HEGRA Cherenkov telescopes
Astroparticle Physics 5, 1996, S. 119-131

[Long92] **Malcolm S. Longair**
High Energy Astrophysics
Cambride University Press, Second Edition, S. 284, 1992

[Mue92] **Norbert Müller**
Diplomarbeit
Universität Kiel, 1992

[Mur93] **R. Murthy and A.W. Wolfendale** Gammaa-ray astronomy
Cambride University Press, 2nd Editition, 1993

[Pühl] **Gerd Pühlhofer**
Diplomarbeit am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg, 1996

[Pun92] **M.Punch et al.** Nature 358, S. 477, 1992

[Qui96] **J. Quinn et al.**
Detection of Gamma Rays with E>300 GeV From Markarian 501
Astrophysical Journal, 456, L83, 1996

[Res96] **L.K. Resvanis**
High Energy Neutrino Telescopes
Nuclear Physics B, Proceedings Supplements,S. 425, 1996

[Roe92] **W. Roedel**
Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre
Springer Verlag, 1992

[Schön88] **V. Schönfelder et al.**
Astrophysical Journal Supplement, 86, S. 657, 1993

[Ulrich96] **Mathias Ulrich**
Dissertation am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg 1996

[Wee89] **T.C. Weeks et al.**
Astrophysical Journal, 379, S. 342, 1989

[Wie94] **B. Wiebel**
Chemical composition in high energy cosmic rays
Bericht WUB 94-08
Fachbereich Physik BUGH Wuppertal, 1994

[Wolf94] **Thomas Wolf**
Diplomarbeit am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg 1994

# Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen, die mir diese Arbeit ermöglichten und mich auf vielfältige Art unterstützten.
Dies sind zuallererst meine Eltern, die mir durch ihr Vertrauen diesen Weg erst ermöglichten.
Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die interessante Themenstellung und die wertvollen Anregungen und Diskussionen während der Bearbeitung der Aufgabenstellung.
Herrn Dr. A. Daum möchte ich für die zwei lehrreichen Aufenthalte in La Palma und seine Hilfsbereitschaft bei der Lösung vieler softwaretechnischer Fragen danken.
Herrn Dr. K. Bernlöhr gilt mein Dank für viele Diskussionen über die Physik der Luftschauer.
Herrn N. Bulian möchte ich für seine Unterstützung bei allen hardwaretechnischen Fragen danken.
Bei Herrn Dr. M. Panter möchte ich mich für das einführende Gespräch und die uneingeschränkte Hilfsbereitschaft bedanken.
Den Mitgliedern der Heidelberger CT-Gruppe, M. Hess, Dr. G. Hermann, Dr. M. Ulrich, G. Pühlhofer, C. Köhler, A. Frass , Dr. C. A. Wiedner und Dr. A. Heusler möchte ich für die angenehme Atmosphäre und das produktive Arbeitsklima danken.
Nicht zuletzt möchte ich mich bei Frau J. Suppanz für ihren unermüdlichen Einsatz bei allen organisatorischen Fragen und Problemen bedanken.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 14.04.1997 ............................................................

(Unterschrift)