

Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Andreas Franzen**  
aus Altenkirchen/Ww.

Oktober 2003



Messung der Lichtkurve des  
Crab-Pulsars  
im optischen Spektralbereich zum  
Nachweis  
der Eignung des Zeitnahmesystems von  
H.E.S.S.  
für Pulsationsmessungen

Die Diplomarbeit wurde von Andreas Franzen ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik  
Heidelberg

unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Werner Hofmann



**Messung der Lichtkurve des Crab-Pulsars im optischen Spektralbereich zum Nachweis der Eignung des Zeitnahmesystems von H.E.S.S. für Pulsationsmessungen:** Um die Mechanismen der Teilchenbeschleunigung bei Pulsaren zu verstehen, ist es nötig die Energie im Hochenergiebereich zu bestimmen, bei der keine gepulste Emission mehr stattfindet. Um obere Grenzen für bekannte oder neue Quellen gepulster Emission bei diesen hohen Energien mittels Cherenkov-Teleskopen ableiten zu können, werden typischerweise Daten, die über einen Zeitraum von Monaten und sogar Jahren genommen wurden, überlagert. Es ist deshalb notwendig ein Zeitnahmesystem und Analysemethoden zu verwenden, die eine Grundlage für die Phasenanalyse von Pulsaren bilden, die auf einer Zeitskala von Jahren stabil ist. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Instrument, bestehend aus einem Photomultiplier mit einem Analog-zu-Digital-Wandler und Komponenten des H.E.S.S.-Zeitnahmesystems, gebaut, mit dem gepulste optische Emission unter Ausnutzung der großen Spiegelfläche von Cherenkov-Teleskopen gemessen werden kann. Dieses Instrument wurde am ersten H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskop im Januar 2003 installiert und während acht Nächten wurden Daten des Crab-Pulsars genommen. Optische Pulsation des Crab-Pulsars konnte nach Beobachtungszeiten von wenigen Sekunden gemessen werden. Das Zeitnahmesystem erwies sich mit Unsicherheiten im Bereich von Mikrosekunden als stabil. Das Instrument zeigte somit die Anwendbarkeit des H.E.S.S.-Zeitnahmesystems für Pulsationsmessungen.

**Optical observation of the Crab-pulsar and measurement of its lightcurve to verify the applicability of the H.E.S.S. timing system for pulsation measurements:** For the understanding of the mechanisms of particle acceleration in pulsars, it is necessary to determine the high energy cutoff of the pulsed emission. In order to derive upper limits (or detections) on the pulsed emission in the high energy regime using Cherenkov telescopes, typically data taken over periods of months or even years are superimposed. It is therefore necessary to use a time capture system and analysis tools, which provide a base for pulsar phase analysis which is stable over a time-scale of years. A device was built consisting of a photomultiplier tube with an analog-to-digital converter and components of the timing system of the H.E.S.S. experiment, which allowed to measure pulsed optical emission making use of the large mirror area of Cherenkov telescopes. The system was installed into the first H.E.S.S. Cherenkov telescope in January 2003, where data was taken over 8 nights on the Crab-pulsar. Optical pulsation from the Crab-pulsar could be measured after a few seconds of observation time. The timing system showed stability with uncertainties in the order of microseconds. This system therefore proofed the applicability of the H.E.S.S. timing system for pulsation measurements.

*The Road goes ever on and on  
Down from the door where it began.  
Now far ahead the Road has gone,  
And I must follow, if I can,  
Pursuing it with eager feet,  
Until it joins some larger way  
Where many paths and errands meet.  
And whither then? I cannot say.*

*(J.R.R. Tolkien, The lord of the rings)*

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
1.1	Kosmische Strahlung . . . . .	2
1.1.1	Entstehung und Quellen kosmischer $\gamma$ -Strahlung . . . . .	2
1.1.2	Nachweis . . . . .	4
1.2	Zielsetzung der Diplomarbeit . . . . .	6
1.3	Aufbau der Diplomarbeit . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Das H.E.S.S. Projekt</b>	<b>8</b>
2.1	Aufbau und Ziele von H.E.S.S. . . . . .	8
2.2	Die Teleskope . . . . .	9
2.2.1	Mechanik . . . . .	9
2.2.2	Spiegel . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Neutronensterne und Pulsare</b>	<b>12</b>
3.1	Neutronensterne und Supernovae . . . . .	12
3.2	Strahlungsemission von Pulsaren . . . . .	14
3.3	Veränderungen der Pulsationsperiode . . . . .	16
3.3.1	Glitches . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>20</b>
4.1	Meßprinzip . . . . .	20

4.2	Mechanik und Elektronik . . . . .	20
4.2.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	20
4.2.2	Photoelektronenvervielfacher . . . . .	25
4.2.3	Pulsformender Verstärker . . . . .	40
4.2.4	Analog-zu-Digital Wandler (ADC) . . . . .	43
4.2.5	GPS-Uhr . . . . .	47
4.3	Software . . . . .	51
4.3.1	Datennahme . . . . .	51
4.3.2	Datenanalyse . . . . .	52
4.4	Abschätzungen und Labortests . . . . .	58
4.4.1	Intensitätsabschätzung . . . . .	58
4.4.2	Messungen eines simulierten Pulsars im Labor . . . . .	61
4.4.3	Meßzeitabschätzung . . . . .	69
4.5	Astronomische Messungen . . . . .	70
4.5.1	Verifizierung der korrekten Positionierung des PMT's . . . . .	70
4.5.2	Crab-Pulsar Datennahme . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>76</b>
5.1	Datenauswahl . . . . .	76
5.2	Crab-Pulsar . . . . .	77
5.2.1	Die Lichtkurve . . . . .	77
5.2.2	Überprüfung der Zeitgenauigkeit . . . . .	77
5.2.3	Untergrund . . . . .	81
5.2.4	Phasenlage und Phasenabstand von Haupt- und Nebenmaximum . . . . .	82
5.2.5	Halbwertsbreiten von Haupt- und Nebenmaximum . . . . .	85



5.2.6	Photoelektronenrate und relative Intensitäten der Phasenregionen . . . . .	89
5.2.7	Signifikanz der Phasenregionen . . . . .	90
5.2.8	Abflachung des Hauptpulses . . . . .	91
5.2.9	Suche nach optischen Riesenpulsen . . . . .	96
5.3	Vela-Pulsar . . . . .	102
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Signifikanz</b>	<b>107</b>
<b>B</b>	<b>Tabellen</b>	<b>109</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Im Jahre 1912 untersuchte Victor Hess mittels Ballonexperimenten die Frage, ob die natürliche radioaktive Umgebungsstrahlung abnimmt, wenn man sich vom Erdboden entfernt. Er fand entgegen seiner Erwartung eine Zunahme der Zählraten, die die Zählrohre an Bord seines Ballons anzeigten, mit der Flughöhe. Er erklärte dieses Ergebnis mit einer neuen Art von Strahlung, die er Höhenstrahlung nannte und für deren Entdeckung und Interpretation er 1936 den Nobelpreis erhielt. Seitdem hat sich die Teilchen-Astrophysik zu einem umfassenden Gebiet der Physik entwickelt. Der Energiebereich kosmischer Strahlung erstreckt sich von  $10^6 - 10^{19}$  eV.

Die Forschung auf diesem Gebiet der Physik hat das Ziel, die Mechanismen zu verstehen, die die Teilchen der kosmischen Strahlung (99 % Hadronen, 1 % Leptonen und 0.1 % hochenergetische  $\gamma$ -Quanten) auf Energien von bis zu  $10^{20}$  eV beschleunigen können.

## 1.1 Kosmische Strahlung

### 1.1.1 Entstehung und Quellen kosmischer $\gamma$ -Strahlung

Man kennt keine Objekte im Universum, die heiß genug wären, um die beobachteten Flüsse auf thermischem Weg zu erzeugen. Kosmische  $\gamma$ -Strahlung entsteht bei folgenden Prozessen, die alle nichtthermische Wechselwirkungen geladener Teilchen sind:

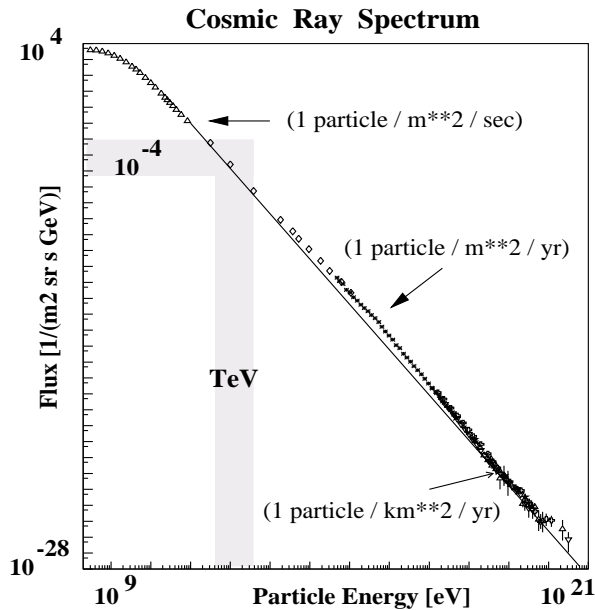


Abbildung 1.1: Spektrum der kosmischen Höhenstrahlung ([1]).

- Emission von Bremsstrahlung relativistischer Elektronen und Positronen im Coulombfeld eines Atomkerns
- Emission von Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen und Positronen in Magnetfeldern
- Inverser Compton-Effekt relativistischer Elektronen und Positronen an Photonen eines niederenergetischen Strahlungsfeldes
- Zerfall neutraler Pionen gemäß  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ .

Als mögliche Quellen für solche hochenergetischen Prozesse werden verschiedenartige Objekte angenommen: Supernovaüberreste, Pulsare, aktive Galaxienkerne (auch das Zentrum der Milchstraße) sowie Röntgen-Doppelsternsysteme.

Pulsare sind dabei besondere Objekte, da ihre elektromagnetische Strahlungsemission vom Radio- bis in den niederenergetischen Gammastrahlungsbereich ( $< \approx 10$  GeV) periodisch gepulst erscheint. Hochenergetische kosmische  $\gamma$ -Strahlung wird zwar bei Pulsaren beobachtet, eine Periodizität konnte in diesem Energiebereich jedoch noch nicht nachgewiesen werden.

Ein Problem bei der Erforschung der Quellen kosmischer Strahlung ist die Tatsache, daß nur die anteilig sehr kleine  $\gamma$ -Komponente eine Bestimmung der Herkunftsrichtung ermöglicht. Die hadronisch-leptonische Komponente verliert aufgrund ihrer Ablenkung im inhomogenen galaktischen Magnetfeld jegliche Richtungsinformation und wird somit isotropisiert. Dieser geringe Anteil informativer Strahlung, ihre 12 Dekaden umfassende Energieskala (Abb. 1.1), sowie die Variation der Flüsse von  $1 \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$  bis zu  $1 \frac{\text{Teilchen}}{\text{km}^2 \cdot \text{yr}}$  erfordern unterschiedliche experimentelle Ansätze, um Messungen über alle Dekaden des Energiebereichs durchführen zu können.

### 1.1.2 Nachweis

Da die Erdatmosphäre für  $\gamma$ -Strahlung undurchlässig ist, beruht der Nachweis von Photonen mit Energien kleiner als 10 GeV auf Ballon- und Satellitenexperimenten wie z.B. EGRET. Bei höheren Energien wären solche Experimente zwar prinzipiell noch anwendbar. Aufgrund des zu solchen Energien hin rasch abnehmenden Flusses wären aber Detektorflächen von der Ordnung  $10^4 \text{m}^2$  und sehr lange Integrationszeiten nötig, um signifikante Signale zu erhalten. Eine Lösung bietet die Tatsache, daß die primären Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Atomen der Erdatmosphäre wechselwirken und dabei sogenannte Luftschauer erzeugen. Luftschauer lassen sich auf dem Erdboden für Primärenergien größer als 10 TeV mittels großflächigen Szintillationszählern, Kalorimetern und Spurkammern nachweisen. Man unterscheidet elektromagnetische, falls die Primärteilchen  $\gamma$ -Quanten oder Elektronen/Positronen waren, von hadronischen Schauern, falls die Primärteilchen Protonen oder Atomkerne waren.

#### Cherenkov-Effekt

Neben dem oben beschriebenen direkten Nachweis von Luftschauern durch Teilchendetektoren besteht für den Primärenergiebereich von 10 GeV bis 10 TeV eine weitere Methode in der Nutzung des Cherenkov-Effekts.

Dieser tritt auf, wenn sich ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium mit Brechungsindex  $n > 1$  bewegt und dabei der Betrag seines Geschwindigkeitsvektors  $|\vec{v}|$  größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes  $\frac{c}{n} = c_{ph}$  in diesem Medium ist. Dabei werden die Atomhüllen des Dielektrikums zu Dipolschwingungen angeregt, die konstruktiv interferieren und eine elektromagnetische Welle abstrahlen können.

Die Abstrahlung erfolgt dabei in einem Mach'schen Kegel, dessen Öffnungswinkel

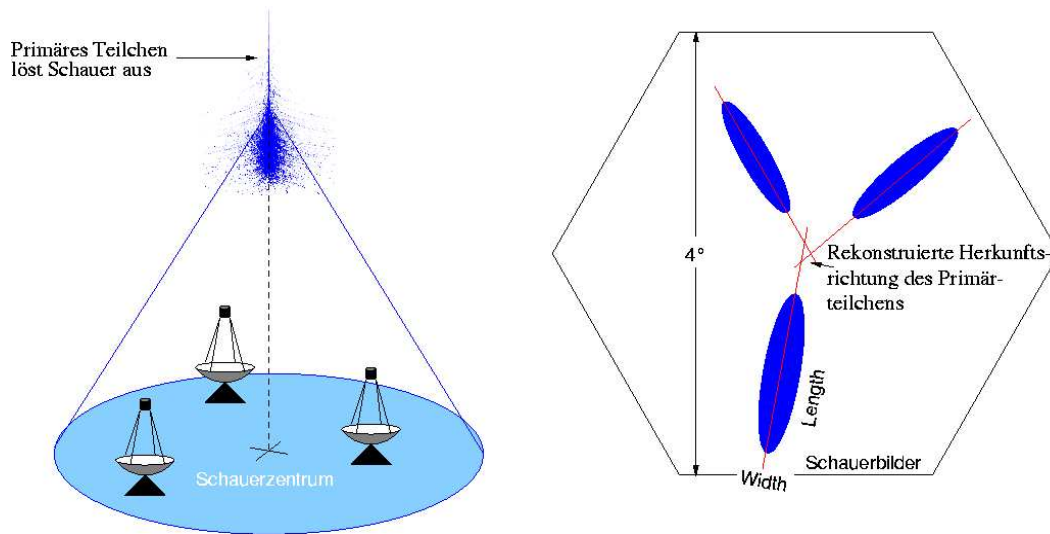


Abbildung 1.2: Links: Der Cherenkov-Lichtpool eines Schauers erreicht in diesem Beispiel drei Teleskope. Rechts: Durch Überlagerung der Kamerabilder kann man die Herkunftsrichtung des Schauers bestimmen ([30]).

$\cos \theta = \frac{1}{n \cdot \beta}$ , mit  $\beta = \frac{|\vec{v}|}{c}$ , beträgt. In Luft ergeben sich für Teilchen mit  $\beta \approx 1$  Winkel von typischerweise  $\theta \approx 1^\circ$ .

## Cherenkov-Teleskope

Der Nachweis des Cherenkov-Lichtes erfolgt mittels abbildender atmosphärischer Cherenkovteleskope, die entweder einzeln (z.B. CAT, PACT oder Whipple) oder in speziell angeordneten Gruppen aufgestellt werden, wie es zuerst von der HEGRA Kollaboration auf La Palma durchgeführt wurde. Der Vorteil der letztgenannten Variante liegt unter anderem in der Verbesserung der Richtungs- und Energierekonstruktion der Primärteilchen durch Zusammenschließen von Einzelteleskopen zu einem stereoskopisch beobachtenden System (Abb.1.2).

Bei abbildenden atmosphärischen Cherenkovteleskopen wird das bei Luftschauern entstehende Cherenkovlicht auf eine Kamera abgebildet, die aus einer großen Anzahl von Einzeldetektoren besteht. Anhand des entstehenden Bildes kann auf physikalische Eigenschaften des Primärteilchens geschlossen werden.

Der Erfolg des HEGRA-Experiments führte zur Planung eines Nachfolgeprojektes, dem H.E.S.S. Teleskopsystem in Namibia (Abb.1.3), welches von einer internationalen Kollaboration aus Instituten und Universitäten aus Deutschland, Frankreich, England, Namibia, Armenien und Südafrika betrieben wird.

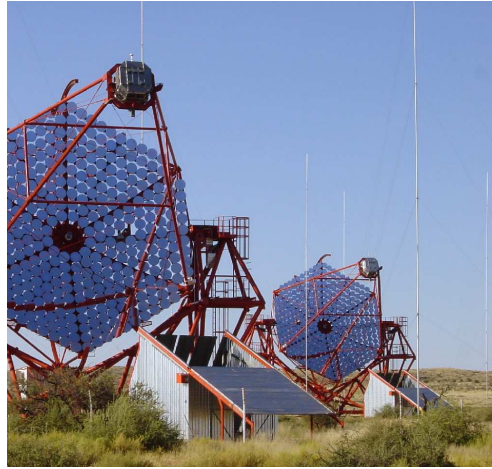


Abbildung 1.3: Zwei der vier H.E.S.S. Systemteleskope.

## 1.2 Zielsetzung der Diplomarbeit

Ziel dieser Arbeit war, zu zeigen, daß das Zeitnahmesystem für die Cherenkov-Ereignisse in H.E.S.S. , sowie die Analysesoftware geeignet sind, möglicherweise periodisch gepulste Emission kosmischer  $\gamma$ -Strahlung im Hochenergiebereich bei Pulsaren nachweisen zu können. Eine Bestimmung der Energie im Hochenergiebereich, bei der keine gepulste Emission mehr stattfindet, würde zu einem tieferen Verständnis der Mechanismen der Teilchenbeschleunigung bei Pulsaren führen. Da der Fluß kosmischer  $\gamma$ -Strahlung sehr gering ist, müssen bei der Periodizitätsanalyse in diesem Energiebereich Daten überlagert werden, die über einen langen Zeitraum verteilt genommen wurden. Eine Ungenauigkeit des Zeitnahmesystems über diesen Zeitraum könnte dazu führen, daß nach der Überlagerung die Periodizität nicht mehr erkennbar ist. Es galt daher ebenso, die Stabilität des Zeitnahmesystems nachzuweisen.

Eine periodische Abhängigkeit der Emission wird bei Pulsaren bislang nur vom Radio- bis in den niederen Gammaenergiebereich bis etwa 10 GeV beobachtet (Abb. 1.4). Im Hochenergiebereich konnte sie noch nicht nachgewiesen werden. Aus diesem Grund wurde der Pulsar im Crab-Nebel, PSR 0531+21, als Zielobjekt gewählt, der im optischen Wellenlängenbereich ein starkes Signal mit der für Pulsare typischen Periodizität liefert.

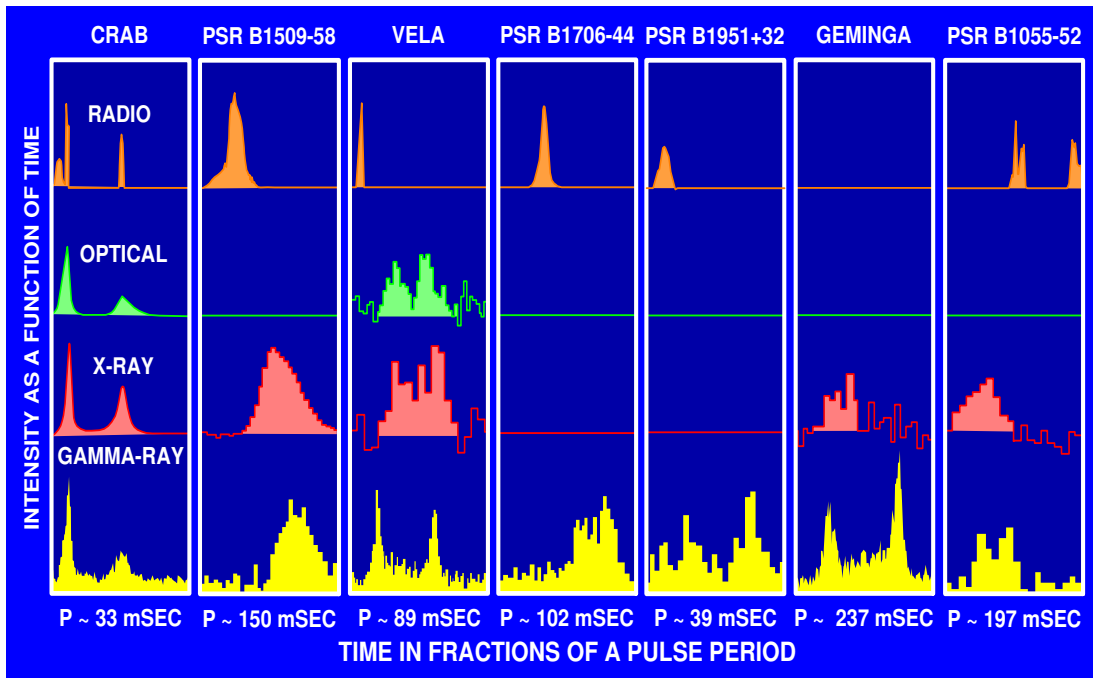


Abbildung 1.4: Lichtkurven von sieben Pulsaren vom Radio- bis zum Gammaenergiebereich ([40]).

Für die optische Beobachtung und Datennahme während mehrerer Nächte, sowie für die Datenanalyse, wurden Komponenten des H.E.S.S.-Zeitnahmesystems und wichtige Teile der Software verwendet, deren Tauglichkeit zur Periodizitätsanalyse es zu überprüfen galt.

### 1.3 Aufbau der Diplomarbeit

In Kapitel 2 folgt eine Beschreibung des H.E.S.S. Experiments in Namibia, bevor in Kapitel 3 kurz auf die Physik der Pulsare eingegangen wird. Kapitel 4 beschreibt das Pulsar-Experiment hinsichtlich Aufbau, Elektronik und Software, Vorbereitungen im Labor und in Namibia, sowie der eigentlichen Datennahme. Kapitel 5 befaßt sich mit den Ergebnissen, wonach in Kapitel 6 eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf eine Fortführung des Pulsar-Experiments stattfindet.

# Kapitel 2

## Das H.E.S.S. Projekt

Nachdem das HEGRA-Experiment auf La Palma mit der stereoskopischen Beobachtung von Luftschauern mittels abbildender Cherenkovteleskope und der dadurch erreichten Ergebnisse bezüglich Winkelauflösung, Untergrundunterdrückung und der Messung der Schauerenergie sehr erfolgreich war, entsteht mit H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) in Namibia ein Nachfolge-Experiment.

### 2.1 Aufbau und Ziele von H.E.S.S.

Der Standort der Teleskope im 1800 m über NN gelegenen Khomas Hochland in der Nähe des Gamsbergs bietet hervorragende astronomische Bedingungen, mit vielen klaren Nächten und geringer Lichtverschmutzung.

Die geographische Lage auf der Südhalbkugel erlaubt optimale Beobachtungsbedingungen für viele Objekte in der Milchstraße, insbesondere des galaktischen Zentrums.

In der ersten Phase des Projektes soll das System aus vier Teleskopen bestehen, die auf den Eckpunkten eines Quadrats mit 120 m Kantenlänge angeordnet sind. Die Infrastruktur vor Ort ist komplett aufgebaut und drei der Teleskope stehen mittlerweile für stereoskopische Cherenkov-Messungen zur Verfügung (Abb. 1.3).

Durch eine im Vergleich zu HEGRA größere Spiegelfläche der Teleskope, verbesserte Cherenkov-Kameras und genauere Teleskopausrichtung soll die Empfindlichkeit bei der Spektroskopie von  $\gamma$ -Quellen im Energiebereich von 100 GeV bis 10 TeV um einen Faktor 10 gesteigert werden.

Die untere Energieschwelle von 100 GeV stellt eine enorme Verbesserung gegenüber bisherigen Experimenten dar und ermöglicht, die bislang unerforschte Lücke im elektromagnetischen Spektrum vom 100 bis 350 GeV zu erschließen. Dieses Energieintervall war lange meßtechnisch unzugänglich, da es bis vor kur-





Abbildung 2.1: Das H.E.S.S.-Teleskop CT3 in Seitenansicht.

zem keine erdgebundenen Cherenkovteleskope mit einer Energieschwelle kleiner als 200 GeV (CAT) gab.

## 2.2 Die Teleskope

### 2.2.1 Mechanik

Die Teleskope haben eine klassische azimuthale Montierung. Der Spiegelträger und der Basisrahmen sind aus Stahlstrukturen mit einem Gewicht von 60 Tonnen gefertigt. Die Teleskope sind auf einer im Durchmesser 13.6 m messenden kreisförmigen Schiene gelagert, auf der sie in Azimuthrichtung rotieren können (Abb. 2.1).

Ein computerkontrolliertes Wechselstrom-Antriebssystem steuert die Teleskope und ermöglicht eine Fahrzeit von ein bis drei Minuten zwischen Parkposition und Himmelsobjekt. Dies entspricht einer maximalen Geschwindigkeit von  $100^\circ/\text{min}$ .

Die Steuerungselektronik des Antriebssystems befindet sich jeweils in einem klimatisierten Container auf der Basis der Teleskope, der mit der Teleskopstruktur

verbunden ist und somit bei allen Bewegungen um die vertikale Achse mitfährt. Die Ausrichtung eines Teleskops wird durch Impulsgeber in den beiden Achsen der Montierung überwacht. Ebenfalls der Überwachung der Teleskopausrichtung dient ein kleines optisches Teleskop mit CCD-Kamera, mit dem sich die Position des Spiegelträgers relativ zu bekannten Sternpositionen ermitteln lässt. Im Zusammenspiel mit einem für das Teleskop spezifischen Korrekturmodell lassen sich Genauigkeiten von wenigen Bogensekunden erreichen.

Um eine genaue Teleskopausrichtung auf ein Beobachtungsobjekt zu erhalten, müssen Korrekturwerte auf die nominelle Ausrichtungsposition in die Steuerungssoftware eingegeben werden. Diese Werte berücksichtigen die Durchbiegung der Kameramasten unter der Last der Kamera sowie die Refraktion der Atmosphäre, jeweils als Funktion der Elevation.

### 2.2.2 Spiegel

Der hexagonale Spiegelträger hat eine Breite von 12 m mit einer Spiegelfläche von nominell  $107 \text{ m}^2$ . Die Fläche setzt sich aus 380 runden, aluminiumbedampften und quartzbeschichteten Einzelspiegeln aus Glas mit 60 cm Durchmesser zusammen, deren durchschnittliche Reflektivität zwischen 250 und 640 nm etwa 83 Prozent beträgt (Anhang B).

Aufgrund von Abschattungseffekten durch die Kameramasten und Spannseile reduziert sich jedoch die Spiegelfläche auf effektive  $93.4$  bis  $95.3 \text{ m}^2$ , je nach Blickfeld ([17]).

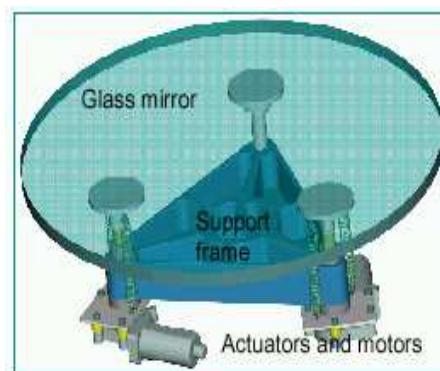


Abbildung 2.2: H.E.S.S. Einzelspiegel mit Trägerstruktur und Aktuatoren ([16]).

Die Einzelspiegel sind in einer Davies-Cotton-Anordnung ([5]) auf dem Träger

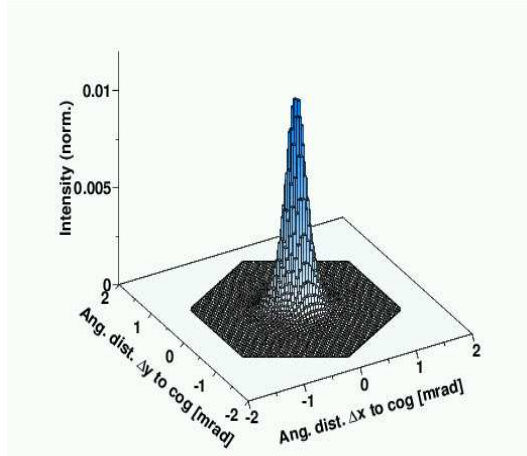


Abbildung 2.3: Intensitätsverteilung eines Sterns nach der Justierung. Eine Säule entspricht einem CCD-Pixel. Die hexagonale Grundfläche zeigt die Größe eines H.E.S.S.-Kamerapixels an ([17]).

angebracht und einzeln durch Aktuatoren mit einer Präzision von wenigen Mikrometern justierbar (Abb 2.2). Die Fokallänge beträgt nominell 15 m. Die Justierung der Einzelspiegel erfolgt mit einer CCD-Kamera in der Mitte des Spiegelträgers, die das Bild aufnimmt, das in der Brennebene entsteht, wenn das Teleskop auf einen Stern ausgerichtet wird. Die Aktuatoren der einzelnen Spiegel werden dann solange bewegt, bis die durch jeden Einzelspiegel entstehenden Sternbilder bestmöglich überlagert sind (Abb. 2.3).

Die Abbildungsfunktion, also die Ausmaße des so entstandenen, überlagerten Bildes einer unendlich weit entfernten, punktförmigen Lichtquelle in einer Höhe von etwa  $65^\circ$  über dem Horizont ist durch

$$r_{80} = (0.43^2 + (0.73\theta)^2)^{1/2} \quad [mrad], \quad ([17]) \quad (2.1)$$

gegeben.  $\theta$  ist hierin der Winkel zur optischen Achse in Grad, der Index 80 bedeutet, daß der Kreis mit Radius  $r_{80}$  80 Prozent des einfallenden Lichtes enthält. Für parallel zur optischen Achse einfallendes Licht erhält man  $r_{80} \approx 0.43$  mrad (entspr.  $0.025^\circ$ ). Der Durchmesser der Abbildungsfunktion in der Fokalebene berechnet sich daraus zu 13 mm.

# Kapitel 3

## Neutronensterne und Pulsare

Pulsare sind ein relativ junges Forschungsgebiet der modernen Astrophysik. Sie wurden 1967 von den beiden Cambridger Radioastronomen Jocelyn Bell und Anthony Hewish durch Zufall entdeckt, als sie die Szintillation von Radiosignalen entfernter Quasare untersuchten. Eine herausragende Eigenschaft von Pulsaren ist die Periodizität ihrer Strahlungsemission, die über viele Dekaden des elektromagnetischen Spektrums nachgewiesen wurde.

Die Existenz von Neutronensternen, die bis dahin noch nicht experimentell nachgewiesen worden waren, wurde Anfang der dreißiger Jahre durch die beiden Astronomen Walter Baade und Fritz Zwicky vorhergesagt. Der Zusammenhang zwischen Neutronensternen und Pulsaren war bald durch die Entdeckung weiterer Radiopulsare gesichert, denn sowohl die Verteilung der Periodendauern, als auch die beim Crab-Pulsar zuerst entdeckte Abnahme der Pulsationsfrequenz mit der Zeit läßt sich zwanglos durch das Modell eines schnell rotierenden Neutronensterns erklären ([11]).

### 3.1 Neutronensterne und Supernovae

Schon Baade & Zwicky schlugen als Entstehungsmechanismus für Neutronensterne Supernovaexplosionen vor, in deren Verlauf ein normaler Stern zu einem größtenteils aus Neutronen bestehenden Objekt mit sehr kleinem Radius, sehr großer Dichte und ebenfalls sehr starkem Magnetfeld werden könne.

Die Existenz sogenannter Assoziationen, bei denen die Position eines Pulsars mit den sichtbaren Überresten einer Supernovaexplosion übereinstimmt, sichern diesen Zusammenhang. Die relativ geringe Anzahl bekannter Assoziationen läßt sich auf das Alter der Pulsare und ihre hohe Raumgeschwindigkeit von der Ordnung  $100 \frac{km}{s}$  zurückführen. Als Erklärung für diese hohe Geschwindigkeit kommt unter

Anderem ein Beschleunigung des Sterns durch eine Asymetrie bei der Supernovaexplosion in Frage ([3]).

Gasförmige Supernovaüberreste lassen sich nur bis zu einem Alter von  $10^5$  Jahren beobachten, wohingegen das charakteristische Alter eines Pulsars, das aus der Energiebilanz eines rotierenden magnetischen Dipols abgeleitet wird, bis zu  $10^{10}$  Jahre betragen kann ([38]). Dies bedeutet, daß bei den meisten bekannten alten Pulsaren der mit ihnen entstandene Supernovaüberrest nicht mehr sichtbar ist.

Bei jüngeren Objekten, deren Explosionsnebel noch sichtbar sein sollten, können Assoziationen durch die hohe räumliche Geschwindigkeit des Pulsars zunichte gemacht werden. Das expandierende Gas der Supernova hat zwar eine anfängliche Geschwindigkeit von etwa  $10^4 \frac{km}{s}$ , was über der Pulsargeschwindigkeit liegt, die Expansion wird jedoch durch das interstellare Gas im Laufe der Zeit bis zum Stillstand abgebremst, wohingegen der Pulsar durch seine hohe Massenträgheit praktisch nicht verlangsamt wird und aus dem Supernovaüberrest hinausläuft.

Supernovae des Typs II, deren Vorläufersterne zwischen 8 und 15 Sonnenmassen hatten, gelten als sichere Quelle von Neutronensternen. Es wird vermutet, daß bei einer höheren Anfangsmasse als  $15 M_{\odot}$  ein Schwarzes Loch als Endprodukt entsteht. Desweiteren können Supernova des Typs 1b einen, wenn auch kleinen Beitrag zur Pulsarpopulation liefern. Diese Supernovae sind Explosionen eines weißen Zwergsterne, der Teils eines Doppelsternsystems war. Falls die Explosion den Stern nicht vollständig zerstört, kann ein anschließender Gravitationskollaps zur Bildung eines Neutronensterns führen. Supernovae des Typs 1a sind Kohlenstoff-Detonationen eines Vorläufersterns zwischen 4 und 8 Sonnenmassen, die den Stern vollständig zerstören. Sie sind somit keine Quelle für Neutronensterne. Bei kleineren Anfangsmassen als  $4 M_{\odot}$  ist das Endprodukt der Sternentwicklung ein weißer Zwerg.

Einige charakteristische Größen für Neutronensterne/Pulsare ([15]):

- Endmasse stabiler Neutronensterne:  $0.2M_{\odot}$  bis  $2.0M_{\odot}$
- Radius 10-20 km
- Dichte  $\rho \approx 10^{13} - 10^{15} \frac{g}{cm^3}$
- Alter  $10^3 - 10^8$  Jahre
- Periode 0.0016 - 4 Sekunden
- Magnetfeld  $10^8 - 10^9$  Tesla

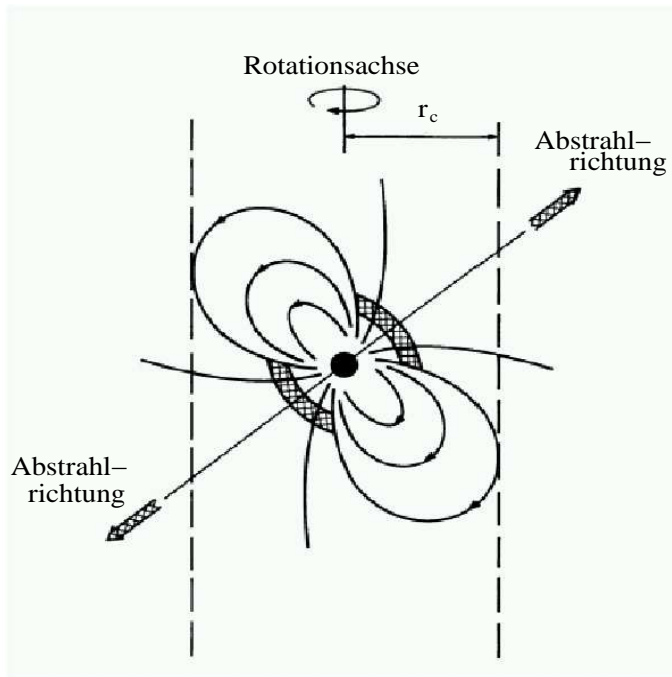


Abbildung 3.1: Das Leuchtturmmodell eines Pulsars. Die schraffierten Regionen deuten die möglichen Emissionsgebiete über den magnetischen Polen an. Die Linien mit Abstand  $r_c = \frac{c}{\Omega}$  von der Rotationsachse definieren den sogenannten Lichtzylinder, auf dem sich die mitrotierenden magnetischen Feldlinien mit Lichtgeschwindigkeit bewegen ([24]).

## 3.2 Strahlungsemission von Pulsaren

Gegenwärtig ist der detaillierte Emissionsmechanismus von Pulsaren immer noch unklar. Es wurden mehrere empirische Theorien entwickelt, die viele Charakteristika der über das ganze elektromagnetische Spektrum beobachteten Emission erklären können. Keine kann jedoch alle auftretenden Emissionseigenschaften beschreiben.

Weitgehend akzeptiert ist die Vorstellung, daß den periodischen Intensitätsvariationen eines Pulsars keine radiale Pulsation der Sternoberfläche wie bei der Sternklasse der Pulsierenden Veränderlichen zugrundeliegt, sondern die schnelle, leuchtturmartige Rotation eines räumlich eingegrenzten Emissionsgebiets (Abb. 3.1).

Im folgenden soll kurz auf die aktuellen Emissionsmodelle für nichtthermische Pulsarstrahlung eingegangen werden.

Es besteht kein Zweifel daran, daß in den Pulsarmagnetosphären Teilchen auf

hochrelativistische Energien mit Lorentz-Faktoren im Bereich von  $10^5$ - $10^7$  beschleunigt werden, da gepulste Emission bis 10 GeV beobachtet wird. Als sicher gilt auch die Annahme, daß diese Energien das Resultat einer Beschleunigung durch starke elektrische Felder  $\vec{E}$  sind. Diese Felder entstehen induktiv durch das Magnetfeld  $\vec{B}$  und die Rotation des Pulsars mit der Winkelgeschwindigkeit  $\vec{\Omega}$  gemäß

$$\vec{E} \sim (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B}. \quad (3.1)$$

Die Felder führen durch ihre Stärke von etwa  $10^{12} \frac{V}{cm}$  zur Feldemission von Ladungen aus der Sternoberfläche in die umgebende Region gegen die Gravitationskraft. In der Sternmagnetosphäre muß man zwei verschiedene Gebiete unterscheiden, zum Einen den magnetisch geschlossenen Bereich, dessen Feldlinien komplett innerhalb des Lichtzylinders (Abb. 3.1) verlaufen, und zum Anderen den magnetisch offenen Bereich, dessen Feldlinien weiter als  $r_c$  in den Raum hinausreichen. Teilchen, die sich auf geschlossenen Feldlinien innerhalb des Lichtzylinders bewegen sind in der Magnetosphäre gefangen, da aufgrund der Stärke des Magnetfeldes großräumige Plasmabewegungen in erster Näherung nur parallel zu Magnetfeldlinien zulässig sind. Es entsteht dabei eine stabile Gleichgewichtssituation, in der die Raumladung der eingeschlossenen Teilchen das elektrische Feld auf Null reduziert. Dieses Gebiet rotiert starr mit dem Neutronenstern mit. Es gilt  $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$  und es findet keine Teilchenbeschleunigung entlang der Feldlinien statt.

Eine Beschleunigung und ein Abfluß von Teilchen in den interstellaren Raum kann nur im magnetisch offenen Bereich erfolgen, in dem dann auch keine Gleichgewichtssituation möglich ist. Die unterschiedlichen Regionen des magnetisch offenen Bereichs, in denen Beschleunigung und zugehörige Emissionsprozesse stattfinden, haben die Anregung für zwei Klassen von Emissionsmodellen geliefert: 'Polar Cap' Modelle ([4]) sowie 'Outer-gap' Modelle ([2]).

Polar Cap Modelle gehen zurück auf frühe Arbeiten von Sturrock ([37]) und Ruderman ([31]), in denen Teilchenbeschleunigung und Strahlungsemission nahe der Neutronensternoberfläche an den magnetischen Polen vorgeschlagen wird. Sie dienen zur Erklärung der Radioemission von Pulsaren. Es gibt viele verschiedene solche Modelle, die sich darin unterscheiden, ob freie Emission von Teilchen aus der Sternoberfläche möglich ist oder nicht. Als Emissionsmechanismen werden in diesen Modellen kohärente Krümmungsstrahlung, relativistische Plasmaemission und Maserstrahlung diskutiert.

Outer-gap Modelle basieren auf der Existenz einer ladungsfreien Lücke in der äußeren Magnetosphäre, die sich zwischen der letzten offenen Feldlinie und der sogenannten 'null charge'-Oberfläche (definiert durch  $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$ , Abb. 3.2) ausbilden kann. Die Lücke entsteht, indem Ladungen entlang offener Feldlinien oberhalb der 'null charge'-Oberfläche durch den Lichtzylinder entkommen, von unten aber nicht durch neue Ladungen ersetzt werden können. Die entkommenden Teil-

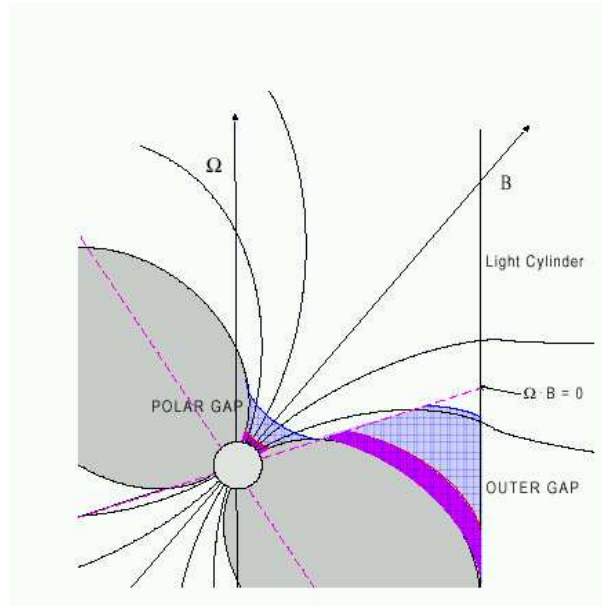


Abbildung 3.2: Schematische Geometrie der Polar- und Outer-gaps ([14]).

chen, vermutlich Elektronen und Positronen, werden dabei auf Energien bis zu 1 PeV beschleunigt. Für diese hochrelativistischen Teilchen kommt als Emissionsmechanismus neben Krümmungsstrahlung und inverser Comptonstreuung auch Synchrotronstrahlung in Betracht. Dabei wird vor allem bei hohen Lorentzfaktoren, ausgehend von der Grundfrequenz des umlaufenden Teilchens, eine große Anzahl von Oberwellen abgegeben. Wegen ihrer hohen Dichte im Frequenzraum bilden sie praktisch ein kontinuierliches Spektrum. Mit Hilfe der Synchrotronstrahlung läßt sich so die über viele Dekaden des elektromagnetischen Spektrums abgegebene höherenergetische Pulsaremission erklären.

### 3.3 Veränderungen der Pulsationsperiode

Wie anhand des Leuchtturmbildes der gepulsten Emission von Pulsaren anschaulich klar wird, ist die Periodendauer direkt mit der Rotation des Neutronensterns verknüpft, wodurch alle zeitlichen Veränderungen der Pulsation direkt mit dieser Bewegung zusammenhängen müssen. Da weiterhin der Neutronenstern keinerlei aktive Energiequelle mehr besitzt, stellt der vorhandene Drehimpuls das einzige Energiereservoir dar, aus dem Energieverluste bestritten werden können. Folglich muß die Strahlungsemission eines Pulsars zu einem Verlust an Rotationsenergie führen, die sich in einer Verlangsamung der Rotationsgeschwindigkeit



niederschlägt. Dies kann als Vergrößerung der charakteristischen Periodendauer beobachtet werden.

Einen mathematischen Zusammenhang zwischen der aktuell beobachteten Winkelgeschwindigkeit, ihrer ersten Zeitableitung sowie dem Alter des Pulsars erhält man, indem man von der Energieerhaltung ausgeht, und die abgestrahlte Leistung eines rotierenden magnetischen Dipols mit dem Energiegewinn aus der Verlangsamung der Rotation gleichsetzt. Für den Spezialfall reiner magnetischer Dipolstrahlung ergibt sich folgende Differentialgleichung:

$$\dot{\Omega} = -k \cdot \Omega^3 \quad (3.2)$$

bzw. ganz allgemein :

$$\dot{\Omega} = -k \cdot \Omega^n \quad (3.3)$$

In dieser Gleichung ist  $\Omega$  die aktuelle Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Körpers,  $k$  eine Konstante zur Berücksichtigung des Trägheits- und magnetischen Moments des Körpers sowie  $n$  der sogenannte Bremsindex. Durch Integration dieser Gleichung erhält man:

$$t = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left( 1 - \frac{\Omega^{(n-1)}}{\Omega_0^{(n-1)}} \right) \quad (3.4)$$

Wiederum im Spezialfall reiner magnetischer Dipolstrahlung,  $n=3$ , und unter der Bedingung, daß die anfängliche Winkelgeschwindigkeit  $\Omega_0 \gg \Omega$  läßt sich diese Gleichung vereinfachen zu:

$$\tau = -\frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (3.5)$$

mit der Periode  $P$  des Pulsars sowie dem charakteristischen Alter  $\tau$ . Anhand dieser Gleichung ist klar, daß die Rotationsperiode kontinuierlich zunimmt,  $\dot{P}$  also positiv ist. Aus diesem Grund muß bei der in diesem Experiment durchgeführten Phasenanalyse der Meßwerte die zum Meßzeitpunkt korrekte Rotationsfrequenz auf der Basis von interpolierten Ephemeriden immer neu berechnet werden (Kapitel 4.2.2).

### 3.3.1 Glitches

Neben dieser theoretisch vorausberechenbaren Verlangsamung der Rotation treten noch andere Veränderungen der beobachteten Periodendauer auf, sogenannte

Glitches. Dabei handelt es sich um abrupte Erhöhungen der Rotationsfrequenz, die unregelmäßig auftreten und typischerweise in der Größenordnung eines Faktors  $10^{-6}$  der aktuellen Frequenz liegen. Wegen ihrer Unregelmäßigkeit kann ihr Auftreten erst nachträglich durch die Analyse regelmäßiger Messungen bestimmt werden.

Als Erklärung für diese scheinbar dem Energieerhaltungssatz widersprechenden Erhöhung der Umdrehungsfrequenz bieten sich zwei Ansätze.

Zum Einen ist der Stern durch sein schnelle Rotation an den Polen gegenüber dem Äquator zu einem Rotationsellipsoid verformt. Diese Verformung versucht sich bei Abnahme der Umdrehungsgeschwindigkeit zu verringern, wodurch sich Spannungen in der festen Kruste des Neutronensterns aufbauen. Irgendwann werden die Kräfte so groß, daß die Kruste zerspringt, die Ausprägung des Rotationsellipsoids schlagartig abnimmt und das Trägheitsmoment des Sterns kleiner wird. Aufgrund der Energieerhaltung muß die Rotationsfrequenz dann zunehmen.

Zum Anderen gleitet die Kruste auf einem flüssigen Kern (Abb. 3.3), auf den sich eine Rotationsverlangsamung später auswirkt als auf die Kruste. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten für Kruste und Kern, die durch Reibung aneinander angeglichen werden. Kruste und flüssiger Kern sind jedoch auf nuklearer Ebene durch eine Haftenergie der Größenordnung keV bis 10 MeV ([22]) miteinander verankert, die eine Anpassung der Geschwindigkeiten solange unterbindet, bis die Reibungskraft stark genug ist die Verankerung zu lösen. Bei der plötzlichen Lösung der Verankerung wird die Rotationsfrequenz der Kruste, mit der auch das Magnetfeld rotiert, durch den freiwerdenden, bis dahin in der schnelleren Bewegung des Kerns gespeicherten Drehimpuls sprunghaft angehoben. Ein erneuter Glitch kann erst dann wieder auftreten, wenn die Reibungskraft wieder stark genug angewachsen ist, um die nach einem Glitch neu entstandene Verankerung erneut zu lösen.

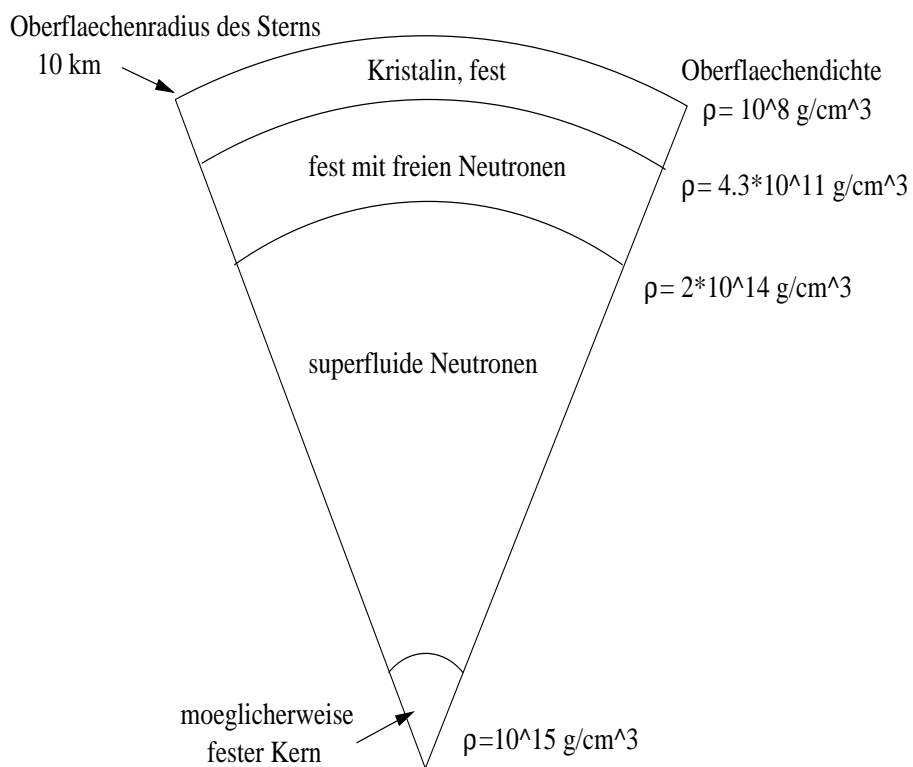


Abbildung 3.3: Schematischer innerer Aufbau eines Neutronensterns ([24]).

# Kapitel 4

## Das Experiment

### 4.1 Meßprinzip

Zur Beobachtung der periodischen, optischen Emission des Crab-Pulsars wurde ein einzelner Photoelektronenvervielfacher verwendet, der im Fokus der Spiegel eines der H.E.S.S.-Teleskope angebracht wurde (Abb. 4.1). Sein Anodenstrom wurde mit einem angeschlossenen Verstärker in ein Spannungssignal umgewandelt, das von einem Analog-zu-Digital Wandler abgetastet wurde. Jedem Meßwert wurde mittels der GPS-Uhr des H.E.S.S.-Zeitnahmesystems ein Meßzeitpunkt zugeordnet. Für die Analyse der Meßwerte und -zeitpunkte wurden die Teile der H.E.S.S.-Software verwendet, die auch bei der Periodizitätsanalyse von bei Pulsaren aufgezeichneten Cherenkov-Ereignissen nötig sind.

### 4.2 Mechanik und Elektronik

Im folgenden Abschnitt werden die elektronischen und mechanischen Hauptbestandteile des Experiments (Abb. 4.2), sowie deren für die Datenanalyse wichtige Kalibration beschrieben.

#### 4.2.1 Mechanischer Aufbau

Der Aufbau des mechanischen Teils des Experiments war dadurch beeinflusst, daß die normale H.E.S.S. Kamera nicht für die hier nötigen Messungen geeignet ist. Zum Zeitpunkt der Durchführung stand allerdings nur ein Teleskop zur

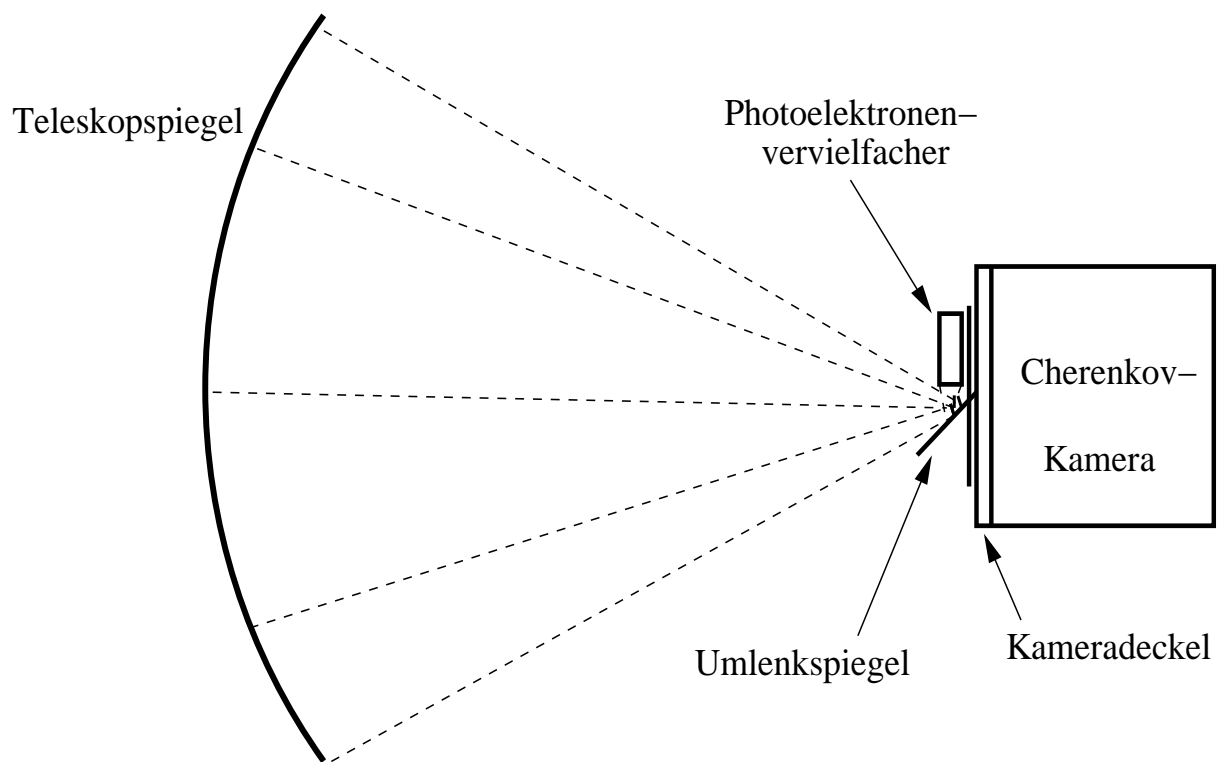


Abbildung 4.1: Prinzip der Anbringung des Photoelektronenvervielfachers im Fokus der Teleskopspiegel, auf dem Deckel der Cherenkov-Kamera.

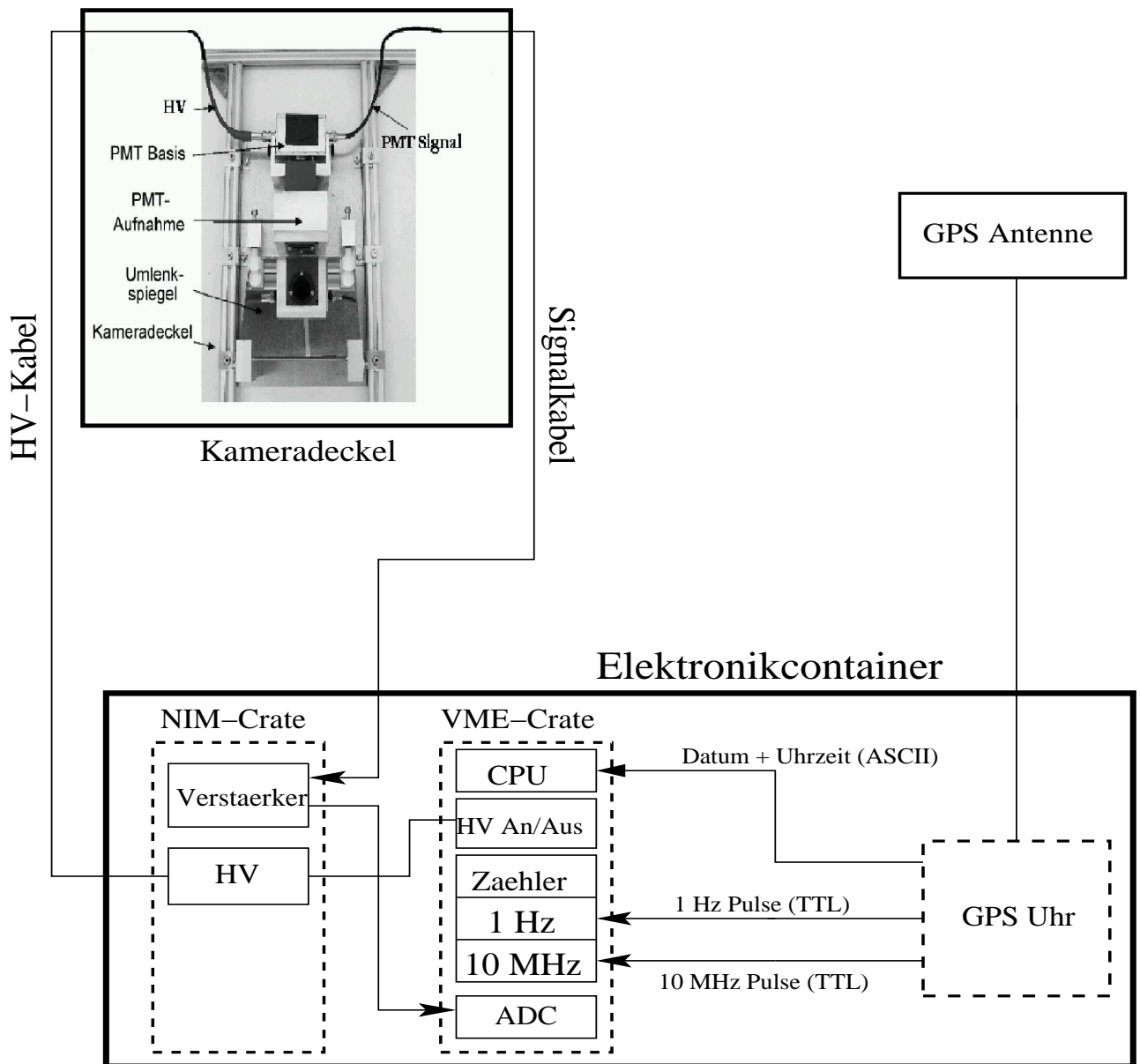


Abbildung 4.2: Schema des elektronischen und mechanischen Aufbaus des Experiments.

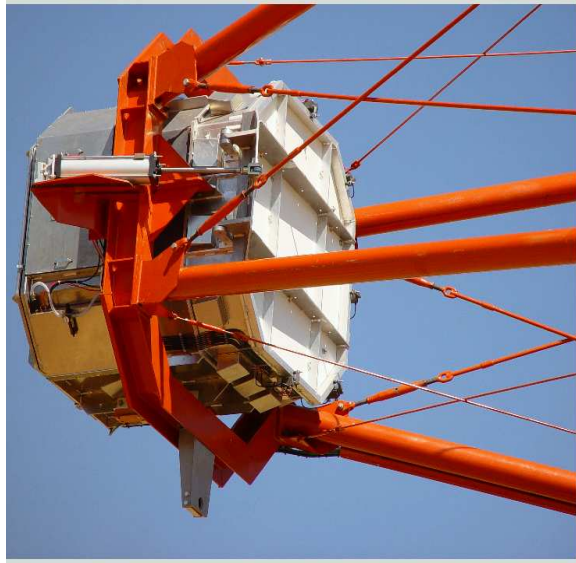


Abbildung 4.3: Das Bild zeigt die H.E.S.S.-Kamera im Halterahmen des Teleskops. Die weiße Fläche mit den Metallverstrebungen ist der Kameradeckel, in dessen Mitte die Photomultiplierhalterung angebracht wurde.

Verfügung, das für die Messungen verwendet werden konnte. Dieses Teleskop (CT3) war bereits komplett für den normalen Meßbetrieb von H.E.S.S. ausgestattet und für diesen auch schon verwendet worden, so daß die Komponenten des hier beschriebenen Experiments so in den Teleskopaufbau integriert werden mußten, daß kein Umbau der Elektronik oder Mechanik des Teleskops erforderlich war.

Der Kameradeckel der Cherenkov-Kamera liegt vor der Brennebene der Spiegel des Teleskops, der Photoelektronenvervielfacher (engl. Photomultiplier, kurz PMT) sollte aber genau im Fokus der Spiegel angebracht werden. Deshalb mußte er senkrecht zur optischen Achse montiert werden, was die Anwendung eines Umlenkspiegels, der  $45^\circ$  gegen den Kameradeckel geneigt war, nötig machte. Dabei handelte es sich um einen rückseitig bedampften Silberspiegel. Zur Montage von Photomultiplier und Umlenkspiegel auf dem Kameradeckel wurde eine Grundplatte mit Halterungen für die beiden Komponenten konstruiert, die in der Trägerstruktur des Deckels leicht zu befestigen und wieder spurlos zu entfernen war (Abb. 4.3, 4.4, 4.5).

Der vordere Anschlag für den PMT in seiner Halterung diente zugleich Blende, die anfangs einen Durchmesser von 26 mm aufwies, der später auf 22.6 mm verkleinert wurde. Der Blendendurchmesser ist deutlich größer als der Durchmesser der Abbildungsfunktion der Teleskopspiegel von 13 mm (Kapitel 2.2.2).

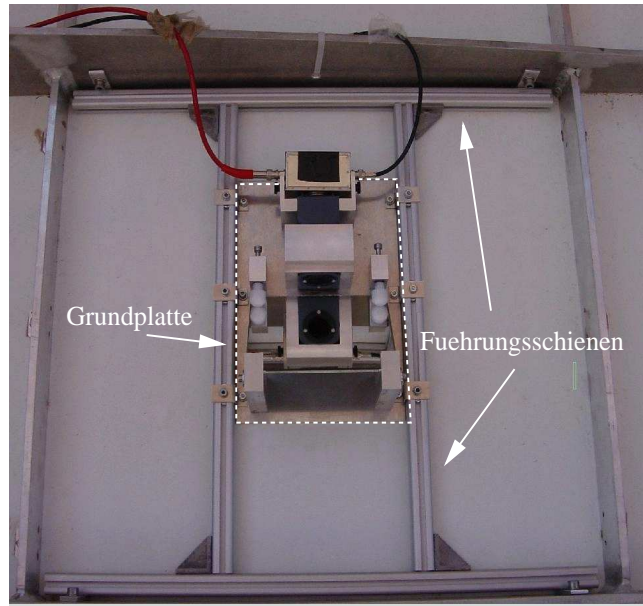


Abbildung 4.4: Das Bild zeigt Halterung für Photomultiplier und Umlenkspiegel in der Mitte des Kameradeckels.

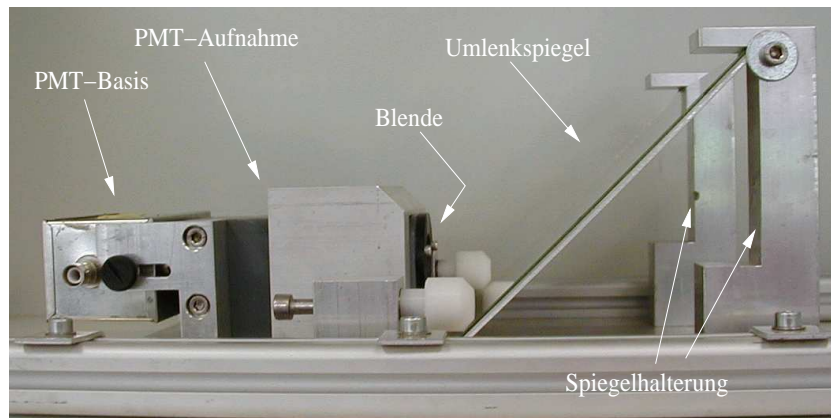


Abbildung 4.5: Das Bild zeigt eine Seitenaufnahme der auf den Kameradeckel aufgesetzten Grundplatte mit den Halterungen für den Photomultiplier und den Umlenkspiegel.



Um zu erreichen, daß ein längs der optischen Achse einfallender Lichtstrahl ins Zentrum der Blendenöffnung des PMT's fällt, wurde die Grundplatte manuell auf dem Kameradeckel ausgerichtet. Anhand der Positionen von Leuchtdioden im Kameradeckel, die zu Kalibrationszwecken bei H.E.S.S. verwendet werden und deren Abstände zum Auftreffpunkt der optischen Achse auf dem Deckel bekannt sind, wurde die korrekte Position der Trägerplatte auf dem Deckel mit einem Maßband bestimmt. Die Grundplatte wurde dann in ihren Führungsschienen (Abb. 4.4) solange verschoben, bis durch Vergleich mit den Referenzabständen eine Position erreicht wurde, die das gewünschte Resultat sicherstellen sollte.

Die Überprüfung der Ausrichtung mittels sogenannter Driftscans und Elevation-Azimuth-Scans über Soll-Positionen von Sternen wird in Kapitel 4.5.1 beschrieben.

Die Verkabelung für den Photomultiplier wurde längs der Kameramasten des Teleskops zum Elektronikcontainer an der Teleskopbasis geführt, in dem das im Experiment verwendete Elektronik-Rack untergebracht war (Abb. 4.6).

Eine Beschreibung der darin eingesetzten Module erfolgt in den nächsten Abschnitten, nach der Beschreibung des verwendeten Photomultipliers.

## 4.2.2 Photoelektronenvervielfacher

Bei dem im Experiment verwendeten Photomultiplier handelt es sich um den Typ XP2960 der Firma Photonis, der auch in der H.E.S.S.-Kamera Verwendung findet. Im Gegensatz zur Kamera wurde hier jedoch ein passiver Spannungsteiler als PMT-Basis verwendet, der auf die Anschlußpins des PMT's aufgesteckt wurde (Abb. 4.7, 4.8).

Technische Spezifikationen des XP2960 Photomultipliers, wie vom Hersteller angegeben ([28]):

- Photokathodendurchmesser 23mm
- 8 CuBe Dynoden
- spektrale Empfindlichkeit zwischen 270 - 650 nm (Vgl. Abb. 4.19 sowie [18])
- maximale Empfindlichkeit bei 420 nm (Vgl. Abb. 4.19 sowie [18])

Zu Kalibrationszwecken für die Analyse der in Nambia genommenen Daten wurden im Labor charakteristische Größen des PMT's bestimmt ([20],[25]). Es wurden Messungen zur Bestimmung

- des Faktors der Photoelektronenvervielfachung (Verstärkung, engl. Gain) bei 1200 Volt Hochspannung,

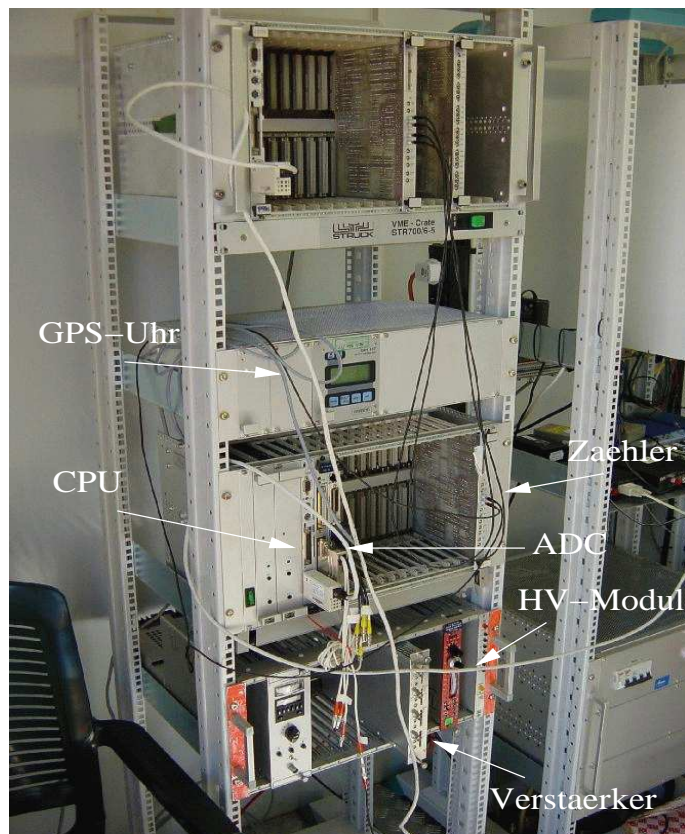


Abbildung 4.6: Das Bild zeigt das Rack im Elektronikcontainer des Teleskops, in das die Elektronikmodule in NIM- und VME Crates eingesetzt sind (Vgl. Abb. 4.2).

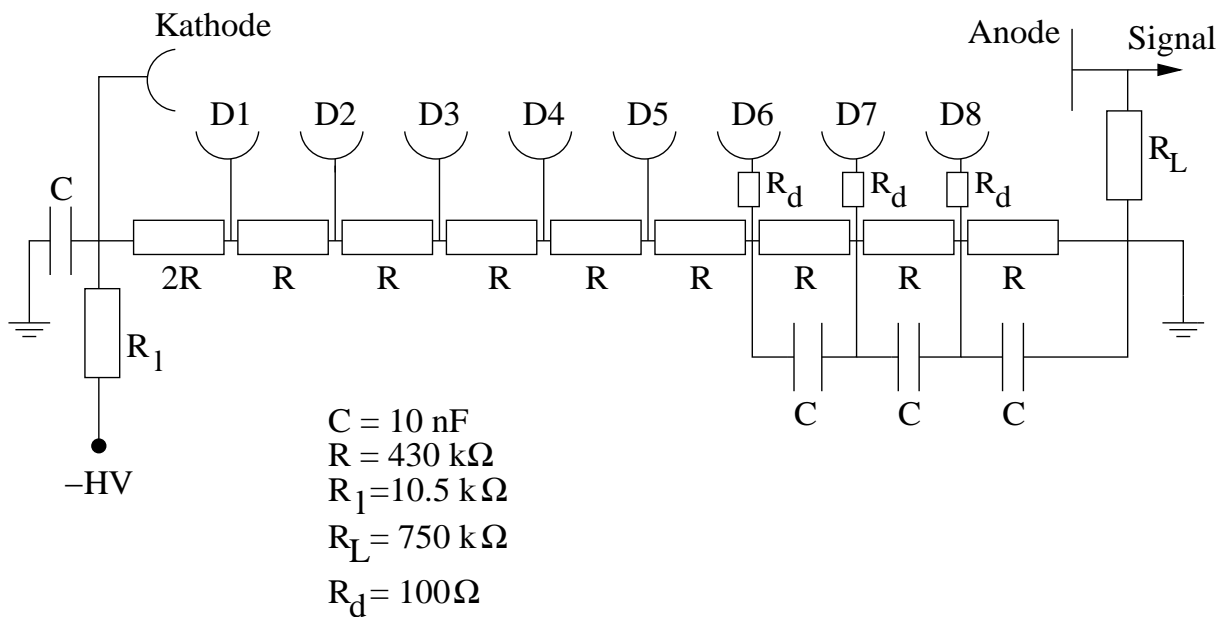


Abbildung 4.7: Beschaltung des Spannungsteilers. HV ist die negative Hochspannung, die an der Kathode anliegt. Im Experiment betrug ihr Wert 1200 Volt.

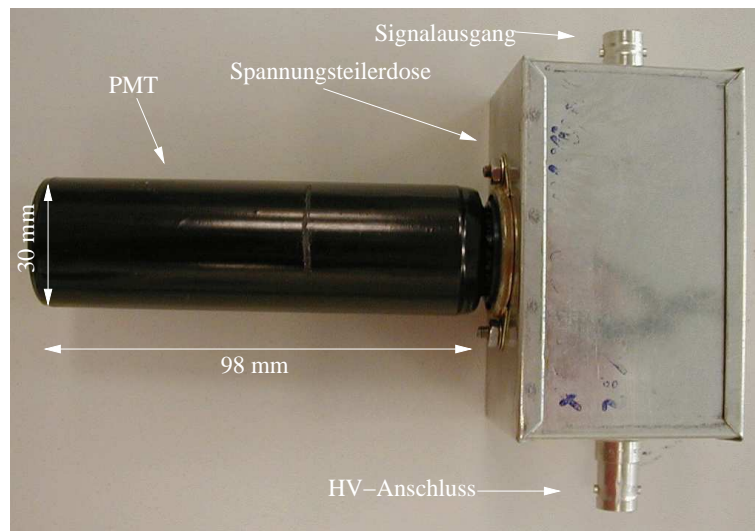


Abbildung 4.8: Der auf die Basis aufgesteckte Photomultiplier.

- der Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge des auftreffenden Lichts
- sowie der Sammeleffizienz ebenfalls als Funktion der Wellenlänge

durchgeführt. Ihre Ausführung und Ergebnisse werden im Folgenden besprochen (s. auch [25]).

## Verstärkung

Bei der hier gemessenen Gesamt-Verstärkung  $V$  handelt es sich um den Faktor der Elektronenvervielfachung des Photomultipliers von der ersten Dynode bis zur Anode definiert durch:

$$V = \frac{\# \text{ der an der Anode ankommenden Elektronen}}{\# \text{ der auf die erste Dynode treffenden Photoelektronen}} \quad (4.1)$$

Die Messung dieser Größe erfordert zwei Schritte:

1. Die Messung eines Einzel-Photoelektron Spektrums, d.h. die Amplitudenverteilung der durch einzelne Photoelektronen erzeugten Ladungspulse, und
2. die Ladungseichung des dafür verwendeten Analog-zu-Digital Konverters (ADC), in diesem Fall ein Modul mit einer Auflösung von 13bit,

um danach die Verstärkung mit folgender Formel zu berechnen zu können:

$$V = \frac{ADC_{single} \cdot Q}{ADC_Q \cdot e} \quad (4.2)$$

In dieser Gleichung ist  $ADC_{single}$  die Position des Maximums der Einzelelektronenverteilung in ADC-Einheiten,  $Q$  die bei der Ladungseichung injizierte Ladung,  $ADC_Q$  das Maximum der zugehörigen ADC-Verteilung ebenfalls in ADC-Einheiten und  $e$  die Elementarladung.

Zur Messung des Einzelelektronen-Spektrums wurde der in Abb 4.9 dargestellte Aufbau verwendet, der folgende Anforderungen berücksichtigen mußte:

- Der mittlere zeitliche Abstand zwischen Einzelelektronenpulsen aus dem PMT muß deutlich größer als die Dauer eines Ausgangspulses am Ende der Verstärkerkette sein. Damit soll sichergestellt werden, daß Ausgangspulse, die durch Einzelelektronenpulse erzeugt werden, nicht durch folgende Ausgangspulse überlagert werden. Um dies zu erreichen, muß die Beleuchtungsstärke der Photokathode sehr gering sein.

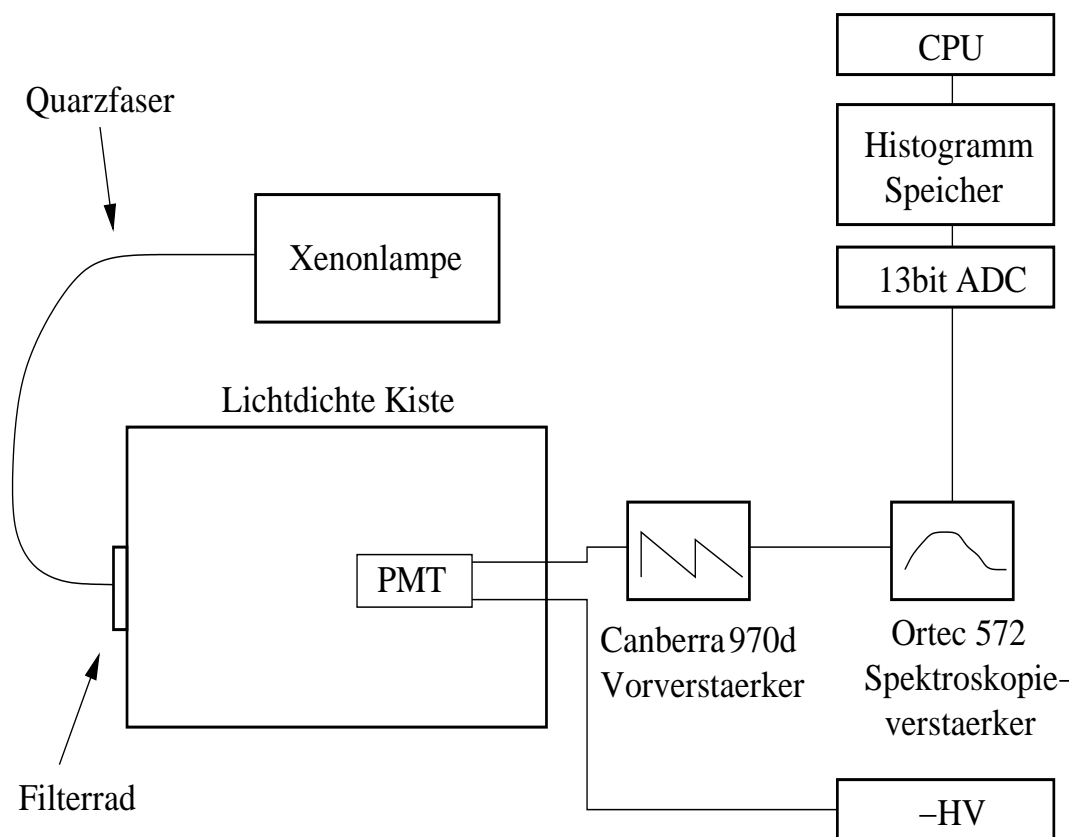


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Bestimmung des Einzelelektronen-Spektrums.

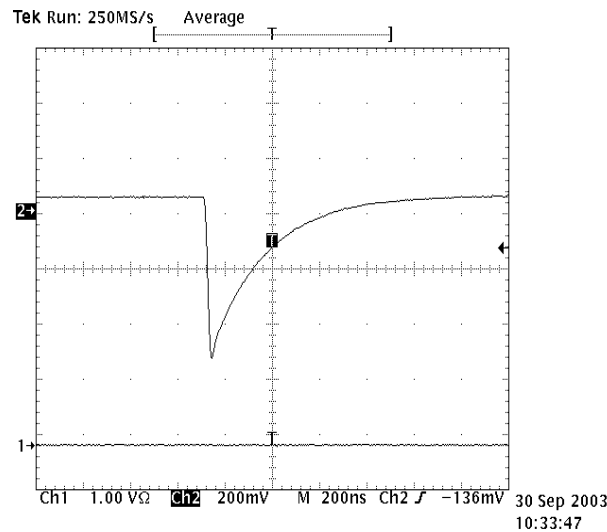


Abbildung 4.10: Typisches Ausgangssignal des Canberra 970d Vorverstärkers.

- Eine rauscharme Vorverstärkung der Pulse aus dem Photomultiplier ist notwendig um die Einzelelektronenpulse, die nur knapp über dem Rauschen liegen, vom Rauschpeak zu trennen.

Die Beleuchtung des PMT's erfolgt bei dieser Messung mit dem Licht einer Xenon-Lampe, welches über eine Quarzfasern in eine lichtdichte Kiste eingekoppelt wird. Die Lichtintensität in der Kiste wird durch ein Graufilterrad eingestellt, das eine kontinuierliche Abschwächung um bis zu einem Faktor tausend ermöglicht und welches über einen seriellen Anschluß per Software angesteuert wird.

Die Pulsamplitudenmessung wird durch eine Ausleseketten, bestehend aus einem Vorverstärker (Canberra, Typ 970d), einem Spektroskopie-Verstärker (Ortec, Typ 572), sowie einem 13bit ADC mit Histogrammspeicher realisiert. Um das Rauschen des Vorverstärkers, das mit der Eingangskapazität anwächst, gering zu halten, wurde die Länge des Kabels zwischen PMT und Verstärker möglichst kurz gehalten. Ein typisches Ausgangssignal des Vorverstärkers zeigt Abbildung 4.10.

Das Ausgangssignal muß

1. invertiert werden, da der ADC ein positives Eingangssignal benötigt,
2. weiter linear verstärkt werden, um das Einzelelektronenspektrum aufzulösen und
3. auf eine Dauer länger als 500 ns ausgedehnt werden, um zu garantieren,

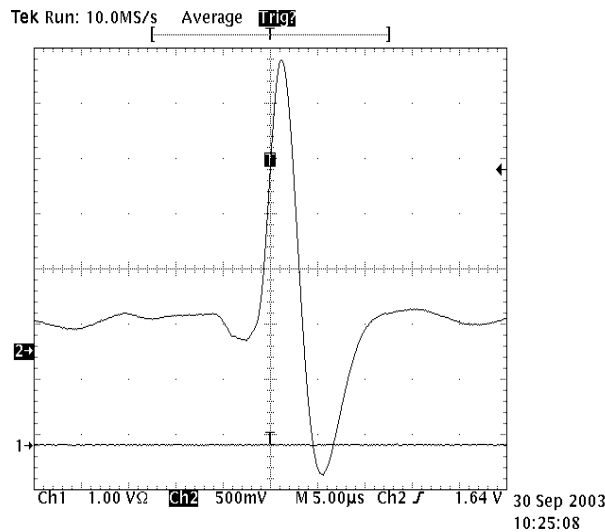


Abbildung 4.11: Typisches Ausgangssignal des Ortec 572 Verstärkers.

daß der im 'Peak-Detect'-Modus freilaufende, spannungsempfindliche ADC das Maximum des Pulses digitalisiert, das proportional zur Ladung des Anodenpulses ist.

Diese Anforderungen wurden mit dem Ortec Verstärker erfüllt, dessen Einstellungen solange variiert wurden, bis ein optimales Signal/Rausch - Verhältnis für das Einzelelektronenspektrum erreicht wurde. In Abbildung 4.11 ist ein typisches Ausgangssignal dieses Spektroskopie-Verstärkers dargestellt. Dieses Ausgangssignal wird zum 13bit ADC geführt, der im hier verwendeten 'Peak-Detect'-Modus selbständig das Maximum eines Eingangspulses, der die eingestellte untere Triggerschwelle überschritten hat, sucht, digitalisiert und in einem nachgeschalteten Histogrammspeicher ablegt. Nach jeder Messung wird dann dieser Speicher per Software ausgelesen.

Zur Bestimmung der Position des Maximums in der Einzelelektronenverteilung wurden mehrere Messungen mit Beleuchtung des Photomultipliers und angeschalteter Hochspannung vorgenommen. Es wurden ebenfalls mehrere Messungen mit abgeschalteter Hochspannung zur genauen Bestimmung der Position des Maximums der Rauschverteilung durchgeführt. Die Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen typische Verteilungen für beide Fälle.

Die Lage der Maxima in den Histogrammen wurde durch Anpassen einer Gauß-Funktion an die Verteilungen bestimmt. Der für Gleichung 4.2 benötigte  $ADC_{single}$ -Wert ist gleich der Differenz zwischen der Position des Maximums der Einzelelektronenverteilung und der Position des Maximums der Rauschverteilung.

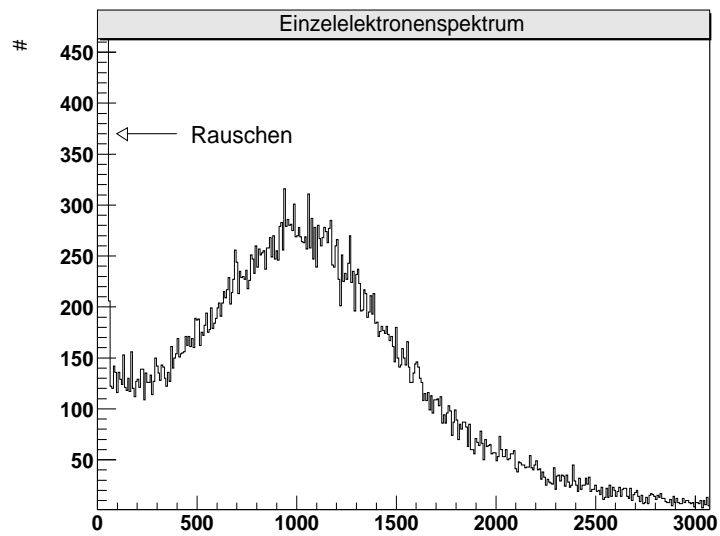


Abbildung 4.12: Einzelelektronenspektrum, die Rauschverteilung ist am linken Rand zu erkennen.

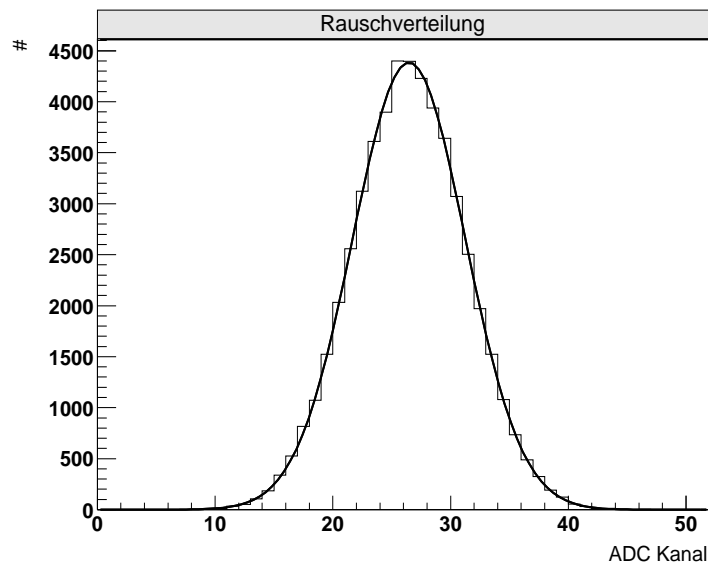


Abbildung 4.13: Verteilung des Rauschens mit Gauß-Näherungsfunktion. Die untere Triggerschwelle des ADC lag für diese, wie für die Messung der Einzelelektronenverteilung bei Kanal acht.



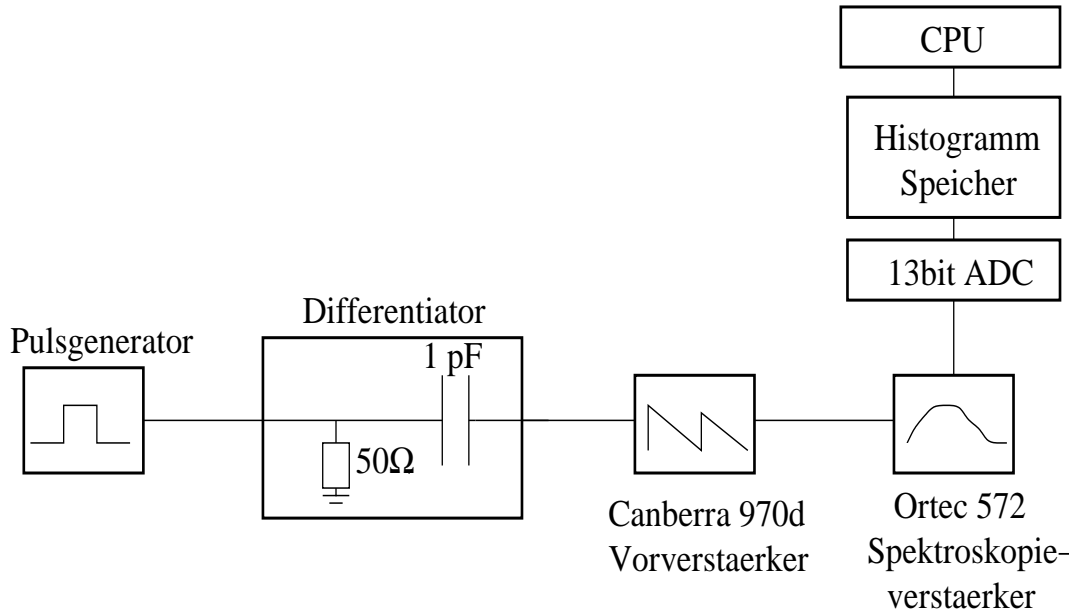


Abbildung 4.14: Schema des Aufbaus zur Ladungskalibration.

Die jetzt noch erforderliche Ladungseichung des 13bit ADC's wurde mit dem in Abbildung 4.14 gezeigten Aufbau durchgeführt.

Eine Testkapazität, deren Größe zu  $(1.0 \pm 0.1)$  pF bestimmt wurde, wird mit einer Rechteckspannung aus einem Pulsgenerator geladen und die Entladung dann in die gleiche Ausleseketten wie für die Aufnahme des Einzelelektronenspektrums geleitet, um die zugehörige ADC-Verteilung aufzunehmen. Dies wird für mehrere, verschieden große Spannungen wiederholt. Für jede Eingangsspannung  $U$  ist gemäß  $Q = C \cdot U$  die Ladung  $Q$  bekannt. Die Lage der Maxima in den ADC-Histogrammen wird wieder durch Anpassen von Gauß-Funktionen an die Verteilungen bestimmt. Die  $ADC_Q$ -Werte sind die um das Rauschen korrigierten Maximumpositionen. Auftragen der  $ADC_Q$ -Werte gegen die Ladung ergibt die Ladungseichungskurve des 13bit ADC's, die in Abbildung 4.15 zu sehen ist. Sie zeigt die Linearität des ADC's über den Amplitudenbereich der Eingangsspannungspulse.

Mit den nun bekannten Werten für  $ADC_{single}$ ,  $ADC_Q$  und  $Q$  läßt sich die Verstärkung nach Gleichung 4.2 berechnen. Es ergibt sich

$$V = (3.4 \pm 0.3) \cdot 10^5 \quad (4.3)$$

Der Fehler ist durch den Fehler auf die Größe der für die Ladungseichung verwendeten Testkapazität dominiert.

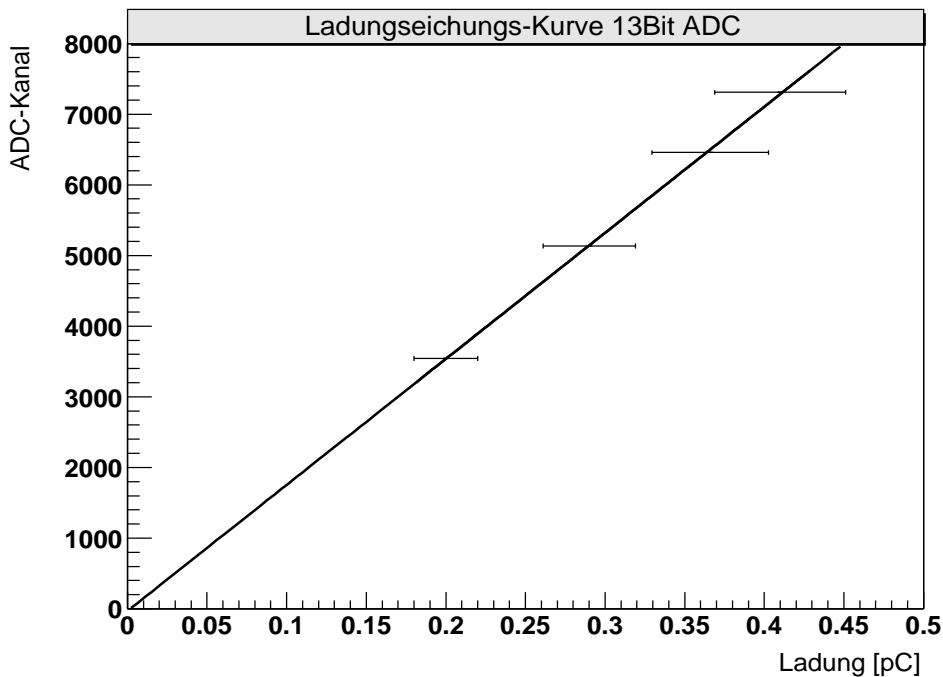


Abbildung 4.15: Ladungseichungskurve des 13bit ADC.

## Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz QE eines Photomultipliers als Funktion der Wellenlänge des auf die Photokathode auftreffenden Lichts ist definiert durch:

$$QE(\lambda) = \frac{\# \text{ der aus der Photokathode austretenden Photoelektronen}}{\# \text{ der diese Elektronen auslösenden Photonen mit Wellenlänge } \lambda} \quad (4.4)$$

Die Messung der QE wurde nach folgendem Meßprinzip durchgeführt. Der Photomultiplier wird mit einer Lichtleistung  $\Phi(\lambda)$  bekannter Wellenlänge  $\lambda$  bestrahlt. Die Lichtleistung wird mit einer geeichten Photodiode gemessen. Außerdem wird der Kathodenstrom  $I_K$  des PMT's registriert. Die Quanteneffizienz läßt sich dann berechnen gemäß:

$$QE(\lambda) = \frac{n_{pe}}{n_{ph}} = \frac{hc}{e} \cdot \frac{I_K}{\Phi(\lambda) \cdot \lambda} \quad (4.5)$$

In der Gleichung ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $e$  die Elementarladung.

Der Meßaufbau für diese Messung ist schematisch in Abbildung 4.16 dargestellt.

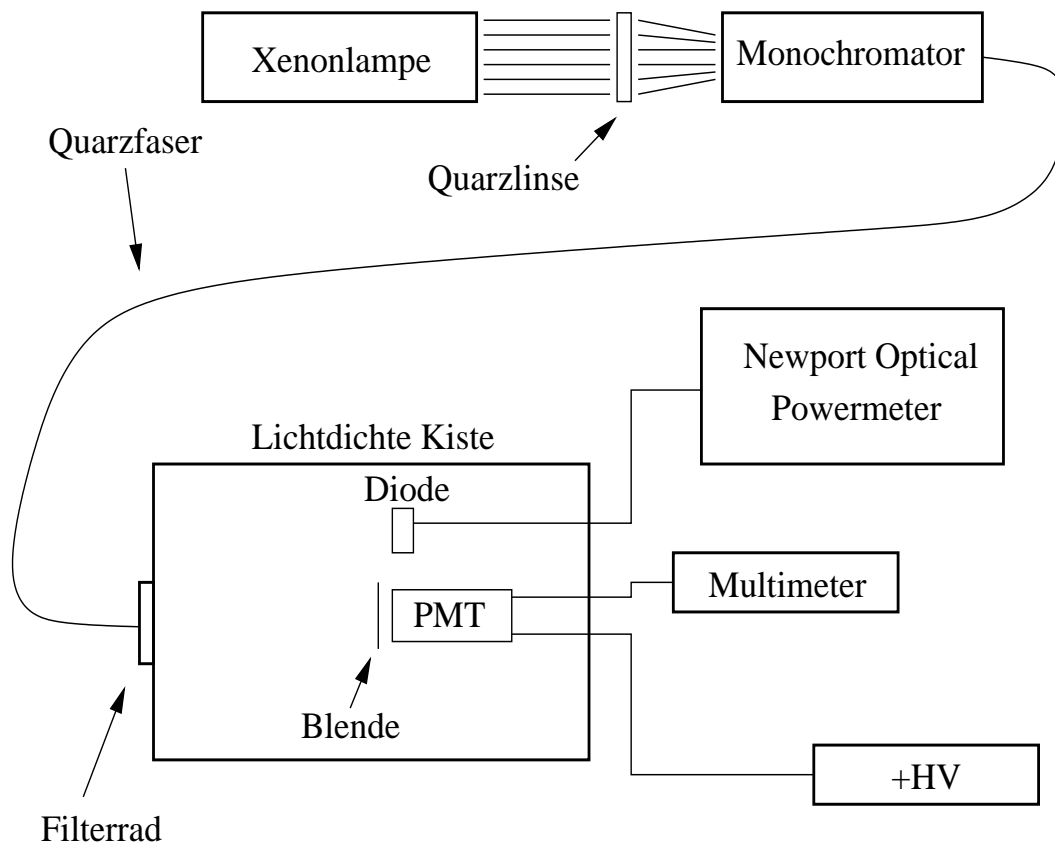


Abbildung 4.16: Meßaufbau zur Quanteneffizienzmessung.

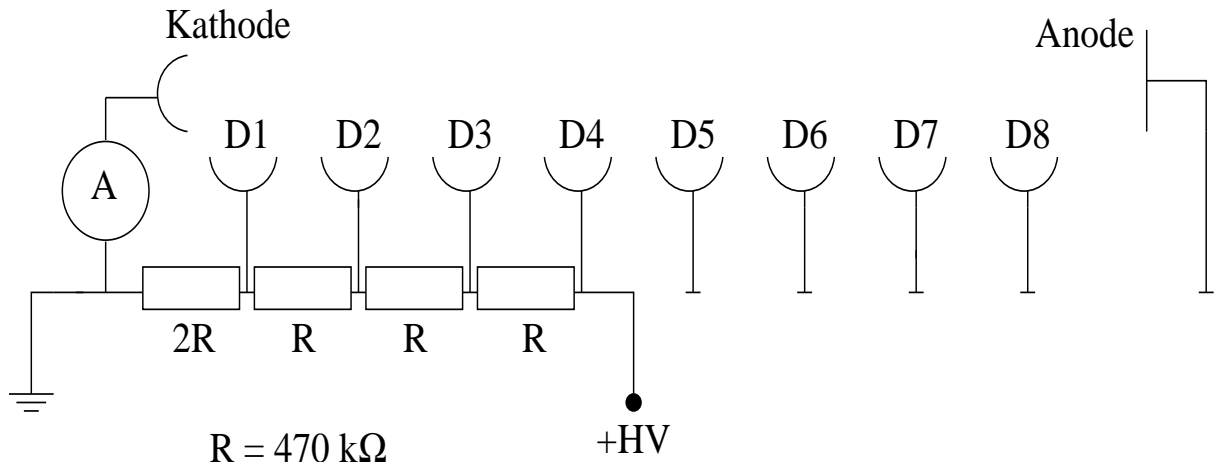


Abbildung 4.17: Beschaltung des Spannungsteilers zur QE-Messung. HV ist die positive Hochspannung, die an die vierte Dynode angelegt wurde. Ihr Wert betrug 400 Volt.

Das Licht der Xe-Lampe wurde auf die Eintrittsöffnung eines Monochromators (Modell CM112 der Firma CVI Instruments Division) fokussiert, an dem die gewünschte Wellenlänge eingestellt werden kann. Das monochromatisierte Licht wurde über eine Quarzfaser in eine lichtdichte Meßkiste geleitet.

Für das Wellenlängenintervall zwischen 250 und 640 nm wurde alle 10 nm eine Messung des Kathodenstroms mit einem Multimeter (Knick Nanoampèremeter), und der Lichtleistung mit der geeichten Diode (Newport 818-UV) und dem angeschlossenen Leistungsmeßgerät (Newport Powermeter 1830-C) durchgeführt. Die Meßwerte wurden von den Anzeigegeräten abgelesen. Für die Strommessung und die Leistungsmessung wurden der PMT bzw. die Diode jeweils in der gleichen Position in der Kiste aufgestellt, um eine Bestrahlung mit dem gleichen Lichtfeld sicherzustellen. Zwischen den einzelnen Messungen mit Beleuchtung wurden sowohl Dunkelstrom- (PMT-Hochspannung aus) als auch Dunkelleistungswerte (Filterrad in geschlossener Stellung und Monochromator-Eintritt abgedeckt) aufgenommen, die dann von den jeweiligen Beleuchtungsmeßwerten zur Korrektur abgezogen wurden. Da die Diode auf Lichtleistung pro Fläche geeicht ist, wurde vor dem PMT eine Blende angebracht, um die bestrahlte Fläche des PMT's der Größe des lichtempfindlichen Bereichs der Diode anzupassen.

Um den Kathodenstrom messen zu können, ist es notwendig, das Ampèremeter direkt an der Kathode des PMT anzuschließen und die Anode auf eine niedrige positive Hochspannung ( $\leq 400$  Volt) zu legen.

Dies wiederum macht eine spezielle Beschaltung des Spannungsteilers nötig, die in Abbildung 4.17 zu sehen ist. Um eine Entlastung der letzten Dynoden und der Anode zu erreichen wurden nur die ersten vier Dynoden beschaltet und die

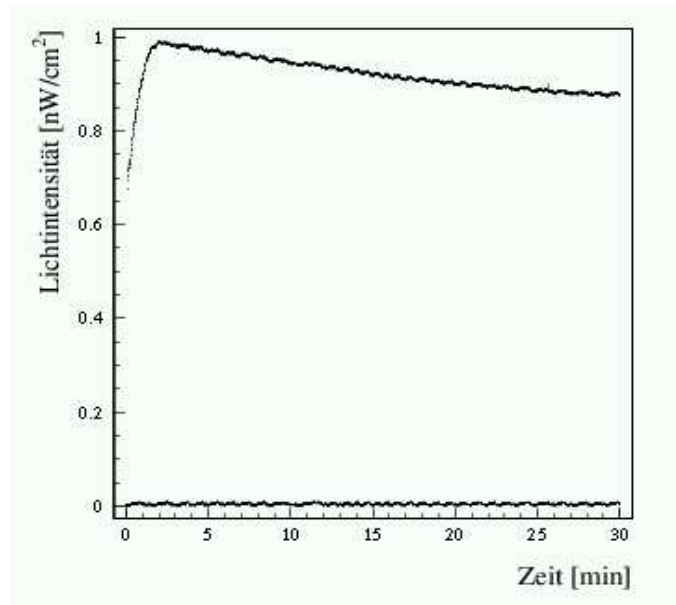


Abbildung 4.18: Aus [25]: Verlauf der Xe-Lampenintensität nach dem Einschalten. Die untere Kurve ist eine Dunkelmessung.

positive Hochspannung an die vierte Dynode gelegt.

Um einen Meßfehler durch die Veränderung der Intensität der Xenon-Lampe auszuschließen (Abb. 4.18) wurde die komplette Meßreihe erst nach einer Wartezeit von einer halben Stunde nach Einschalten der Lampe ausgeführt.

Um weitere systematische Fehler auszuschließen wurden einzelne Messungen mit einem anderen Strommeßgerät (Keithley 671) und mit veränderten Lichtintensitäten durchgeführt, die keine Abweichungen zeigten.

Die Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge ist in Abbildung 4.19 aufgetragen, die Tabelle der Meßwerte ist in Anhang B zu finden. Die Fehler der QE-Werte setzen sich folgendermaßen zusammen:

- Fehler auf den Stromwert. Er wurde so gewählt, daß er die maximale Schwankung des am Multimeter angezeigten Wertes darstellt.
- Fehler auf den Wert der Lichtleistung. Er wurde so gewählt, daß er die maximale Schwankung des am Powermeter angezeigten Wertes reflektiert.
- Fehler auf die Wellenlänge. Laut Hersteller des Monochromators kann die Wellenlänge auf 0.2 nm genau eingestellt werden.
- Fehler auf die Position der Detektoren in der Kiste. Ein nicht zu vermeiden-

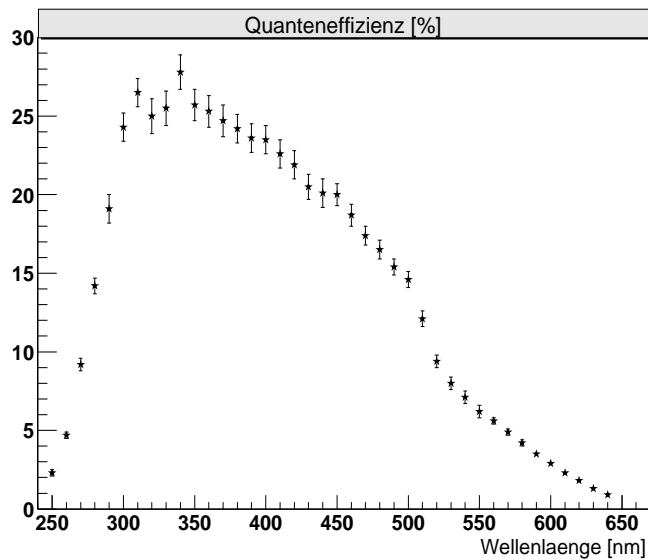


Abbildung 4.19: Quanteneffizienz in % als Funktion der Wellenlänge (Vgl. [18]).

der Unterschied in der Positionierung von PMT und Diode für die jeweiligen Messungen wird mit einem zusätzlichen Fehler von  $\pm 3\%$  berücksichtigt.

### Sammeleffizienz

Die Sammeleffizienz CE eines Photomultipliers ist definiert durch:

$$CE(\lambda) = \frac{\# \text{ der auf die erste Dynode auftreffenden Photoelektronen}}{\# \text{ der aus der Photokathode austretenden Photoelektronen}} \quad (4.6)$$

Sie kann von der Wellenlänge abhängig sein, da die kinetische Energie der Photoelektronen, die aus der Photokathode austreten, mit der Photonenenergie wächst. Eine hohe kinetische Energie kann dazu führen, daß die fokussierenden elektrischen Felder der Elektronenoptik nicht stark genug sind, alle primären Photoelektronen auf die erste Dynode zu führen.

Der Meßaufbau und die Meßdurchführung für die Sammeleffizienz unterscheiden sich nicht von denen der Quanteneffizienz (Abb. 4.16), außer daß hier der Anodenstrom des Photomultipliers gemessen wird. Es wird der normale Spannungsteiler (Abb. 4.7) verwendet, an dessen Kathode eine negative Hochspannung von 1200 Volt angelegt wird.

Man misst für jede Wellenlänge die Lichtleistung mit der geeichten Diode und

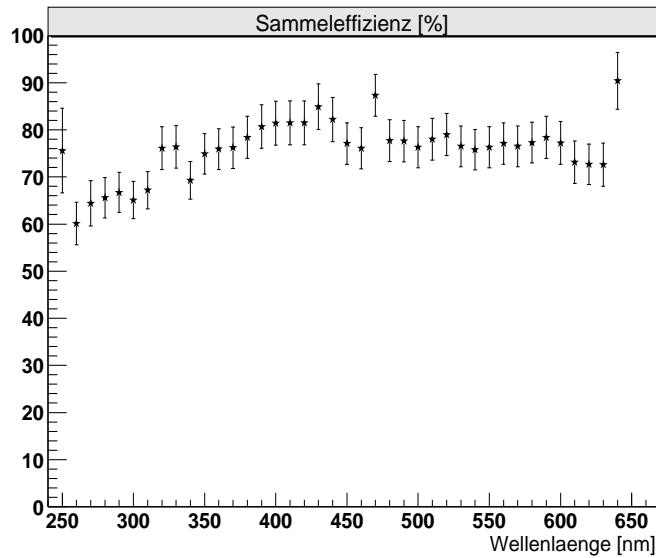


Abbildung 4.20: Sammeleffizienz in % als Funktion der Wellenlänge (Vgl. [18]).

den Anodenstrom mit dem Ampèremeter. Da die Verstärkung und die Quanteneffizienz bekannt sind, kann die Sammeleffizienz nach Formel 4.7 berechnet werden:

$$CE(\lambda) = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{QE(\lambda) \cdot \text{Verstärkung}} \cdot \frac{I_A}{\Phi(\lambda) \cdot \lambda} \quad (4.7)$$

Die Sammeleffizienz als Funktion der Wellenlänge ist in in Abbildung 4.20 aufgetragen, die Tabelle der Meßwerte ist in Anhang B zu finden. Der Fehler für jeden Meßpunkt setzt sich zusammen aus den Ablesefehlern der Meßgeräte, sowie dem Fehler auf die Wellenlänge und die Detektorpositionen (s.o.). Zusätzlich wurde der Fehler der Verstärkung und der Fehler auf jeden zugehörigen QE Meßpunkt eingerechnet. Dominierend für den Gesamtfehler ist der Fehler der Verstärkung (Gl. 4.3).

Mit den nun bekannten Werten für Quanten-, Sammeleffizienz und Verstärkung läßt sich aus einem gemessenen Anodenstrom auf eine Anzahl Photonen zurückschließen, die mit für den PMT registrierbaren Wellenlängen auf die Photokathode getroffen sind.

### 4.2.3 Pulsformender Verstärker

Der verwendete Verstärker ist von der Elektronikwerkstatt des Max-Planck-Instituts hergestellt. Ursprünglich war er ein Prototypmodell des Typs Genius-Shaper V  $\beta$  2.0, das für spektroskopische Zwecke gedacht war. Der Verstärker hat vier voneinander unabhängige Kanäle, von denen im Experiment nur einer verwendet wurde.

Das Eingangssignal, kurze Photoelektronenpulse aus dem Photomultiplier, wird durch die Verwendung von Integriergliedern in einen Spannungspuls umgeformt (Abb. 4.21). Ein solcher pulsformender Verstärker hat daher auch die englische Bezeichnung Shaping-Amplifier, oder kurz Shaper. Die Amplitude des Spannungspulses ist proportional zur Ladung der Photoelektronenpulse, die innerhalb der Integrationszeit ankommen. Letztere wurde so gewählt, daß der Spannungspuls zeitlich lang genug wird, um mehrfach vom ADC abgetastet zu werden. Da das Eingangssignal des Verstärkers aus vielen einzelnen Photoelektronenpulsen besteht, die kontinuierlich eintreffen, deren mittlerer zeitlicher Abstand aber viel kleiner als die Integrationszeit ist, besteht das Ausgangssignal aus einer Überlagerung von vielen Spannungspulsen. Man erhält ein mittleres Ausgangsspannungsniveau, dessen Schwankungen auf Fluktuationen in der Anzahl ankommender Photoelektronenpulse beruhen.

Jeder Kanal des Shapers besteht aus einem Eingangsverstärker, einem frei beschaltbaren Shaping-Netzwerk, sowie zwei Ausgangsverstärker-Stufen, deren Nullpunktabweichung (engl. Offset) getrennt einstellbar ist. Der Gesamtoffset hängt somit von beiden Einstellungen ab. Das Ausgangssignal kann entweder direkt hinter der ersten Stufe oder erst nach Durchlaufen beider Stufen abgegriffen werden. Abbildung 4.22 zeigt schematisch die einzelnen Stufen des Shapers sowie den Weg des Eingangssignals.

Nach Durchlaufen der Eingangsstufe und des Shaping-Teils wurde das Signal in die Ausgangsstufe A geleitet. Der Jumper 1 hinter dieser Stufe war so gesetzt, daß das Signal danach in die Ausgangsstufe B gelangte, und das Signal aus dieser Stufe dann als Eingangssignal für den nachgeschalteten 16bit ADC diente.

Das Shaping Netzwerk wurde wie in Abbildung 4.23 dargestellt mit zwei aufeinanderfolgenden Integratoren beschaltet. Die Wahl der Werte für die Widerstände und Kondensatoren und somit der Shapingzeit erfolgte unter Berücksichtigung der theoretisch maximalen Abtastrate des 16bit ADC von 23.1 kHz (Abschnitt 4.2.4). Für den Ersatz-ADC wurde die gleiche Beschaltung vorgesehen.

Für jeden Tiefpass alleine erhält man gemäß  $\tau = R \cdot C$  Shapingzeiten von  $\tau_1 = 44\mu s$ , und  $\tau_2 = 36\mu s$ . Die gesamte Shapingzeit des Netzwerks kann aus der Shaper-Ausgangsfunktion bestimmt werden. Die Ausgangsfunktion wurde gemessen, indem der Shaper einen zeitlich gegen  $\tau_1$  bzw.  $\tau_2$  kurzen Puls als Eingangssignal bekam und das Ausgangssignal am Oszilloskop betrachtet wurde (Abb. 4.21).



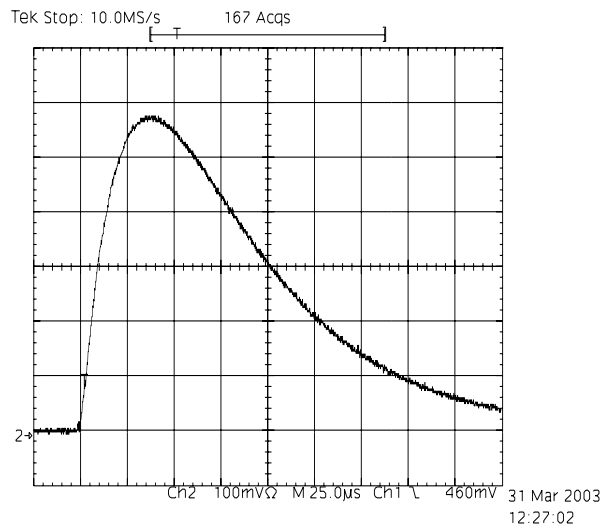


Abbildung 4.21: Shaper Antwortpuls auf einen kurzen Eingangspuls.

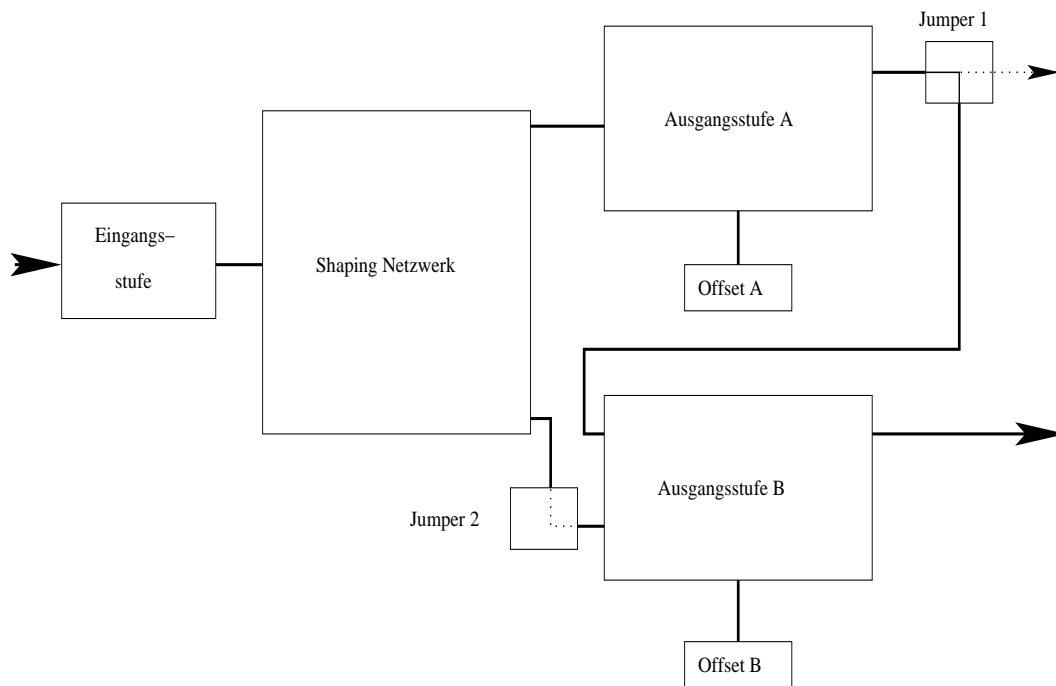


Abbildung 4.22: Schematische Darstellung des Shaper-Aufbaus.

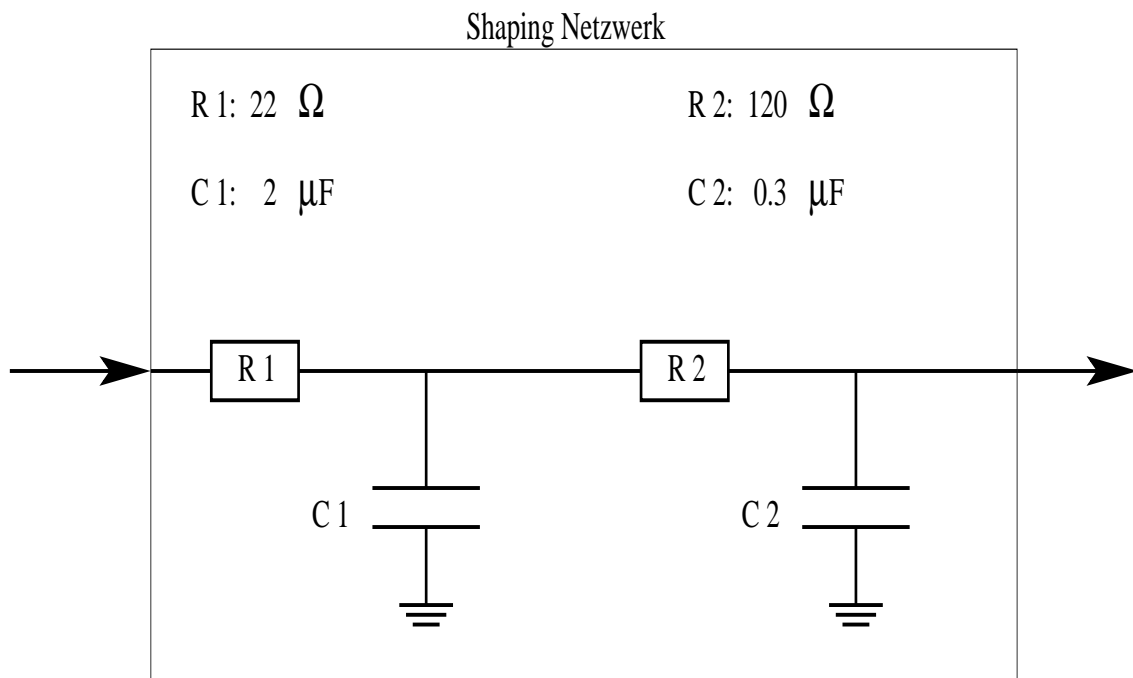


Abbildung 4.23: Shaping-Netzwerk Beschaltung

Die an ihr ausgemessene Anstiegszeit  $\tau$  zwischen Nulllinie und Maximum ist etwa  $40\mu\text{s}$ , die Zeit zwischen den beiden Punkten, an denen 10 % des Maximalwerts erreicht werden beträgt jedoch schon etwa  $180\mu\text{s}$ .

Der Offsetwert des Verstärkers ist empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen und war bei den Messungen im Labor und in Namibia selbst über kurze Zeit nicht konstant. Abbildung 4.24 zeigt am Beispiel einer 60 Sekunden langen Datennahme mit abgeschalteter PMT-Hochspannung die Variabilität des Verstärker-Offsetsignals. Aufgetragen sind die ADC-Werte, die man bei Abtastung des Offsetsignals erhält, gegen die Dauer der Messung. Die Schwankungen fielen unterschiedlich groß aus und gingen sowohl zu höheren als auch zu niedrigeren Werten. Obwohl die Schwankungen in der Größenordnung des zu erwartenden Pulsarsignals liegen, haben sie keine Auswirkungen für die mögliche Erstellung einer Lichtkurve. Das Pulsarsignal ist auf einer Zeitskala von Millisekunden variabel. Auf dieser Zeitskala ist die Schwankung des Offsetwertes vernachlässigbar.

Abbildung 4.25 vermittelt einen Eindruck über den Drift des Offsets während der neuntägigen Messungen in Namibia. Die Zeit zwischen zwei Offsetmessungen an einem Beobachtungstag betrug im Mittel etwa fünf Minuten, die typische Messdauer zehn Sekunden.

Die aufgetragenen Werte sind die mittleren ADC-Werte der Offsetmessungen, ihre

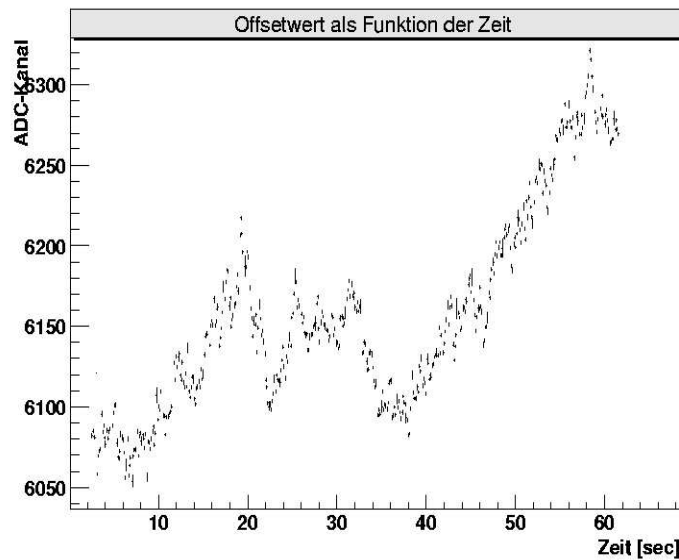


Abbildung 4.24: Beispiel für Offsetdrift während 60 Sekunden.

unterschiedlich großen Fehler geben einen Anhaltspunkt dafür, daß die Schwankungen während der kurzen Zeit einer Offsetdatennahme nicht immer gleich groß waren. Neben den teilweise starken Schwankungen zwischen zwei einzelnen Messungen eines Tages ist eine Tendenz zu höheren Werten im Verlauf der ersten sechs Tage erkennbar. Vor Beginn der Messungen am 29.1. wurde der Offset manuell nach unten korrigiert.

Als eine mögliche Erklärung dieses veränderlichen Offsetwertes kommt auf Zeitskalen bis zu einigen Stunden eine Beeinflussung der Verstärkerelektronik durch Temperaturschwankungen in Frage. Für die langfristige Veränderlichkeit über mehrere Tage kann eine mechanische Relaxation der Potentiometer, die zur Einstellung des Offsets dienen, als Erklärung herangezogen werden.

#### 4.2.4 Analog-zu-Digital Wandler (ADC)

Der 16bit VMEbus ADC des Typs XVME-545 der Firma XYCOM, Inc. hat folgende wichtige Eigenschaften ([41]):

- Auflösung 16bit
- Linearität  $\pm 0.003\%$

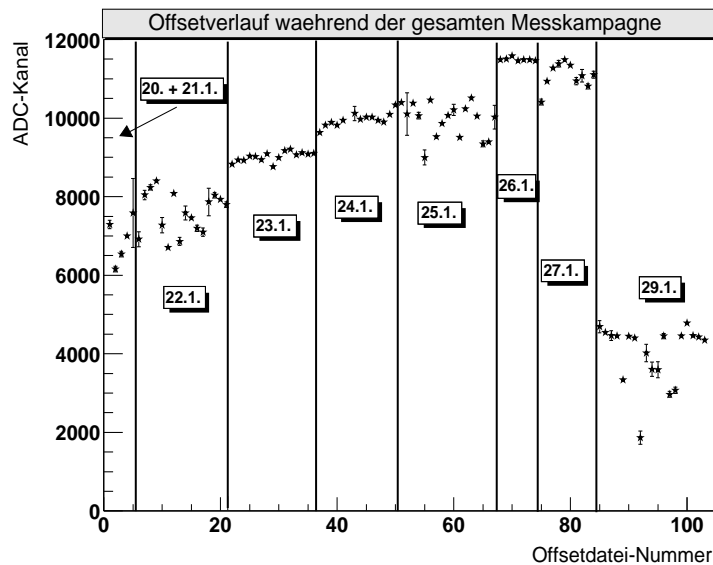


Abbildung 4.25: Mittlerer Offsetwert für jeden Offset-Datensatz, der aufgenommen wurde. Die Tage, an denen die Datensätze aufgezeichnet wurden, sind durch die vertikalen Linien voneinander getrennt und gekennzeichnet.

- programmierbare Verstärkungsfaktoren für jeden analogen Eingang : Verstärkung = 1, 10, 100 fach
- zulässige unipolare Eingangsspannung (im Fall Verstärkung=1) : 0-5 V, 0-10 V
- maximale Abtastrate : 24.7kHz (Verstärkung=1), 23.1kHz (Verstärkung=10, 100)

Verwendet wurde ein Auslesemodus, bei dem auf einem Eingangskanal wiederholte Analog-zu-Digital Umwandlungen mit maximaler Abtastrate ausgeführt wurden. Dieser Eingangskanal wurde durch die Wahl des Verstärkungsfaktors 10 so programmiert, daß er Eingangsspannungen von 0-1 V akzeptierte.

Die maximale Abtastrate von 23.1 kHz, entsprechend einer A/D Umwandlung alle  $43.3\mu s$ , stimmt etwa mit der Anstiegszeit des Shaper-Ausgangssignals von  $40\mu s$  überein. Über die gesamte Länge des Ausgangssignals von etwa  $180\mu s$  verteilt werden im Mittel etwa vier ADC-Werte genommen. Diese Überabtastung (engl. oversampling) führt zu einer besseren Amplitudenauflösung, aber auch zu einer systematischen Korrelation der Meßwerte. Sie muß in der Analyse berücksichtigt werden.

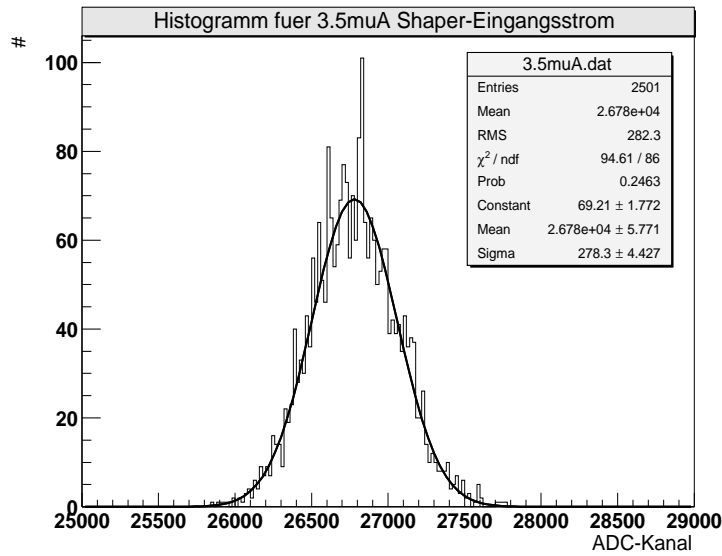


Abbildung 4.26: ADC Histogramm für einen Shaper-Eingangsstrom von  $3.5\mu\text{A}$  mit Gaußnäherung.

### Kalibration der Shaper-ADC Kette

Um den Konversionsfaktor  $K$  zwischen dem Anodenstrom des Photomultipliers und den aufgenommenen Meßwerten in ADC-Einheiten zu erhalten, muß die Shaper-ADC Kette mit einem definierten Eingangssignal kalibriert werden.

Dazu werden verschiedene Gleichströme bekannter Größe in den Shaper geleitet und dessen Ausgangssignal mit dem ADC ausgelesen, wie es auch im Experiment der Fall war. Für jeden Gleichstrom erhält man dann ein ADC-Histogramm (Abb. 4.26), dessen Mittelwert durch Anpassen einer Gaußnäherung bestimmt wird. Neben den Gleichstromhistogrammen werden auch Offsethistogramme erstellt (Abb. 4.27), deren Mittelwert als Korrekturfaktor vom Mittelwert der Gleichstromverteilung abgezogen werden muß.

Aus der Auftragung der Ströme gegen den offsetkorrigierten Mittelwert der Gleichstromverteilungen erhält man den gesuchten Konversionsfaktor. Die Steigung der Kennlinie in Abbildung 4.28 stellt den Umrechnungsfaktor zwischen PMT-Strom und ADC-Kanal dar, der auch den Verstärkungsfaktor des Shapers beinhaltet.

$$K = (1.368 \pm 0.003) \cdot 10^{-10} \frac{\text{A}}{\text{ADC}} \quad (4.8)$$

Dieser Konversionsfaktor ermöglicht es nun, zusammen mit den Werten für die Effizienzen und die Verstärkung des Photomultipliers, aus gemessenen ADC-Werten

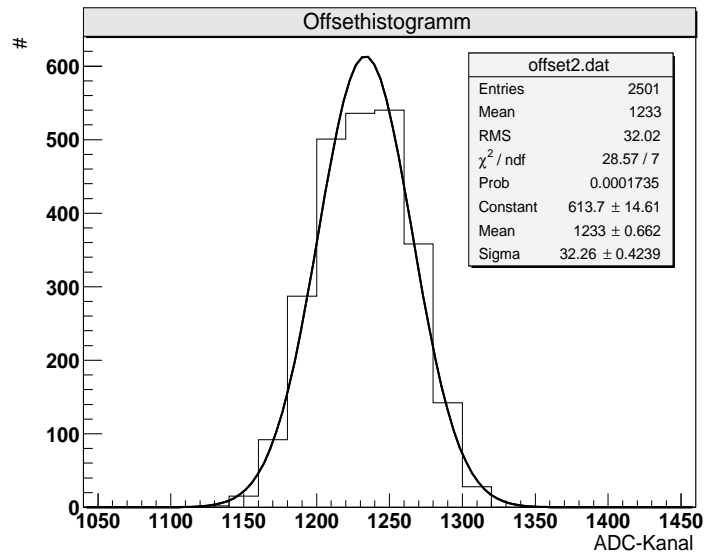


Abbildung 4.27: Offsethistogramm mit Gaußnäherung.

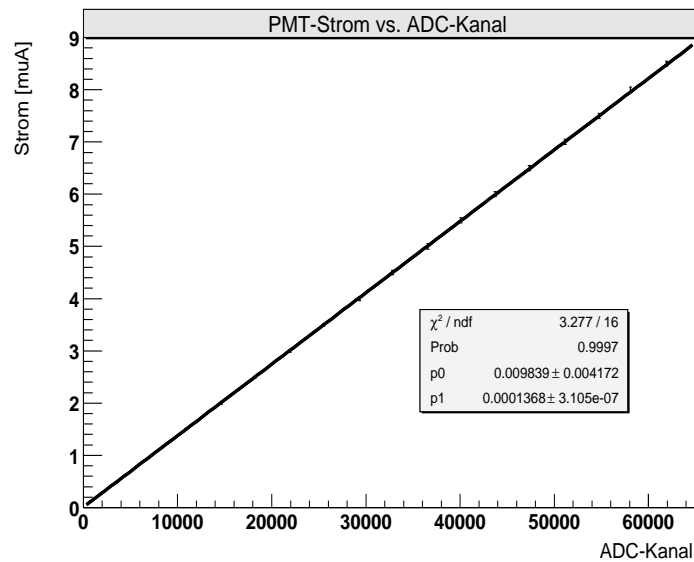


Abbildung 4.28: Shaper-ADC Kalibrationskennlinie. Sie zeigt auch die Linearität des 16bit ADC's über die eingestellte Eingangsspannung von 0-1 V.

auf eine Anzahl Photoelektronen bzw. sogar Photonen zurückzuschließen.

## Das Ersatzmodul

Aus Redundanzgründen wurde ein zweiter ADC für die Verwendung vorbereitet. Dabei handelt es sich um einen 14bit Flash ADC, Modell VTR 2536-T-512K, der Firma Hytec Electronics Ltd. mit folgenden Eigenschaften:

- Auflösung 14bit
- Linearität  $\pm 0.01$  %
- zulässige unipolare Eingangsspannung: 0-2 V

Es wurde ein Auslesemodus vorgesehen, bei dem die Datennahme eines ADC-Wertes durch Software gesteuert wird. Ein Eingangskanal, der auf eine Eingangsspannung von 0-2 V eingestellt ist, wird dabei wiederholt ausgelesen. Durch diese softwarekontrollierte Datennahme erhält man eine Analog-zu-Digital Umwandlung etwa alle  $22\text{ms}$ , was einer Abtastrate von etwa 45 kHz entspricht. Das Ausgangssignal des Shapers wird auch mit diesem ADC mehrmals abgetastet. Abbildung 4.29 zeigt die Kalibrationskennlinie für den Shaper und den Flash ADC. Aus ihr erhält man den Konversionsfaktor:

$$K_{Flash} = (1.104 \pm 0.005) \cdot 10^{-9} \frac{A}{ADC} \quad (4.9)$$

### 4.2.5 GPS-Uhr

Das verwendete Zeitnahmesystem besteht aus einer Satellitenfunkuhr des Typs GPS167 der Firma Meinberg ([26]). Mit der von der Uhr bereitgestellten GPS-Systemzeit soll jedem ADC-Meßwert ein exakter Meßzeitpunkt zugeordnet werden.

Das Global Positioning System (GPS) ist ein satellitengestütztes System zur Radioortung, Navigation und Zeitübertragung, das vom Verteidigungsministerium der USA entwickelt wurde. Das Prinzip der Orts- und Zeitbestimmung mit Hilfe eines GPS-Empfängers beruht auf einer möglichst genauen Messung der Signallaufzeit von den einzelnen Satelliten zum Empfänger. 21 aktive GPS-Satelliten umkreisen die Erde auf sechs Orbitalbahnen in 20000 km Höhe einmal in ca. 12 Stunden, wodurch sichergestellt wird, daß zu jeder Zeit an jedem Punkt der Erde

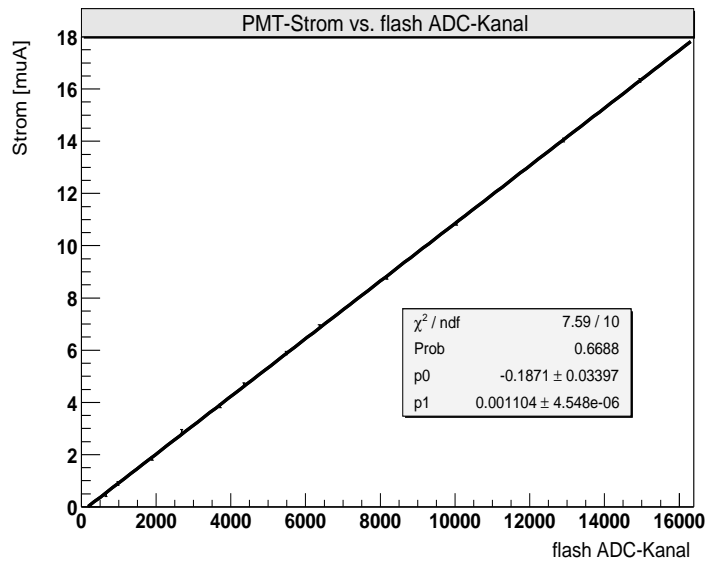


Abbildung 4.29: Shaper-ADC Kalibrationskennlinie für den Flash ADC. Sie zeigt auch die Linearität des Flash ADC's über die eingestellte Eingangsspannungsbandbreite von 0-2 V.

mindestens vier Satelliten in Sicht sind. Vier Satelliten müssen zugleich zu empfangen sein, damit der Empfänger seine Position im Raum und die Abweichung seiner Uhr von der GPS-Systemzeit ermitteln kann. Kontrollstationen auf der Erde vermessen die Bahnen der Satelliten und registrieren die Abweichungen der an Bord mitgeführten Atomuhren von der GPS-Systemzeit, die durch Atomuhren auf der Erde bestimmt ist. Die ermittelten Daten werden zu den Satelliten hinaufgeschickt und als Navigationsdaten von den Satelliten zur Erde gesendet. Das GPS-System arbeitet mit zwei Genauigkeitsklassen, den sogenannten 'Standard Positioning Services' (SPS) sowie den 'Precise Positioning Services' (PPS). Die SPS-Daten sind zur allgemeinen Nutzung freigegeben, während die Daten des genaueren PPS verschlüsselt gesendet werden und nur bestimmten Anwendern zugänglich sind. Die GPS167 arbeitet mit dem SPS, bei dem die Positionsangabe in der Höhe mit  $\pm 180$  m am ungenauesten ist. Diese Ungenauigkeit hat aber keinen Einfluß auf die GPS-Zeit.

Wichtige technische Eigenschaften der GPS167 ([26]):

- Ein Mikroprozessor in der Uhr wertet den Datenstrom der GPS-Satelliten aus und reproduziert die GPS-Systemzeit, der der Quarz der Uhr nachgeführt wird.



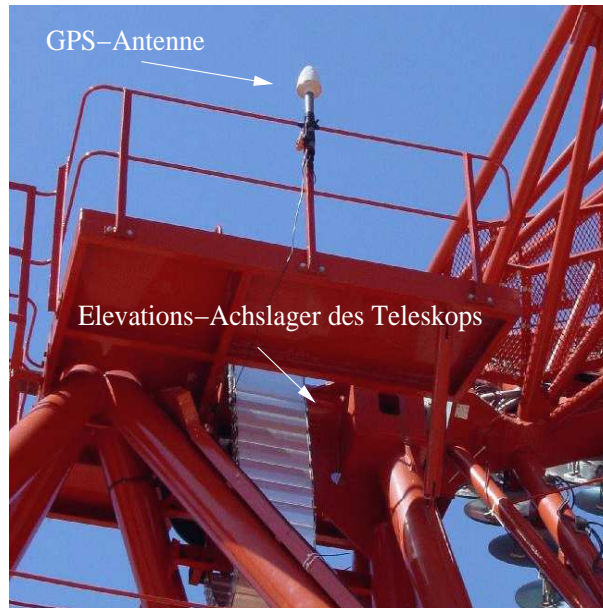


Abbildung 4.30: Das Bild zeigt die Antenne der GPS-Uhr, montiert im Bereich einer Arbeitsplattform auf Höhe der Elevationsachse des Teleskops, um einwandfreien Empfang zu gewährleisten.

- Falls der Kontakt zu den Satelliten verloren geht, ist die Frequenzgenauigkeit des Quarzes über 1 Jahr freilaufend:  $\pm 5 \cdot 10^{-7}$ .
- Die Uhr verfügt über Impulsausgänge in TTL-Norm für Sekunden- und Minutenwechsel, die mit der GPS-Zeit synchronisiert sind. Die Genauigkeit der Signale ist besser als  $\pm 2 \mu\text{s}$ .
- Der Impulsgenerator der Uhr liefert an drei weiteren Frequenzausgängen synchronisierte Pulse von 10 MHz, 1 MHz und 100 kHz in TTL-Norm. Ihre Genauigkeit ist besser als  $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ .
- Die Uhr besitzt desweiteren zwei serielle RS-232 Schnittstellen, über die Datum und UTC-Zeit im ASCII-Format abgefragt werden können.

Während der Aufzeichnung von Crab-Pulsar Daten wurden die Pulse des 1 Hz-Impulsgebers sowie des 10 MHz-Frequenzausgangs mit einem Zähler (engl. clock input register) registriert. Mit jedem neuen 1 Hz-Puls wurde der 1 Hz-Zähler inkrementiert und der 10 MHz-Zähler auf Null zurückgesetzt. Zu jedem ADC-Meßwert wurden die zugehörigen Zählerstände abgespeichert. Am Anfang und am Ende jeder Datennahme wurden außerdem Datum und Uhrzeit über eine der seriellen Schnittstellen abgefragt.



Abbildung 4.31: Das GPS-Empfängermodul. Die Ausgänge und Schnittstellen befinden sich auf der Rückseite des Geräts ([27]).

### Bestimmung der zu einem ADC-Meßwert gehörigen GPS-Zeit in UTC

Um aus den Zählerständen, die einem ADC-Wert zugeordnet sind, einen Meßzeitpunkt in UTC-Zeit zu erhalten, wird folgendermaßen vorgegangen.

Am Anfang eines Datensatzes wird (zweimal) eine komplette Zeitinformation abgespeichert. Sie besteht aus dem Datum, der Uhrzeit in UTC sowie den Zählerständen des 1 Hz- und 10 MHz-Zählers. Die einzelnen Werte werden in der Reihenfolge 1 Hz-Zählerstand, 10 MHz-Zählerstand, Datum/Uhrzeit, 1 Hz-Zählerstand, 10 MHz-Zählerstand aufgezeichnet. Aus dieser Zeitinformation läßt sich der Startzeitpunkt der Messung, also der Bezugspunkt für die 1 Hz-Zählerwerte der Datenpunkte bestimmen. Die Zeitinformation sieht z.B. folgendermaßen aus:

- 1 4297187 21.01.03/2/19.51.30 1 5294132
- 1 9291204 21.01.03/2/19.51.30 2 293547

Die Sekunde 30 der Uhrzeit entspricht in diesem Beispiel dem 1 Hz-Zählerwert 1, wie sich aus der ersten Zeile ergibt. Alle 1 Hz-Werte der ADC-Meßwerte beziehen sich auf den Zeitpunkt 19 Uhr, 51 Minuten, 30 Sekunden. Die 10 MHz-Werte der Datenpunkte beziehen sich auf den vorangegangenen 1 Hz-Wert, da der 10 MHz-Zähler bei Beginn jeder neuen Sekunde auf Null zurückgesetzt wird. Zusammen ergibt dies für jeden Datenpunkt eine UTC-Zeit, deren Sekunde sieben Nachkommastellen hat.

Die Zeitinformation am Anfang der Datei wird zweimal benötigt, um den 1 Hz-Zählerstand zweifelsfrei der Uhrzeit-Sekunde zuordnen zu können. Falls z.B. nur die zweite Zeitinformation aus obigem Beispiel vorläge, wäre es nicht möglich die

Sekunde der Uhrzeits eindeutig dem Zählerstand 1 oder 2 zuzuordnen. Der Startzeitpunkt der Messung wäre damit nicht bekannt. Dieses Problem wird durch das angewandte Vorgehen vermieden.

## 4.3 Software

### 4.3.1 Datennahme

Die Software zur Steuerung der Datennahme sollte sicherstellen, daß die Auslese des ADC's und der GPS-Uhr mit einer mittleren Rate nahe der maximalen Abtastrate von 23.1 kHz des ADC's möglich ist, um die Totzeit des Systems zu minimieren. Desweiteren sollte ein Datenpaket bei maximalem Informationsgehalt möglichst klein sein, um den Speicherbedarf zu minimieren. Außerdem mußte die Art der aus der GPS-Uhr ausgelesenen Information die eindeutige Rekonstruktion des zu einem ADC-Wert gehörenden Zeitpunktes gewährleisten.

Die Totzeit wurde noch während der zweiwöchigen Meßkampagne reduziert. Mit den ersten Versionen der Software wurden mittlere Datenraten von nur 10 kHz, teilweise sogar weniger erreicht. Durch Verbesserungen in der Programmierung (Multithreading) wurde die Rate auf bis zu 20 kHz gesteigert (Abb. 4.32).

Der Speicherbedarf wurde zum Einen dadurch minimiert, daß die Daten im Binärformat gespeichert wurden. Zum Anderen bestand ein Datenpunkt nur aus dem ADC-Wert, sowie minimalen Zeitinformationen, nämlich einem Sekunden- und einem 10 MHz-Zählerwert.

Diese Zeitinformation erfüllte zusammen mit dem zweimaligen Auslesen von Datum und Uhrzeit jeweils zu Beginn und am Ende jeder Datennahme die Forderung der eindeutigen Zuordnung eines Meßzeitpunktes zu einem ADC-Wert (s.o.).

Der Programmablauf für die Datennahme ist schematisch wie folgt:

1. Start des Programms unter Angabe der Meßzeit
2. Initialisierung des 1 Hz- und des 10 MHz-Zählers
3. zweimaliges Auslesen der GPS-Uhr und der Zählerstände mit den Werten in der Reihenfolge 1 Hz-Zähler, 10 MHz-Zähler, Datum/Uhrzeit, 1 Hz-Zähler, 10 MHz-Zähler
4. Initialisierung des ADC
5. Datennahme für die Dauer der Meßzeit. Ein einzelner Datenpunkt besteht aus: ADC-Wert, 1 Hz- und 10 MHz-Zählerwert.

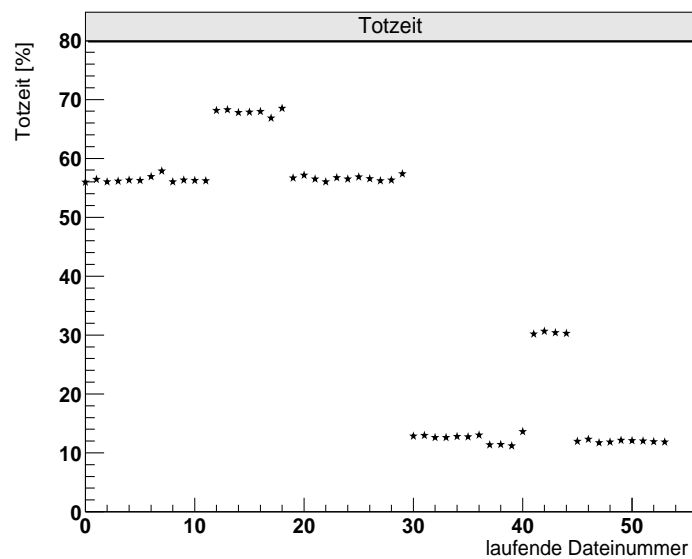


Abbildung 4.32: Totzeit als Funktion der Dateinummer genommener Crab-Daten, vom 20.1. bis 29.1.2003. Datei Nummer 30 wurde am 25.1. aufgenommen.

6. wie 3.

7. Programmende

### 4.3.2 Datenanalyse

Die Software zur Datenanalyse muß die Aufgabe erfüllen, die binär vorliegenden Rohdaten einzulesen und um den mittleren Shaper-Offset zu berichtigen. Letzteres geschieht dadurch, daß beim Einlesen eines Crab-Datensatzes der mittlere Offsetwert des zeitnächsten Offset-Datensatzes von den ADC-Werten abgezogen wird.

Desweiteren muß die Überabtastung des Shaper-Ausgangssignals korrigiert und jedem Datenpunkt eine korrekte UTC-Zeit zugewiesen werden. Diese Zeit muß dann vom Standort des Teleskops in das Inertialsystem des Massenschwerpunktes unseres Sonnensystems (kurz SSB, Solar System Barycenter) transformiert und in einen Zeitpunkt in der Periode des Pulsars umgerechnet werden. Einen solchen Zeitpunkt, ausgedrückt in Einheiten der Periode des Pulsars bezeichnet man auch als Phase.

Die Zeittransformation in das SSB, die sogenannte Baryzentrierung, ist dabei eine wichtige Voraussetzung, um die Phasenanalyse der genommenen Daten möglich zu machen. Für beide Berechnungen wurden die Komponenten der H.E.S.S.-

Software verwendet, die auch bei der Analyse von Cherenkov-Daten Verwendung finden und deren Korrektheit es zu überprüfen galt.

## Baryzentrierung

Den einzelnen Datenpunkten ist nach dem in Abschnitt 4.2.5 beschriebenen Verfahren eine UTC-Zeit zugeordnet. Dieses Zeitsystem bezieht sich jedoch auf den Nullmeridian der Erde und ist deshalb für eine genaue Analyse der zeitlichen Verteilung der ADC-Werte (die einem Signal des Pulsars entsprechen) über einen längeren Zeitraum nicht geeignet. Die Eigenrotation der Erde und die Bewegung der Erde auf ihrer Bahn um die Sonne führen zu kontinuierlichen Änderungen der Signallaufzeit vom Pulsar zum Standort des Teleskops und somit zu einer Verfälschung des registrierten Meßzeitpunktes. Zusätzlich werden im UTC-System Schaltsekunden verwendet, um Unregelmäßigkeiten in der Erdrotation auszugleichen und das Zeitsystem im Einklang mit dem Sonnenstand zu halten. Zur Beseitigung dieser Probleme müssen die am Teleskopstandort gemessenen Zeiten auf ein geeignetes Inertialsystem umgerechnet werden. Der Massenschwerpunkt des Sonnensystems, SSB, hat sich als gute Näherung eines sowohl für die Quelle, als auch für einen virtuellen Beobachter ruhenden bzw. nur geringfügig bewegten Bezugssystems erwiesen. Die bei der Transformation der Zeiten in dieses Inertialsystem auftretenden Korrekturen sind hauptsächlich geometrischer Natur, es muß aber auch ein relativistischer Beitrag berücksichtigt werden.

Um die geometrische Laufzeitkorrektur durchzuführen muß der Zeitpunkt berechnet werden, zu dem eine hypothetische ebene Wellenfront aus Richtung der Quelle den Schwerpunkt des Sonnensystems erreichen würde. Die verschiedenen Vektoren, die dazu nötig sind, sind in Abbildung 4.33 veranschaulicht. Pulse einer Quelle in Richtung  $\vec{n}$  treffen zur Zeit  $t$  am Teleskop ein. Der Vektor  $\vec{r}(t)$  beschreibt die Position des SSB relativ zum Beobachtungsort.

Wenn  $\vec{r}(t)$  bekannt ist, berechnet sich die geometrisch korrigierte Ankunftszeit im Schwerpunkt des Sonnensystems gemäß

$$t_{SSB} = t + \frac{1}{c} \cdot \vec{n} \cdot \vec{r}(t) \quad (4.10)$$

Der Vektor  $\vec{r}(t)$  setzt sich aus den Vektoren  $\vec{g}(t)$  und  $\vec{k}(t)$  zusammen. Der Vektor  $\vec{k}(t)$  vom Erdmittelpunkt zum Teleskop ergibt sich aus der geozentrischen Länge, Breite und Höhe des Beobachtungsstandortes in Namibia und dem Zeitpunkt der Messung.

$\vec{g}(t)$  gibt die Position des Erdzentrums relativ zum SSB an und wird durch die Bewegung aller Körper im Sonnensystem bestimmt. Eine genaue Bestimmung der Planetenbahnen wurde vom Jet Propulsion Laboratory in Pasadena, USA, durchgeführt. Dazu wurden die Bahnen der größten Körper im Sonnensystem (Sonne,

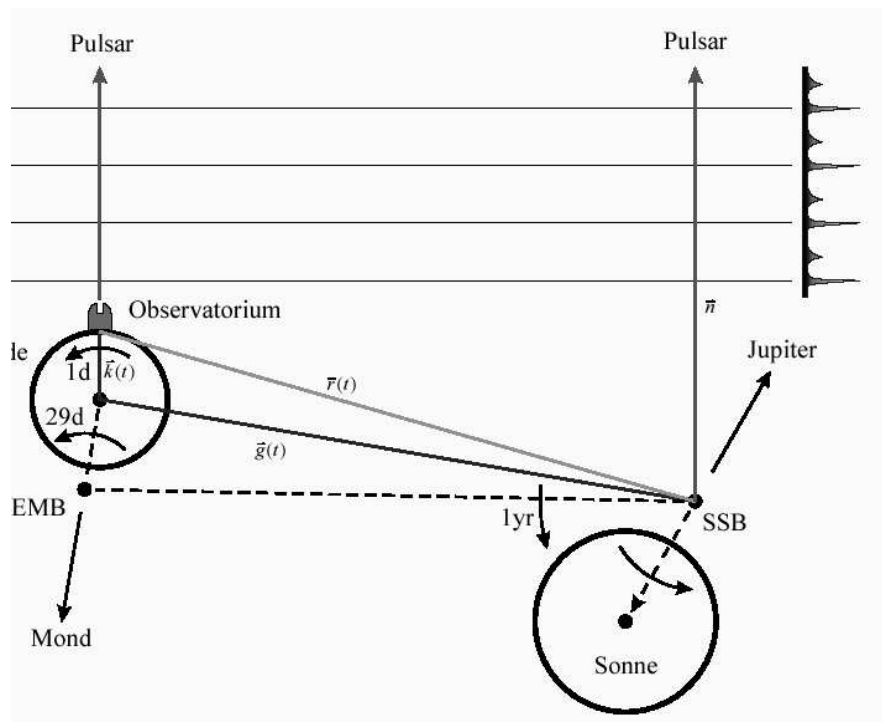


Abbildung 4.33: Schema der baryzentrischen Zeitkorrektur. EMB ist der Schwerpunkt des Erde-Mond Systems ([36]).

Planeten, große Asteroiden, Erdmond) numerisch integriert und zusätzlich an Beobachtungsdaten angepaßt. Aus diesen Ephemeriden, die unter der Bezeichnung DE200 veröffentlicht werden ([8], [34], [35]), läßt sich die Position der Erde relativ zum SSB mit einer Genauigkeit von 200 m bestimmen. Der Laufzeitfehler daraus ist kleiner als  $1\mu s$  und damit für die Datenanalyse vernachlässigbar.

Die Ephemeriden enthalten für den Beginn jeden Tages einen Datensatz, bestehend aus den drei Raumkomponenten der Position, der Geschwindigkeit, der Beschleunigung und deren Zeitableitung für das Geozentrum, sowie der Position der Sonne relativ zum SSB. Für einen bestimmten Zeitpunkt berechnet sich der exakte Vektor  $\vec{g}(t)$  durch eine Taylorentwicklung :

$$\vec{g}(t) = \vec{g}(t_0) + dt \cdot \dot{\vec{g}}(t_0) + \frac{1}{2} \cdot dt^2 \cdot \ddot{\vec{g}}(t_0) + \frac{1}{6} \cdot dt^3 \cdot \dddot{\vec{g}}(t_0) \quad (4.11)$$

worin  $t_0$  der Beginn des entsprechenden Tages ist und  $dt = t - t_0$ .

Mit den bekannten Vektoren  $\vec{g}(t)$  und  $\vec{k}(t)$  kann dann der Meßzeitpunkt eines ADC-Wertes für den geometrischen Laufzeitunterschied vom Teleskop zum Schwerpunkt des Sonnensystems korrigiert werden. Die maximale Zeitkorrektur kann acht Minuten betragen.

Der relativistische Beitrag zur Korrektur kommt dadurch zustande, daß die Photonen auf ihrem Weg von der Quelle zum Teleskop in der von der Sonne hervorgerufenen Krümmung des Raumes abgelenkt werden und somit einen längeren Weg zurückzulegen haben. Dieser Effekt wird Shapiro-Dilatation genannt ([32]). Die durch diesen Effekt nötige Zeitkorrektur ist

$$\Delta t = -\frac{2GM_{\odot}}{c^3} \cdot \log(1 + \cos\Theta) = -9.85\mu s \cdot \log(1 + \cos\Theta) \quad (4.12)$$

und kann einige Mikrosekunden betragen. In der Gleichung ist G die Gravitationskonstante,  $M_{\odot}$  die Sonnenmasse c die Lichtgeschwindigkeit und  $\Theta$  der Winkel zwischen der Richtung der Quelle und der Verbindungslinie Erde-Sonne.

Nach Anwendung aller Umrechnungen und Korrekturen auf den jeweiligen Meßzeitpunkt eines ADC-Wertes in UTC liegt dieser dann als Zeitpunkt im Inertialsystem des Schwerpunktes des Sonnensystems vor.

## Phasenanalyse

Um eine Lichtkurve des Pulsarsignals aus den Daten erstellen zu können, ist es notwendig jeden Meßzeitpunkt  $t = t_{SSB}$  in eine Phasenlage  $\Phi(t)$  umzurechnen. Dazu müssen für einen festgelegten Referenzzeitpunkt  $t_0$  die exakte Rotationsfrequenz  $f$ , deren erste beiden Zeitableitungen  $\dot{f}$  und  $\ddot{f}$ , und die Phasenlage  $\Phi(t_0)$

bekannt sein. Mit Hilfe von Radioteleskopen werden diese Daten für den Crab-Pulsar regelmäßig neu bestimmt und veröffentlicht ([19]). Der Referenzzeitpunkt  $t_0$ , auf den sich die veröffentlichten Werte beziehen, ist dabei die Mitte des Monats. Der Gültigkeitszeitraum der Ephemeridensätze ist so festgelegt, daß in ihm keinerlei Glitches (Kapitel 3.3.1) aufgetreten sind. Die Genauigkeit, mit der sich aus ihnen und den DE200 Ephemeriden Ankunftszeiten von Pulsen berechnen lassen, wird mit  $100\mu s$  angegeben.  $\ddot{f}$  wird von [19] nicht zur Verfügung gestellt, da sein Wert so klein ist, daß er für normale Anwendungen, wie z.B. kurzzeitige Datennahmen, irrelevant ist. Für die in diesem Experiment durchgeführte wiederholte Datennahme an mehreren aufeinanderfolgenden Tagen bedeutet eine Verwendung bzw. Nichtverwendung des Wertes aber schon deutliche Unterschiede beim Vergleich von Daten, die zeitlich einige Tage auseinanderliegen. Der Wert von  $\ddot{f}$  wurde deshalb aus der Veränderung der vorliegenden  $\dot{f}$ -Werte bestimmt.  $\Phi(t)$  kann dann mit einer Taylorentwicklung berechnet werden:

$$\Phi(t) = \Phi(t_0) + f \cdot (t - t_0) + \frac{1}{2} \cdot \dot{f} \cdot (t - t_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \ddot{f} \cdot (t - t_0)^3 \quad (4.13)$$

$\Phi(t) - \Phi(t_0)$  gibt die Anzahl der Pulsationszyklen des Pulsars seit dem Referenzzeitpunkt an. Der nicht ganzzahlige Anteil von  $\Phi(t)$  ist die Phase, d.h. der Zeitpunkt innerhalb einer Pulsarperiode in Einheiten der Periodendauer, zu der das Ereignis stattgefunden hat.

Jedem gespeicherten ADC-Wert kann nach den vorangegangenen Berechnungen eine Phase zugeordnet werden, so daß die Auftragung mittlerer ADC-Werte als Funktion der Phase eine Lichtkurve des Pulsars ergibt.

### Korrektur des Oversamplings für die Daten des 16bit ADC

Die Shaper-Ausgangsfunktion (Abb. 4.21), mit einer zeitlichen Länge von etwa  $180\mu s$ , wird mehrfach durch den ADC abgetastet, da dieser im Fall des 16bit Moduls alle  $43.3\mu s$  einen Analogwert digitalisiert. Alle Meßwerte, die über einen Ausgangspuls verteilt genommen werden, sind systematisch miteinander korreliert, da sie aus der Abtastung desselben Signals erhalten wurden.

Um den zeitlichen Abstand zwischen zwei Meßwerten zu finden, bei dem keine Korrelation mehr vorliegt, wird folgendermaßen vorgegangen.

Man zeichnet Daten einer konstanten Lichtquelle mit dem für die Pulsarmessungen vorgesehenen System auf und betrachtet die Differenzen zwischen aufeinanderfolgenden ADC-Werten. Und zwar zwischen zwei zeitlich direkt benachbarten Werten, zwischen einem Wert und dem übernächsten, zwischen einem Wert und dem überübernächsten, usw..

Falls die ADC-Werte korreliert sind, ist der mittlere Fehler der Differenz der



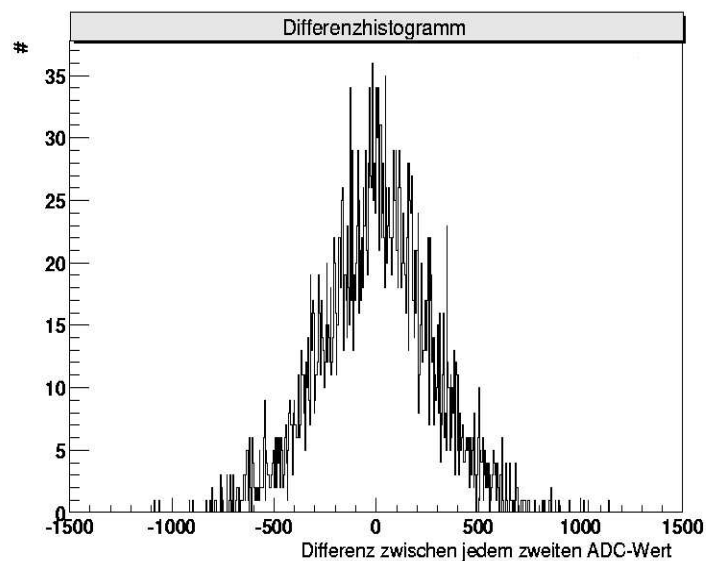


Abbildung 4.34: Histogramm der Differenzen zwischen einem ADC-Wert und dem übernächsten darauf folgenden.

Werte durch die Systematik kleiner als im unkorrelierten Fall. Mit abnehmender Korrelation wächst der Fehler der Differenzen bis zu einem nahezu konstanten Wert an. Die Korrelation der ADC-Werte, deren Differenzen diesen Fehler haben ist dann vernachlässigbar.

Es wurden Histogramme mit den Differenzen zwischen unterschiedlich weit auseinanderliegenden ADC-Werten gefüllt und danach das RMS der Histogramme gegen den Abstand der ADC-Werte aufgetragen. Abbildung 4.34 zeigt ein Beispiel für ein Histogramm und Abbildung 4.35 die Auftragung RMS gegen Abstand.

Ab einem bestimmten Abstand zwischen ADC-Werten erreicht das RMS ein Plateau. Aus Abbildung 4.35 ergibt sich, daß jeder vierte ADC-Wert ( $n=3$ ) für die Differenzbildung verwendet werden muß, um ein RMS zu erhalten, das einen Wert von etwa 90% des Plateauniveaus hat. Alle vierten ADC-Werte sind im gewünschten Maß nicht mehr korreliert.

Zur Korrektur des Oversamplings werden deshalb beim Einlesen der Rohdaten immer vier aufeinanderfolgende ADC-Werte gemittelt. Dieser Mittelwert wird dann wie ein Meßwert behandelt. Der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei dieser Werte ist  $4 \cdot 43.3\mu s = 173.2\mu s$ .

Durch die Mittelung wird nicht nur eine bessere statistische Unabhängigkeit der neuen Meßwerte erreicht, man verwirft auch keine aufgezeichneten Daten und erhält sich damit die Vorteile der Überabtastung des Eingangssignals, wie z.B. die höhere Amplitudenauflösung.

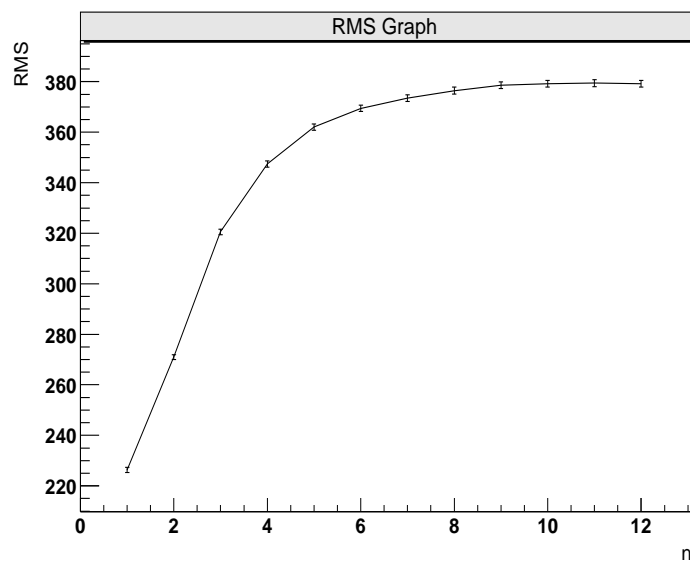


Abbildung 4.35: Auftragung der aus den Differenzhistogrammen entnommenen RMS-Werte. Die Zahl  $n$  auf der x-Achse gibt an, welcher auf einen ADC-Wert folgende Wert zur Differenzbildung verwendet wurde. 1 bedeutet, der direkt folgende. 2 der übernächste.

Die Mittelung einer größeren Anzahl von ADC-Werten würde zwar zu einer weiteren Verringerung der Korrelation führen, die allerdings minimal wäre. Außerdem würde sich die für die Abtastung des Pulsarsignals wichtige Zeitauflösung verschlechtern. Die Wahl der Mittelung von vier Meßwerten stellt daher einen Kompromiß zwischen statistischer Unabhängigkeit und Zeitauflösung dar.

## 4.4 Abschätzungen und Labortests

Anhand einer Intensitätsabschätzung und Labortests soll es ermöglicht werden, eine Voraussage darüber zu machen, wieviel Meßzeit unter welchen Bedingungen notwendig ist, um das Pulsarsignal mit gewünschter Signifikanz nachzuweisen.

### 4.4.1 Intensitätsabschätzung

Um die Größenordnung der Intensität der gepulsten Emission des Pulsars abzuschätzen, wurde eine Messung des Crab-Pulsars von 1991/92 herangezogen. In diesem Jahr beobachtete eine Arbeitsgruppe um J.W. Percival mit dem High

Speed Photometer an Bord des Hubble Space Teleskops den Crab-Pulsar ([29]). Ein Ergebnis dieser Messungen waren Werte für den gepulst emittierten Fluß des Pulsars in Wellenlängenbändern, für die der hier verwendete Photomultiplier sensitiv ist. Eine Auflistung der Wellenlängenbänder, ihrer vollen Halbwertsbreite sowie der beobachteten Flüsse stellt Tabelle 4.1 dar.

Wellenlängenband	zentrale Wellenlänge [nm]	FWHM [nm]	Fluß [ $10^{-29} \frac{Watt}{m^2 Hz}$ ]
UV	240	124	$0.11 \pm 0.02$
U	346	52	$0.31 \pm 0.02$
B	437	70	$0.47 \pm 0.02$
V	544	76	$0.73 \pm 0.04$
R	671	126	$0.90 \pm 0.05$

Tabelle 4.1: In [29] untersuchte Wellenlängenbänder und gemessene Flüsse der gepulst emittierten Strahlung des Crab-Pulsars.

Diese Werte wurden oberhalb der Atmosphäre gemessen und müssen aus diesem Grund mit der Transmission der Atmosphäre verrechnet werden, um den Fluß am Erdboden zu erhalten. Als Transmissionswerte wurden Daten herangezogen, die in Monte-Carlo Simulationen bei H.E.S.S. verwendet werden.

Um eine Abschätzung der zu erwartenden Anzahl Photoelektronen pro Pulsar-Puls im Photomultiplier zu erhalten, muß der Fluß am Erdboden mit den Reflektivitäten der Spiegel des Teleskops und des Umlenkspiegels sowie mit den wellenlängenabhängigen Größen des Photomultipliers, QE und CE, skaliert werden. Anhang B enthält eine Tabelle aller verwendeten wellenlängenabhängigen Werte. Abbildung 4.36 zeigt den Verlauf des Photonenflusses oberhalb der Atmosphäre, den Photonenfluß am Erdboden sowie den daraus berechneten Photoelektronenfluß als Funktion der Wellenlänge.

Die Abschätzung der zu erwartenden Anzahl Photoelektronen pro Pulsarperiode erhält man aus der Integration über den Photonenfluß als Funktion der Wellenlänge, multipliziert mit der effektiven Fläche der Teleskope und dividiert durch die Pulsarfrequenz:

$$N_{pe,theo} = \frac{A}{f} \int \frac{1}{h \cdot \lambda} \cdot \frac{dI}{d\nu} \cdot \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad (4.14)$$

mit

- $\frac{1}{h \cdot \lambda} \cdot \frac{dI}{d\nu}$  : Photonenfluß oberhalb der Atmosphäre
- $\varepsilon(\lambda)$ : enthält atmosphärische Transmission, Spiegelreflektivitäten, sowie Quanten- und Sammeleffizienz des PMT (Anhang B)

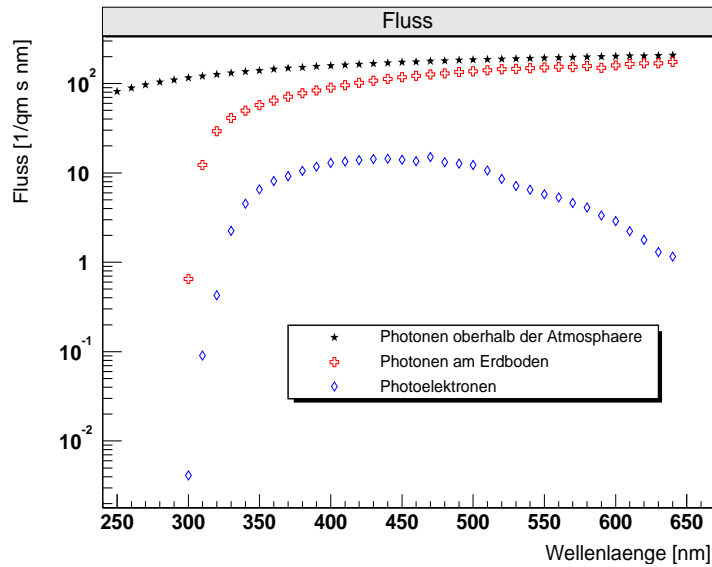


Abbildung 4.36: Verlauf des von [29] gemessenen Flusses und daraus bestimmter Photoelektronenfluß.

- $A \approx 94m^2$ : effektive Spiegelfläche des Teleskops ([17])
- $f=29.94$  Hz: Rotationsfrequenz des Pulsars während der HST-Messungen des Flusses

Man erhält:

$$N_{pe,theo} = (843 \pm 12) \frac{\text{Photoelektronen}}{\text{Periode}} \quad (4.15)$$

Der angegebene Fehler ist dominiert durch den Fehler der Sammel- und Quanteneffizienzwerte (Anhang B).

Innerhalb eines Pulsarpulses lassen sich Regionen unterschiedlicher Intensität unterscheiden (Abb. 4.37, Tabelle 4.2). Der abgeschätzte Wert (Gl. 4.15) bezieht sich auf die gesamte Emission aus allen Phasenabschnitten zusammen. Aus [12], [13] geht hervor, daß der Hauptpuls etwa 60% des gesamten Flusses enthält. Daraus ergibt sich eine erwartete Anzahl Photoelektronen pro Puls im Hauptpuls von etwa 500.

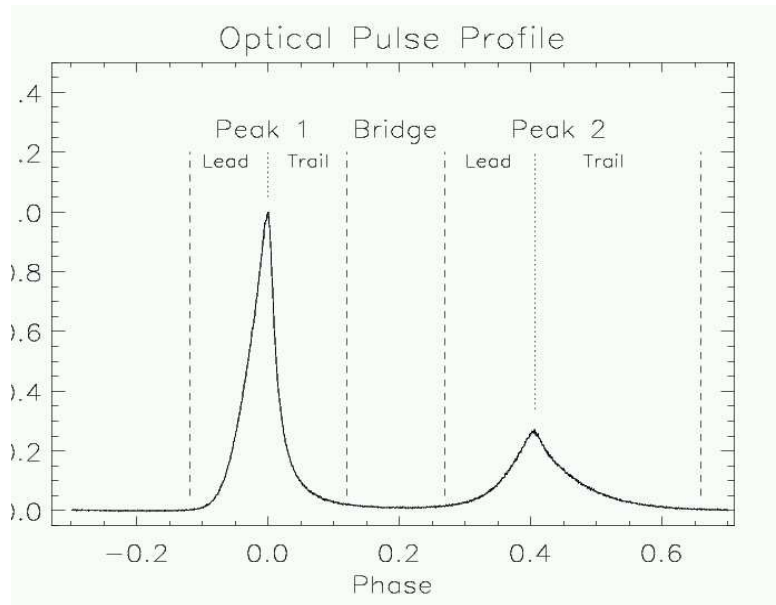


Abbildung 4.37: Lichtkurve des Crab-Pulsars mit Bezeichnungen der Phasenabschnitte ([7]). Peak 1 ist der Hauptpuls, Peak 2 der Nebenspuls und Bridge die Brückenregion.

#### 4.4.2 Messungen eines simulierten Pulsars im Labor

Mit dem vorliegenden Photoelektronenwert und der bekannten Form des Hauptpulses kann im Labor ein Pulsarsignal und damit die geplanten Messungen in Namibia simuliert werden. Dazu wurde der in Abbildung 4.38 gezeigte Aufbau verwendet.

In einer lichtdichten Kiste befindet sich eine Leuchtdiode (LED 1), die (durch einen Pulsgenerator gesteuert) gepulst Licht abgibt. Dieses Licht wird über eine Quarzfaser in eine zweite lichtdichte Kiste geleitet, in der sich der Photomultiplier und eine weitere Leuchtdiode befindet. Diese Leuchtdiode (LED 2) wird durch ein Netzgerät versorgt und dient zur Simulation von Hintergrundlicht. Die Intensität des in die Kiste gelangenden gepulsten Lichts kann über ein Graufilterrad geregelt werden, das eine Abschwächung um einen Faktor 0 bis 1000 ermöglicht. Das PMT-Signal wird über den Shaper in den ADC geleitet. Aus einem sogenannten 'Clock-Input-Register' (Zähler) wird ein 1 Hz- und ein 5 MHz-Zählerwert ausgelesen.

Die Software, mit der der ADC und der Zähler ausgelesen werden, steuert ebenfalls den Pulsgenerator, indem sie die Periodendauer vorgibt. Dies geschieht dadurch, daß der 5 MHz-Zähler nur bis zu einem bestimmten Wert hochzählt und

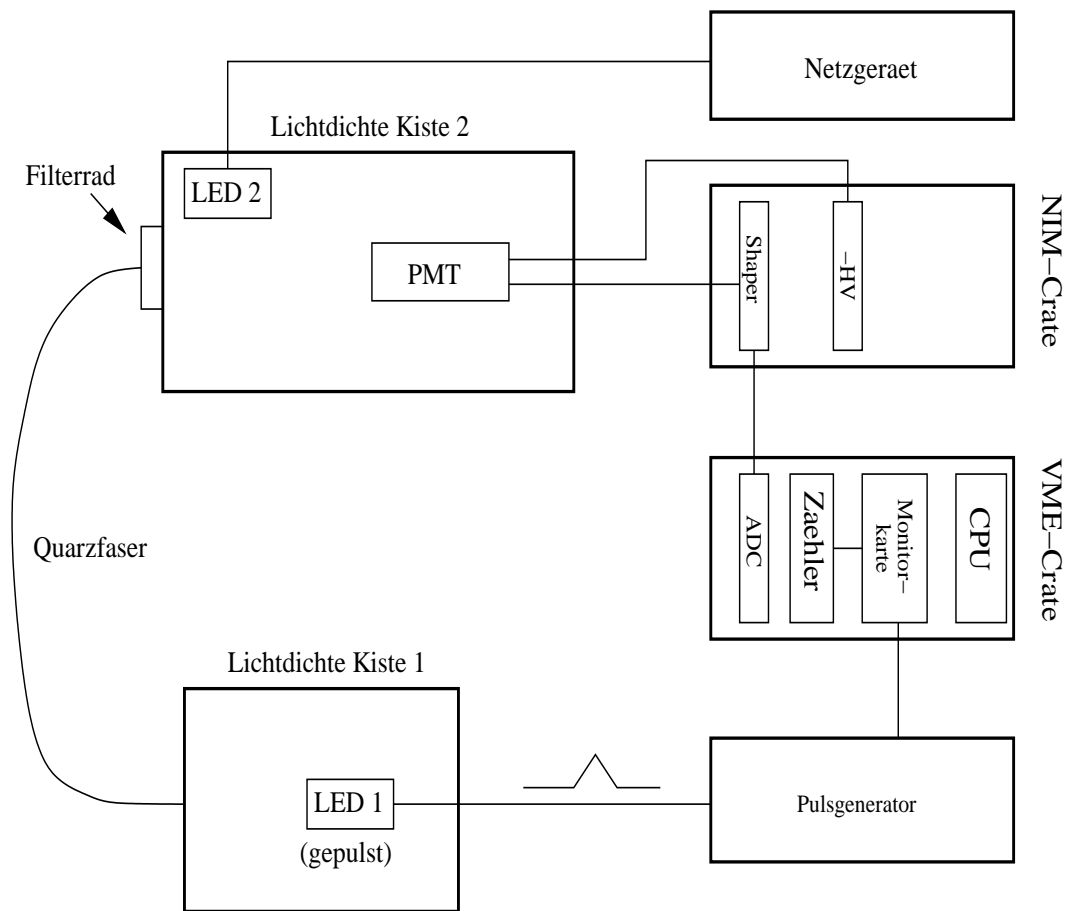


Abbildung 4.38: Zur Pulsarsimulation verwendeter Aufbau.

Bezeichnung	Phasenintervall
Hauptpuls	-0.120 - 0.120
Hauptpuls, ansteigende Flanke	-0.120 - 0.000
Hauptpuls, abfallende Flanke	0.001 - 0.120
Brücke	0.121 - 0.270
Nebenspuls	0.271 - 0.658
Nebenspuls, ansteigende Flanke	0.271 - 0.409
Nebenspuls, abfallende Flanke	0.410 - 0.658
Untergrund	0.750 - 0.825

Tabelle 4.2: Definitionen der Pulsar-Phasenregionen für die in [12] beschriebene UBV-Photometrie.

dann auf Null zurückgesetzt wird, um anschließend erneut hochzuzählen. Der Maximalwert des 5 MHz-Zählers gibt demnach die Periode vor. Der 1 Hz-Zähler wird bei Beginn einer neuen Periode um eins inkrementiert. Bei jedem zurücksetzen des 5 MHz-Wertes wird gleichzeitig ein Triggersignal an den Pulsgenerator gesendet, der einen Spannungspuls an LED 1 abgibt. Die Form und Amplitude dieses Spannungspulses werden am Pulsgenerator eingestellt. Der ADC und der 5 MHz-Zähler werden durch die Software ausgelesen. ADC-Wert und zugehöriger Zählerwert werden in eine Datei geschrieben. Durch die Vorgabe der Periode des simulierten Pulsars durch den Maximalwert des 5 MHz-Zählers läßt sich jeder Zählerstand in Phaseneinheiten umrechnen. Aus Auftragung mittlerer ADC-Werte gegen die zugehörigen Phasenpositionen erhält man so eine Lichtkurve des simulierten Pulsars.

Um einen Untergrund simulieren zu können, wie man ihn für die Messungen in Namibia erwartet, muß der zu erwartende Untergrund abgeschätzt werden. Dazu wird der von H.E.S.S. bekannte Untergrund von etwa 100 - 170 MHz Photoelektronen (pe) mit den unterschiedlichen Gesichtsfeldern der Photomultiplier, bei H.E.S.S.  $d_{H.E.S.S.} = 0.16^\circ$  und im Pulsarexperiment  $d = 0.086^\circ$ , skaliert. Man erhält:

$$UG_{erw.} = \frac{d^2}{d_{H.E.S.S.}^2} \cdot UG_{H.E.S.S.} \approx 30 - 55 \text{ MHz pe} \quad (4.16)$$

Aufgrund der Blickfeldbeschränkung der Photomultiplier durch die Verwendung von Lichttrichtern bei H.E.S.S., die für das Pulsarexperiment mit der verwendeten Blende nicht möglich ist, kann man davon ausgehen, daß der wirkliche Untergrund in der Nähe des hohen abgeschätzten Wertes liegt.

Im Rahmen der Tests wurde der Untergrund anhand des PMT-Anodenstroms eingestellt, der mit bekannter Verstärkung (Gl. 4.3) auf die Anzahl Photoelektronen an der ersten Dynode des Photomultipliers zurückgerechnet werden kann. Die

Pulsform des simulierten Signals wurde bei sehr hoher Intensität über den Pulsgenerator justiert und am Oszilloskop kontrolliert. Es wurde ein Dreieckspuls mit etwa 4 Millisekunden Fußbreite und einer Periode von 13 Millisekunden eingestellt. Um eine Intensität entsprechend der abgeschätzten Anzahl Photoelektronen pro simuliertem Puls zu erhalten, wurden zunächst Probemessungen durchgeführt. In der resultierenden Lichtkurve wurde dann über den Puls integriert, nachdem der Untergrund abgezogen wurde. Der Integralwert  $I_p$  hat die Einheit  $ADC \cdot s$ , da die Zählerwerte Zeiten darstellen. Mit Hilfe der bekannten Eichwerte für Verstärkung  $V$  (Gl. 4.3) und Shaper/ADC  $K$  (Gl. 4.8) erhält man die Anzahl Photoelektronen aus:

$$N_{pe} = \frac{I_p \cdot K}{V \cdot e} \quad (4.17)$$

Die Intensität wurde solange mit dem Filtrerrad verringert, bis die aus der jeweiligen Probemessung bestimmte Anzahl Photoelektronen etwa dem für den Hauptpuls abgeschätzten Wert von 500 Photoelektronen entsprach. Ein Beispiel für die aus einer Probemessung erhaltene Lichtkurve zeigt Abbildung 4.39.

Nachdem ein den realen Werten vergleichbarer Puls und Untergrund eingestellt waren, wurden Testreihen durchgeführt.

1. Bei konstant gehaltenem Untergrund wurde die Intensität des Pulses variiert, um den Verlauf der Signifikanz des Pulses als Funktion der Intensität zu messen.
2. Bei konstanter Intensität wurde der Untergrund variiert, um den Verlauf der Signifikanz des Pulses als Funktion des Untergrundes zu messen.

## Ergebnisse der Tests

Ausgehend von den Gleichungen für die Signifikanz ([21], Anhang A) kann man für Testreihe 1 einen linearen Anstieg der Signifikanz als Funktion der Intensität erwarten, da mit steigender Pulsintensität bei gleichem Untergrund das Signal linear wächst. Für Testreihe 2 sollte sich ein Abfall der Signifikanz  $\propto \frac{1}{\sqrt{N_{pe,off}}}$  ergeben.

Um die Signifikanz eines Pulses zu erhalten, wurde die simulierte Lichtkurve in zwei Bereiche eingeteilt. Ein Intervall, in dem der Puls liegt und ein Intervall für den Untergrund. Die Signifikanz des Pulses kann dann aus den Mittelwerten der ADC-Verteilungen in den Phasenintervallen und dem Fehler auf diese Mittelwerte bestimmt werden. Abbildung 4.40 zeigt typische ADC-Histogramme für die



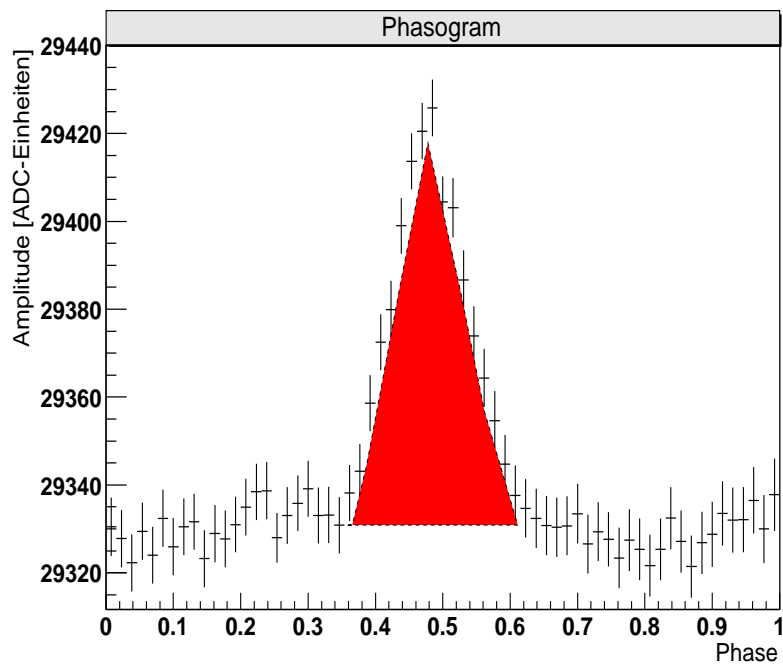


Abbildung 4.39: Gemessene Lichtkurve eines simulierten Crab-Pulses. Fußbreite und Intensität entsprechen etwa den Werten des Hauptmaximums des Crab-Pulsars. Der Untergrundwert von  $\approx 29330$  ADC-Einheiten entspricht etwa 74 MHz Photoelektronen. Das Integral, aus dem die Photoelektronenzahl im Puls berechnet wird, ist durch die farbige Fläche angedeutet.

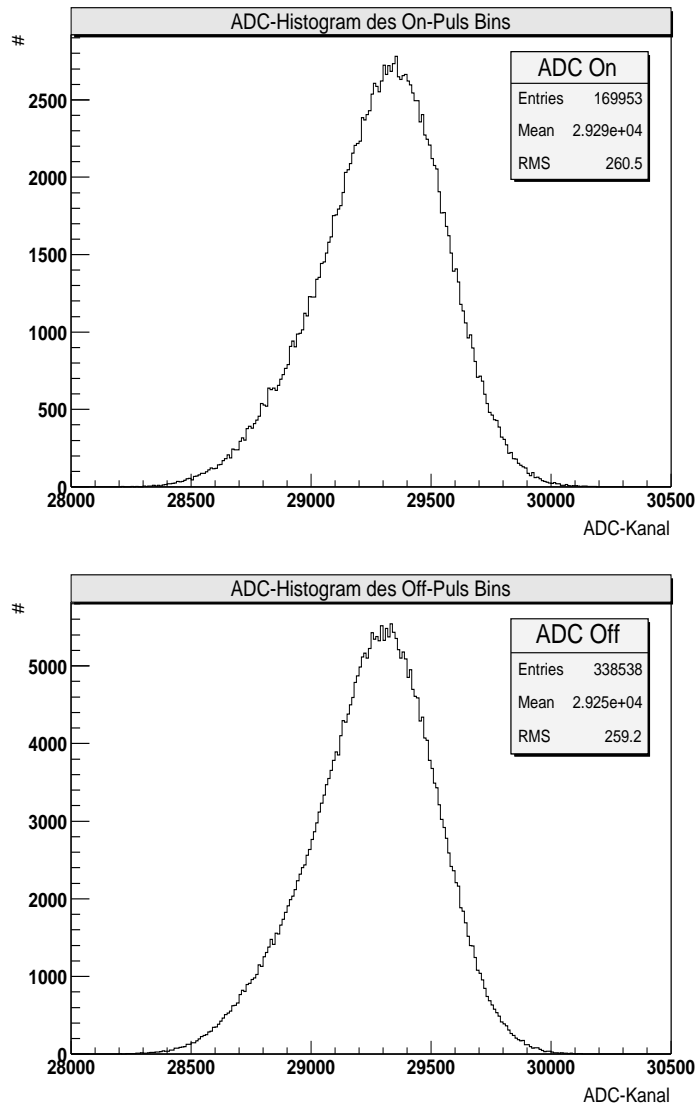


Abbildung 4.40: ADC-Histogramme: Oben für den Phasenbereich, der den simulierten Puls abdeckt und unten für den Untergrund. Sie sind nicht ideal gaußförmig, da die mittlere Hintergrundintensität driftete.

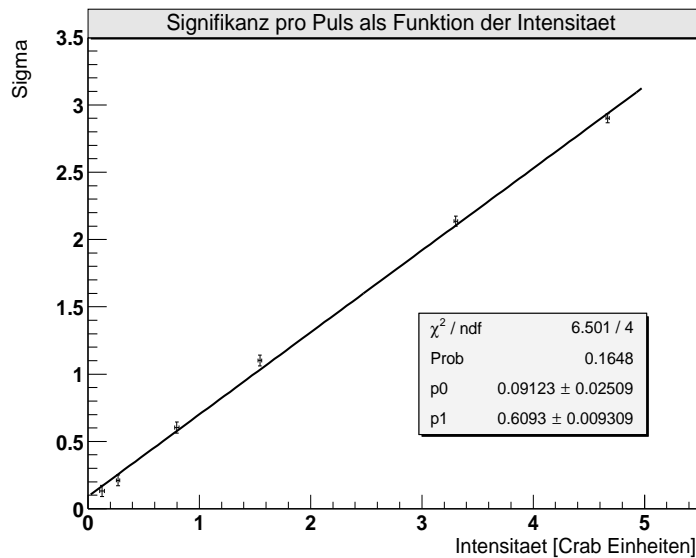


Abbildung 4.41: Verlauf der Signifikanz des simulierten Pulses als Funktion der Intensität für den 16bit ADC.

Phasenbereiche des Pulses und des Untergrundes.

Die Testmessungen wurden mit beiden ADC's direkt nacheinander unter gleichen Bedingungen durchgeführt, um Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Die Dauer einer Messung war 7000 Perioden à 13 ms des simulierten Pulsars. Für jede einzelne Periode wurde die Signifikanz pro Puls wie oben beschrieben bestimmt und am Ende der Mittelwert über alle Perioden berechnet.

In den Abbildungen 4.41 bis 4.44 sind die Ergebnisse der Testmessungen dargestellt. Die aufgetragene Signifikanz pro Puls ist jeweils der Mittelwert aus den Einzelwerten der Signifikanz, die man aus der Messung von 7000 Perioden des simulierten Pulsars erhält. Der Fehler der Signifikanz ist der Fehler des Mittelwertes.

Wie die Abbildungen zeigen, entsprechen die Ergebnisse bei beiden Testreihen den Erwartungen. Die Signifikanz als Funktion der Intensität nimmt linear zu, die Steigungen der Geraden stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein. Als Funktion des Untergrundes ist die Signifikanz umgekehrt proportional einer Wurzelfunktion. Dies zeigt besonders deutlich Abbildung 4.44, während die Daten in Abbildung 4.42 eher durch einen linearen Abfall beschrieben werden könnten. Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, daß die Datenpunkte des 16bit ADC's noch im steil abfallenden Anfangsteil der Wurzelfunktion liegen und der Plateaubereich bei höheren Untergrundwerten (größer 150 MHz in Abb. 4.44) noch nicht erreicht ist. Mit dem 16bit ADC konnten diese Untergrundwerte nicht gemessen

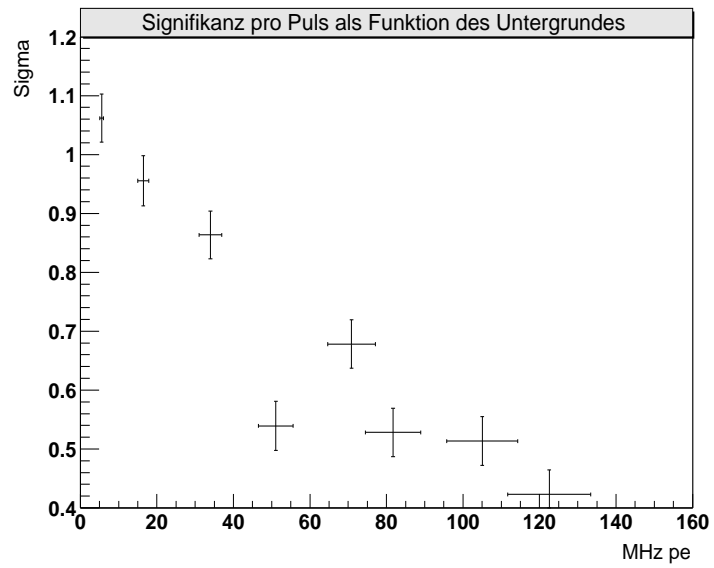


Abbildung 4.42: Verlauf der Signifikanz des simulierten Pulses als Funktion des Untergrundes für den 16bit ADC.

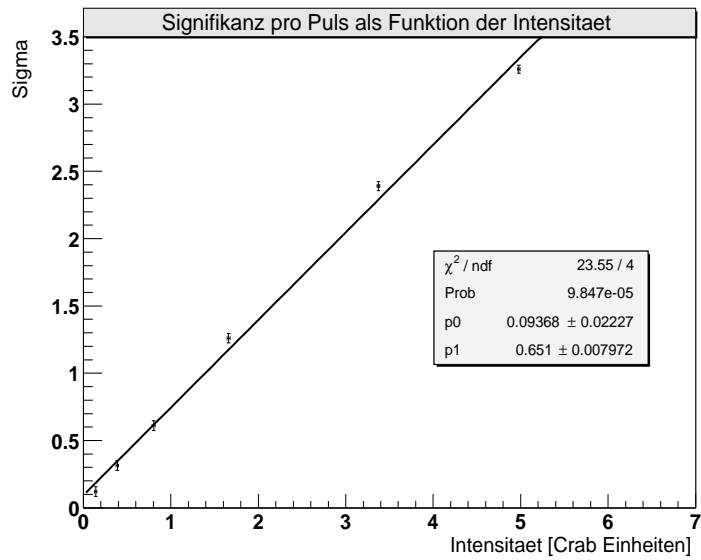


Abbildung 4.43: Verlauf der Signifikanz des simulierten Pulses als Funktion der Intensität für den Flash ADC.

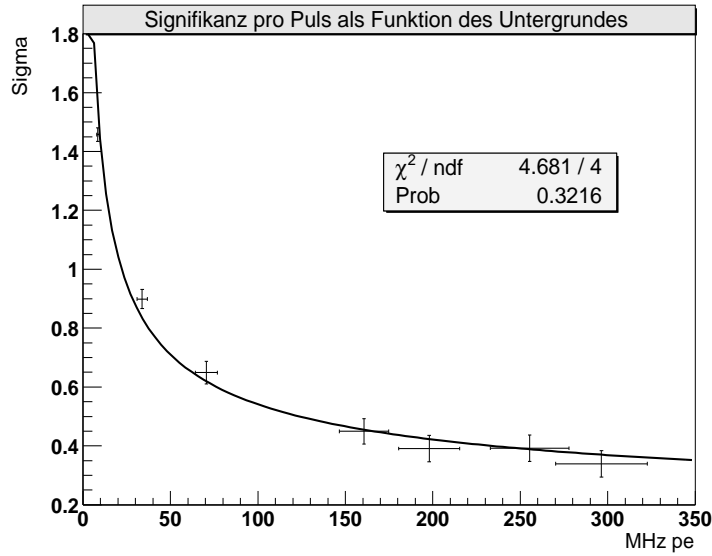


Abbildung 4.44: Verlauf der Signifikanz des simulierten Pulses als Funktion des Untergrundes für den Flash ADC. Die angenäherte Funktion ist  $\propto \frac{1}{\sqrt{\text{Untergrund}}}$ .

werden, da sein dynamischer Bereich nur halb so groß wie die des Flash ADC ist. Der Fehler auf den Wert des Untergrundes in Abbildung 4.42 und 4.44 resultiert aus den Fehlern der für die Umrechnung von ADC-Kanal zu Photoelektronen nötigen Werte, Gleichungen 4.3 und 4.8. Bei einem Untergrund von 50 MHz Photoelektronen erhält man mit beiden ADC-Modulen eine Signifikanz pro Puls von zwischen 0.63 und 0.7  $\sigma$ .

### 4.4.3 Meßzeitabschätzung

Ausgehend von der bei den Labortests erreichten mittleren Signifikanz pro Puls des simulierten Crab-Hauptpulses von  $S_{Crab} \approx 0.63 \sigma$  bei 50 MHz Untergrund kann man abschätzen, daß bereits nach etwa 23 Perioden (etwas weniger als 1 Sekunde Meßzeit T) eine Signifikanz des Hauptpulses von  $3\sigma$  erreicht werden kann. Denn

$$3\sigma = 0.63\sigma \cdot \sqrt{N_{period,3\sigma}} \longrightarrow N_{period,3\sigma} = \left(\frac{3}{0.63}\right)^2 = 23, \quad (4.18)$$

$$T_{3\sigma} = N_{period,3\sigma} \cdot P_{Crab} = 23 \cdot (33.54 \cdot 10^{-3})s \approx 0.8s. \quad (4.19)$$

Bei einem schwächeren Pulsar, wie es z.B. der Vela-Pulsar mit  $m_V \approx 23.6^m$  ist, erhält man die zu erwartende Meßzeit folgendermaßen: Der Intensitätsunterschied zwischen Crab und Vela beträgt  $\Delta m = 7\text{mag}$ . Sieben Magnituden entsprechen gemäß der Definition für scheinbare Helligkeiten

$$\Delta m = m_2 - m_1 = -2.51 \cdot \log_{10} \left( \frac{I_2}{I_1} \right) \quad (4.20)$$

einem Faktor  $\approx 600$  zwischen den Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$ . Wenn man näherungsweise annimmt, daß ein Puls des Vela-Pulsars die gleiche Form hat wie ein Crab-Puls, ist die Signifikanz pro Puls bei gleichen Randbedingungen wie beim Crab-Pulsar um diesen Faktor kleiner,  $S_{Vela} = \frac{S_{Crab}}{600}$ . Eine Signifikanz von  $3\sigma$  kann deshalb erst nach etwa 8 Millionen Vela-Perioden erreicht werden.

Da die Periode des Vela-Pulsars mit  $P_{Vela} = 89\text{ms}$  aber einen Faktor 2.7 länger ist als die Crab-Periode  $P_{Crab} = 33.5\text{ms}$  dauert die Messung einer bestimmten Anzahl Perioden bei Vela in Echtzeit den gleichen Faktor länger.  $8 \cdot 10^6$  Vela-Perioden entsprechen etwa 200 Stunden.

Eine Verringerung des Untergrundes bei der Messung um den Faktor 2 würde zu einer Verringerung der Meßzeit um den Faktor  $\sqrt{2}$  führen. Die Messung eines  $3\sigma$  Signals von Vela würde dann etwa 140 Stunden in Anspruch nehmen.

## 4.5 Astronomische Messungen

### 4.5.1 Verifizierung der korrekten Positionierung des PMT's

Wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, wurde der Photomultiplier in einem ersten Schritt manuell auf dem Kameradeckel ausgerichtet, so daß ein längs der optischen Achse des Teleskops einfallender Lichtstrahl auf das Zentrum der Blendenöffnung fallen sollte. Da diese Ausrichtung jedoch einige Unsicherheiten aufwies, mußte sie durch Kontrollmessungen überprüft werden, bevor die eigentlichen Messungen des Crab-Pulsars durchgeführt wurden.

#### Elevation-Azimuth-Scans

Für die erste Variante der Ausrichtungs-Tests wurde das Teleskop mit montiertem Meßaufbau auf einen hellen Stern gerichtet. Unter der Annahme, daß die Teleskopausrichtung korrekt ist, sollte das Bild des Sterns genau auf dem Auftreffpunkt der optischen Achse auf dem Kameradeckel liegen. Falls die Position des mechanischen Aufbaus auf dem Deckel ebenfalls korrekt ist, sollte dann das

Bild des Sterns genau im Zentrum der Blendenöffnung des PMT liegen. Falls dies nicht der Fall ist, würde erst eine Veränderung der Teleskopausrichtung den Stern in den PMT abbilden. Eine Fehlausrichtung des mechanischen Aufbaus könnte durch eine nachträgliche Ausrichtungskorrektur des Teleskops behoben werden. Eine solche zusätzliche Korrektur erfolgt durch Anpassung der Korrekturwerte für die Durchbiegung der Kameramasten und die Refraktion der Atmosphäre (Abschnitt 2.2.1).

Um den Photomultiplier nicht zu schädigen, wurde ein abschwächender Graufilter vor der Blendenöffnung angebracht. Außerdem wurde das Photomultipliersignal nicht über den Weg Shaper → 16bit ADC ausgelesen, sondern zuerst in einen I-U-Wandler geleitet, der ein dem registrierten Strom proportionales Spannungssignal an einem Ausgang bereitstellt. Dieses analoge Spannungssignal wurde dann mit einem 12bit ADC digitalisiert.

Ausgehend von der Anfangsausrichtung des Teleskops als Nullpunkt wurde dann diese Ausrichtung schrittweise in positiver und negativer Elevationsrichtung verändert, und jeweils der 12bit ADC-Wert als Maß für die in den PMT gelangende Intensität registriert. Genauso wurde für die Azimuth-Richtung verfahren. Das Endergebnis war ein Kreuz von Meßpunkten über der Anfangsposition (Abb. 4.45). Im Fall korrekter Ausrichtung des mechanischen Aufbaus auf dem Kameradeckel sollte die Anfangsposition für beide Richtungen die höchste Intensität liefern. Eine Fehlausrichtung des mechanischen Aufbaus wäre daran erkennbar, daß das Intensitätsmaximum nicht mit der Anfangsposition übereinstimmt. Abbildung 4.46 zeigt das Ergebnis einer Scans über die Sollposition des Sterns Aldebaran. Während das Maximum der Intensität in Elevationsrichtung gut mit der Sollposition übereinstimmt, weicht es in Azimuth-Richtung um  $0.015^\circ$  davon ab.

Die anhand eines solchen Elevation-Azimuth Scans bestimmte Fehlausrichtung des mechanischen Aufbaus wurde bei den Messungen des Crab-Pulsars durch Anwendung eines entsprechenden Korrekturwertes auf die Ausrichtung des Teleskops berichtigt.

## Driftscans

Die zweite Variante zur Kontrolle der Ausrichtung wurde am letzten Tag der Messungen des Pulsars angewandt, um zu überprüfen, ob die Ausrichtungskorrektur weiterhin richtig war. Bei ihr wurde das Teleskop unter Anwendung der Korrekturwerte auf einen vorausberechneten Punkt am Himmel ausgerichtet, durch den kurze Zeit später ein heller Stern driften sollte.

Für diese Messungen wurde der normale Meßaufbau, bestehend aus Shaper und 16bit ADC verwendet. Die Messung wurde jeweils gestartet, bevor der Stern den erwarteten Punkt am Himmel erreichen sollte und kurz danach beendet. Um das den ADC erreichende Signal im Maximum nicht zu groß werden zu lassen, und

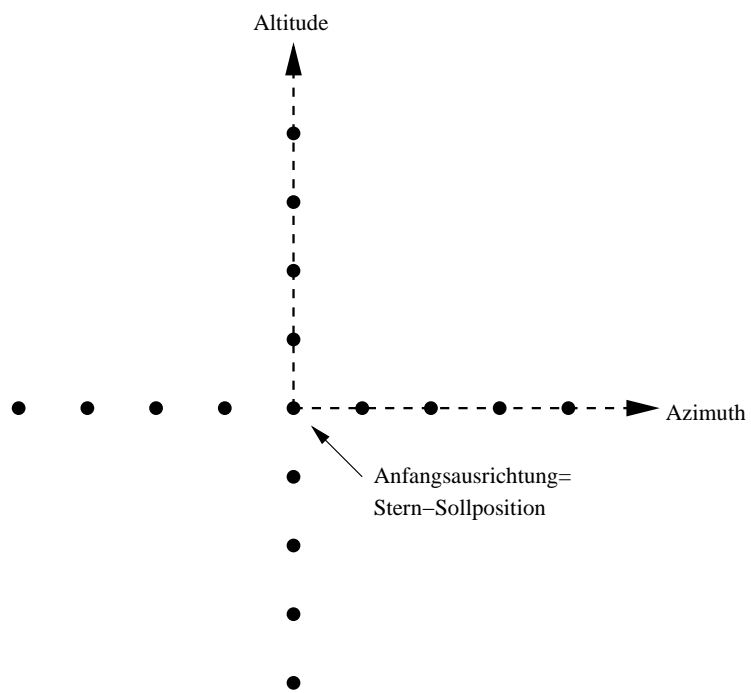


Abbildung 4.45: Schematische Darstellung der Verteilung der Meßpunkte bei einem Elevation-Azimuth-Scan, relativ zur Anfangsposition.



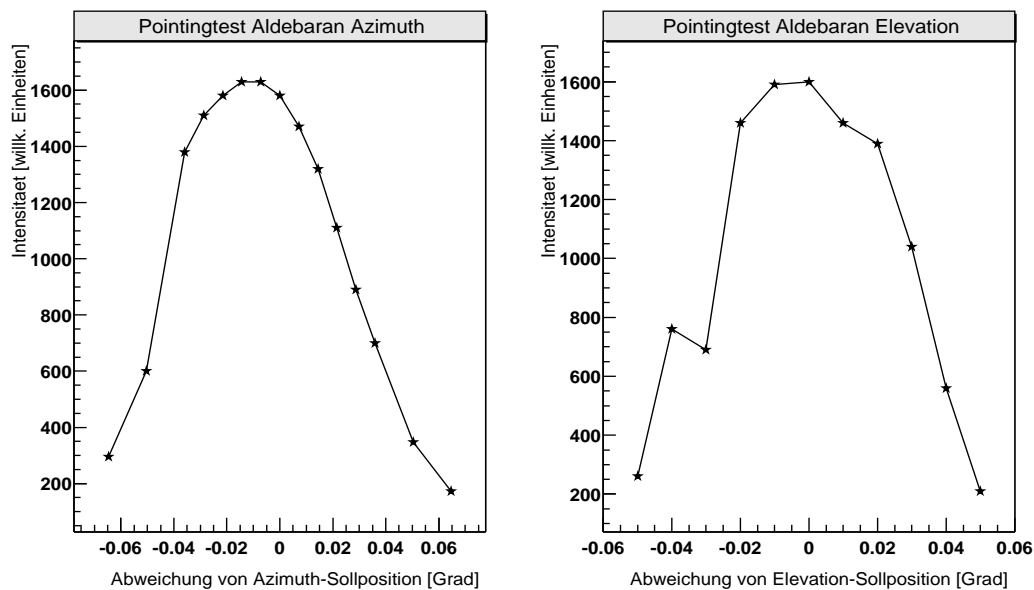


Abbildung 4.46: Intensitätsverläufe in willkürlichen Einheiten für die Variation der Teleskopausrichtung in Azimuth- und Elevationsrichtung.

um den PMT zu schützen, wurde außer dem Graufilter eine andere Blende verwendet. Ihr Öffnungsdurchmesser betrug nur 1mm.

Aus den Meßzeitpunkten der ADC-Werte lassen sich, da der geographische Standort des Teleskops und der in Elevation-Azimuth Koordinaten feste Ausrichtungspunkt am Himmel bekannt ist, zugehörige Rektaszensionswerte berechnen, die auf die Rektaszension des Sterns bezogen werden können. Eine Auftragung der registrierten Intensität gegen die Differenz von Rektaszension und Sternrektaszension sollte bei richtiger Ausrichtung ein Maximum bei Null haben.

Abbildung 4.47 zeigt das Ergebnis eines Driftscans. Die Position des Maximums weicht um etwa 0.04 Grad von der erwarteten Position ab. Dieser Winkel entspricht in der Brennebene der Teleskopspiegel etwa zehn Millimetern, um die das Bild des Sterns aus dem Zentrum des Photomultipliers verschoben ist. Für die bei den Crab-Pulsar Messungen verwendete Blende mit 23 mm Durchmesser bedeutet dies, daß der Stern an den Rand der Blende abgebildet wurde. Ein Teil der Abbildungsfunktion lag außerhalb der Blende und konnte vom Photomultiplier nicht mehr registriert werden.



Abbildung 4.47: Verlauf der registrierten Intensität in willkürlichen Einheiten aufgetragen gegen die Differenz zwischen der Rektaszension des Punktes am Himmel, auf den das Teleskop ausgerichtet war, und der Rektaszension des Sterns. Die Position des Maximums weicht um etwa 0.04 Grad von der erwarteten Position ab.

## 4.5.2 Crab-Pulsar Datennahme

Vom 20.1. bis 29.1.2003 wurden Pulsardaten aufgezeichnet. Die Messungen erfolgten während der Zeit der astronomischen Dunkelheit, wenn der Mond nicht zu sehen war und die Sonne mindestens  $18^\circ$  unter dem Horizont stand. Die durch diese Bedingungen vorgegebene theoretische maximale Meßzeit betrug etwa 28 Stunden mit einer Höhe des Crab-Pulsars von mindestens  $30^\circ$  über dem Horizont. Durch schlechtes Wetter, Soft- und Hardware-Probleme der Teleskopsteuerung, sowie anderen durchgeführten Messungen wurden davon etwa 6.7 Stunden mit einer Teleskopausrichtung direkt auf den Crab-Pulsar genutzt.

Zwischen den einzelnen Messungen wurden für wenige Sekunden Daten mit abgeschalteter PMT-Hochspannung aufgenommen, um den Offset des Verstärkers zu bestimmen. Aus diesen HV-Aus Daten erhält man das mittlere Niveau des elektronischen Untergrundes einer Crab-Messung, um das die Crab-Daten korrigiert werden, um den Anteil des Himmelshintergrundes am Signal bestimmen zu können.

## Vela-Pulsar Datennahme

Nachdem sich bei der Voranalyse der Crab-Daten in Namibia zeigte, daß schon eine kurze Meßzeit von wenigen Minuten ein deutliches Signal hervorbringt, wurde ein Großteil der restlichen Zeit auf die Beobachtung des Vela-Pulsars verwendet. Vom 25.1. bis zum 31.1.2003 wurden  $\approx 12$  Stunden Daten mit einer Teleskopausrichtung auf den Vela-Pulsar aufgezeichnet (Vgl. Abschnitte 4.4.3, 5.3). Desweiteren wurden ebenfalls Daten mit abgeschalteter PMT-Hochspannung gespeichert, aus denen sich das mittlere Niveau des elektronischen Untergrundes bestimmen läßt. Damit werden die Vela-Daten korrigiert, um den Anteil des Himmelhintergrundes am Signal bestimmen zu können.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

### 5.1 Datenauswahl

Um in der Analyse nur Daten möglichst guter Qualität zu verwenden, wurden einzelne Datensätze von vornherein ausgeschlossen, bei denen schon während der Datennahme Störungen aufgefallen waren. Solche Störungen waren z.B. der Abbruch der Nachführung des Teleskops aufgrund einer Fehlermeldung der Steuerungssoftware, oder ein ungewolltes Abschalten der PMT-Hochspannung. Nach dieser Vorauswahl verbleiben etwa 4 Stunden Rohdaten.

Um eine weitere Qualitätsauswahl bei Daten vornehmen zu können, bei denen während der Datennahme keine Störungen aufgefallen waren, werden beim Einlesen die Rohdaten in zehn Sekunden lange Abschnitte unterteilt und für jeden Abschnitt ein ADC-Histogramm erstellt. Das RMS der ADC-Verteilungen ist ein Maß für die Schwankungen des mittleren Signals während der zehn Sekunden. Bei instabilen atmosphärischen Bedingungen (wie z.B. dem Durchzug von Wolkenfeldern), oder auch sehr starken Verstärkeroffset-Schwankungen, wird die Schwankung des Signals und damit das RMS der ADC-Verteilungen größer sein als bei stabilen Umständen (klarer Himmel, geringe Luftfeuchte, stabiler Verstärkeroffset etc.). Anhand des RMS der zehn Sekunden ADC-Histogramme wird daher entschieden, ob der Datenabschnitt in die Analyse eingeht, oder nicht. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung des RMS der ADC-Histogramme aller zehn Sekunden Abschnitte.

In die im nächsten Kapitel dargestellte Analyse gehen nur Abschnitte mit einem RMS zwischen 200 und 260 ein. Sie stellen den größten Teil der Datenabschnitte mit einem möglichst kleinen RMS dar.

Nach der RMS-Datenauswahl erhält man 169 Minuten Rohdaten, die in der Analyse Verwendung finden. Dies entspricht etwa  $3 \cdot 10^5$  Perioden des Crab-Pulsars.

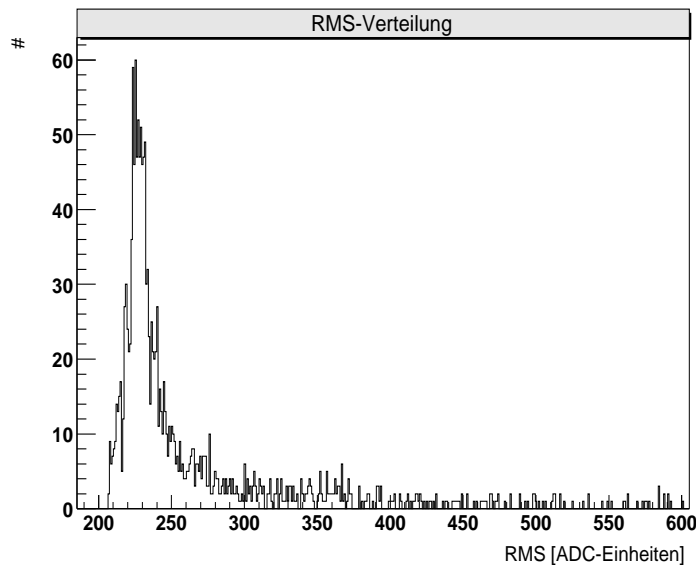


Abbildung 5.1: Verteilung des RMS der ADC-Histogramme aller 10 Sekunden Abschnitte.

## 5.2 Crab-Pulsar

### 5.2.1 Die Lichtkurve

Abbildung 5.2 zeigt die Lichtkurve des Pulsars, wie sie aus den Daten erstellt wurde. Dazu wurden die lokalen Meßzeitpunkte jedes ADC-Werts auf das Baryzentrum des Sonnensystems korrigiert und mit Hilfe der Jodrell-Pulsarephemeriden in einen Phasenzeitpunkt umgerechnet. Die zugehörigen ADC-Werte wurden dann entsprechend ihrer Phase auf 1000 Phasenintervalle verteilt. Der Nullpunkt der Rotationsphase ist durch die Jodrell Bank Ephemeriden festgelegt. Er ist definiert als Ankunftszeit des Hauptpulses der Lichtkurve im Radiowellenlängenbereich im Schwerpunkt des Sonnensystems.

### 5.2.2 Überprüfung der Zeitgenauigkeit

Zur Überprüfung der Genauigkeit des Zeitnahmesystems wurde aus den Daten jeden Tages eine eigene Lichtkurve erstellt. In diesen Lichtkurven wurde dann die Phasenposition des Hauptpulses bestimmt, indem an das Maximum eine kombinierte Gaußfunktion angepaßt wurde (Abb. 5.3). Diese kombinierte Gaußfunktion

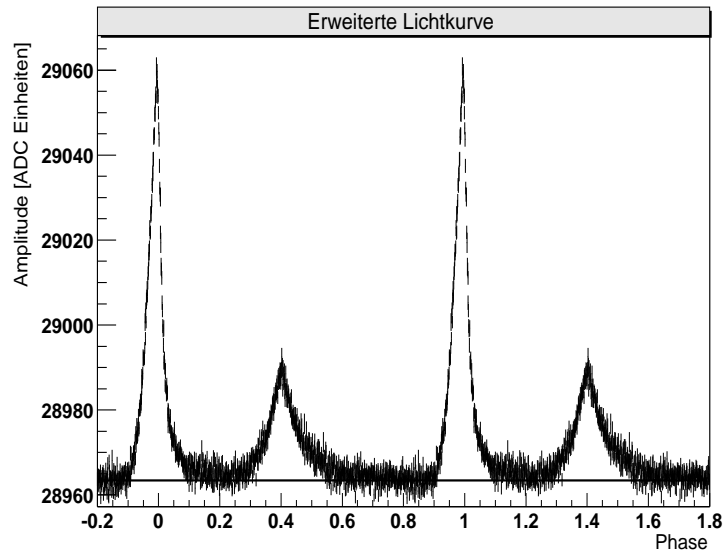


Abbildung 5.2: Erweiterte Lichtkurve des Crab-Pulsars. Sie zeigt zwei Perioden mit 1000 Intervallen pro Periode, entsprechend  $33.54\mu s$  pro Intervall. Zugrundgelegt sind etwa 169 Minuten Meßzeit. Das Niveau des Untergrundes, der noch nicht abgezogen wurde, ist durch die durchgezogene Linie angedeutet.

setzt sich aus zwei unterschiedlichen Funktionen für die ansteigende und abfallende Flanke des Pulses zusammen, mit einem gemeinsamen Parameter für den Mittelwert, also die Phasenposition des Pulses  $\varphi_p$ , sowie für die Amplitude A:

$$\text{ansteigende Flanke, } \varphi < \varphi_p : \quad G(\varphi) = A \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi - \varphi_p)^2}{\sigma_1^2}\right) \quad (5.1)$$

$$\text{abfallende Flanke, } \varphi > \varphi_p : \quad G(\varphi) = A \cdot \exp\left(-\frac{(\varphi - \varphi_p)^2}{\sigma_2^2}\right) \quad (5.2)$$

$\sigma_1$  und  $\sigma_2$  sind die unterschiedlichen Breiteparameter.

Als Ergebnis erhält man den Verlauf der Phasenposition des Hauptpulses als Funktion des Beobachtungstages. Falls die Zeitnahme und Phasenanalyse korrekt sind, sollte die Position unverändert bleiben. Dies ist der Fall, wie Abbildung 5.4 zeigt. Für den 20.1. stehen nur sehr wenige Daten nach der Datenauswahl zur Verfügung, da zum Einen nur sehr wenige Rohdaten aufgenommen wurden und diese zum Anderen auch schlechter Qualität waren. Dadurch kann die größere Abweichung dieses Punktes (und sein größerer Fehler) von den restlichen, die einer Konstanten folgen, erklärt werden. Die in Zeit umgerechneten Fehler auf die

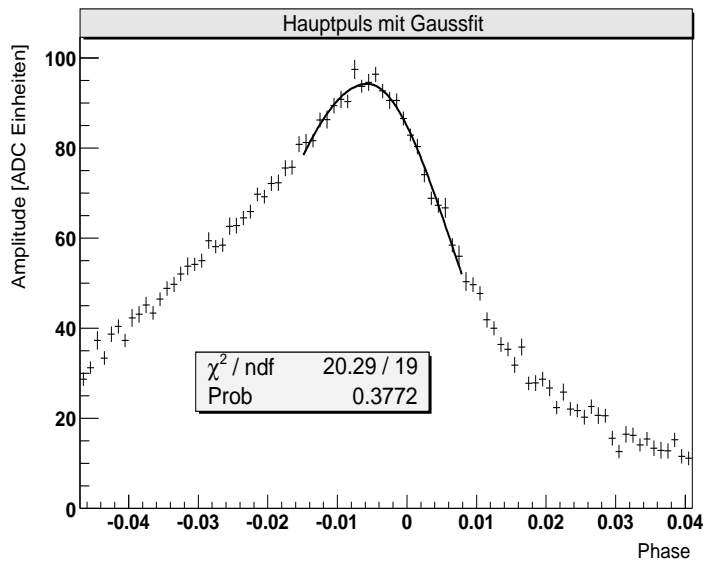


Abbildung 5.3: Hauptpuls des Crab-Pulsars mit Gaußfunktion zur Bestimmung der Position des Maximums.

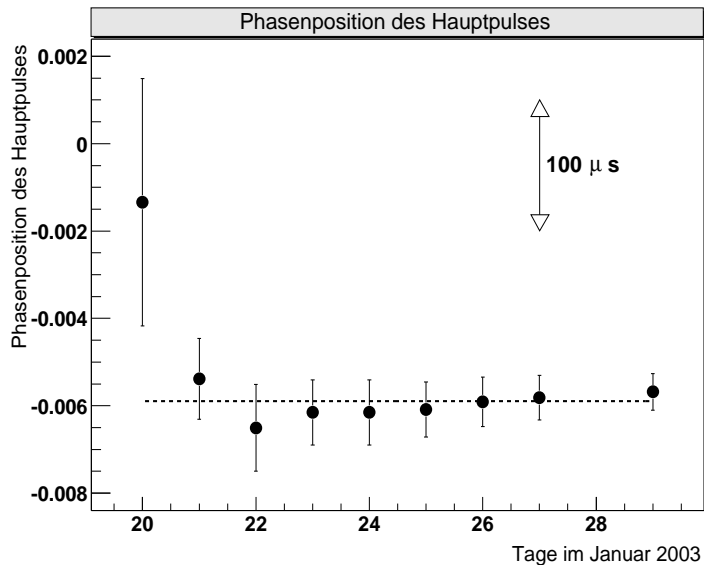


Abbildung 5.4: Phasenposition des Hauptmaximums als Funktion des Tages. Bei der Phasenanalyse der Daten wurde die zweite Zeitableitung der Pulsarfrequenz verwendet. Die angegebenen Fehler sind die Fehler der Näherungsfunktionen auf die Position des Maximums.

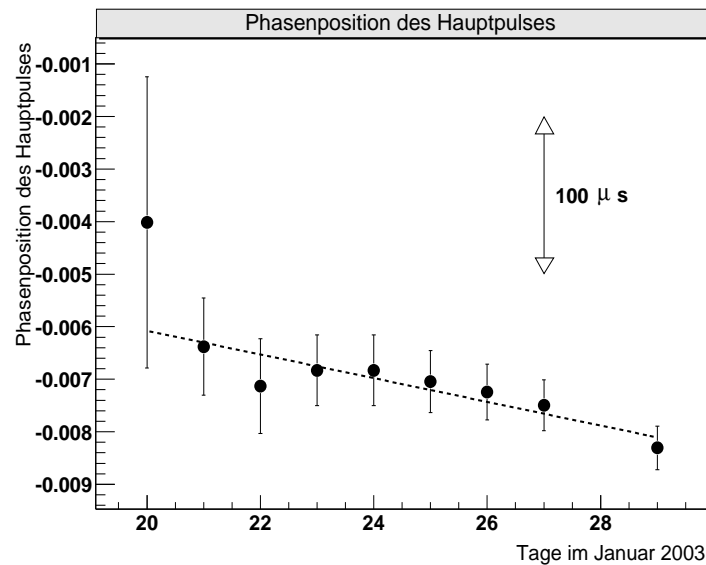


Abbildung 5.5: Phasenposition des Hauptpulses als Funktion des Tages ohne Berücksichtigung der zweiten Zeitableitung der Pulsarfrequenz bei der Phasenanalyse.

Phasenpositionen liegen, mit Ausnahme des Punktes für den 20.1., im Bereich von  $14\mu s$  bis  $33\mu s$ . Die zugrundeliegenden Meßzeiten der einzelnen Tage betragen zwischen 11 und 43 Minuten. Der Fehler auf den Wert der eingezeichneten Konstanten beträgt umgerechnet  $7\mu s$ .

Auf die Abweichung der Phasenposition vom Nullpunkt der Rotationsphase wird in Kapitel 5.2.4 eingegangen.

Man kann festhalten, daß sich das Zeitnahmesystem über den Zeitraum einer Woche als stabil erwiesen hat. Das Zeitnahmesystem und die zur Phasenanalyse verwendete Software erlaubt die Bestimmung der Ankunftszeit des Crab-Hauptpulses in der Pulsarperiode nach einer Meßzeit von einer halben Stunde mit einer Genauigkeit von der Ordnung  $10\mu s$ .

Wie im Abschnitt 4.3.2 gesagt, ist die Verwendung der zweiten Zeitableitung der Pulsarfrequenz bei der Phasenanalyse wichtig, falls Daten miteinander verglichen werden sollen, die über einen längeren Zeitraum verteilt genommen wurden. Die Auswirkung einer Nichtverwendung des Wertes auf den Verlauf der aus den Lichtkurven bestimmten Phasenposition des Hauptpulses als Funktion des Beobachtungstages zeigt Abbildung 5.5. Zum Einen weicht die Phasenposition an allen Tagen an wenig mehr von Null ab, als in Abbildung 5.4. Viel problematischer ist aber die Tatsache, daß die Phasenposition vom 21.1. bis zum 29.1. driftet, und sich um  $\approx 70\mu s$  verschoben hat. Eine Überprüfung der Stabilität des



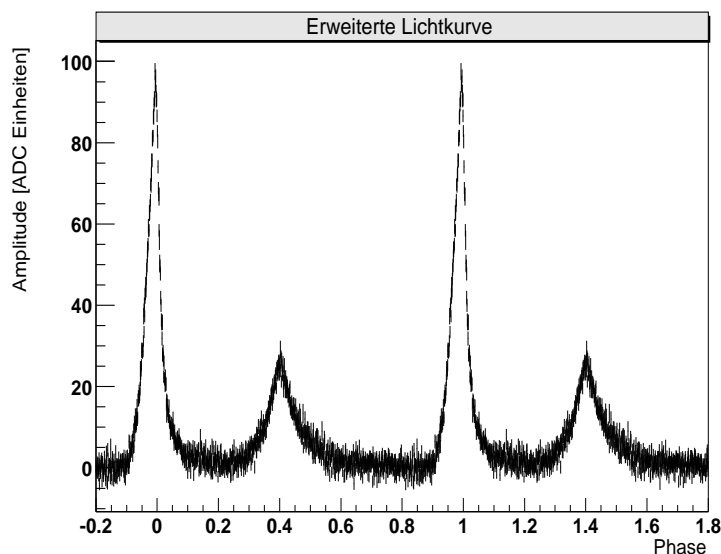


Abbildung 5.6: Erweiterte Lichtkurve des Crab-Pulsars nach Abzug des Untergrundes. Sie zeigt zwei Perioden mit 1000 Phasenintervallen pro Periode. Zugrundegelegt wurden alle nach der Datenauswahl vorliegenden Daten.

Zeitnahmesystems wäre damit nicht möglich.

### 5.2.3 Untergrund

Aus [29] geht hervor, daß die optische Strahlung des Pulsars vermutlich vollständig gepulst ist, daß im Phasenbereich zwischen 0.7729 und 0.8446 kein signifikanter ungepulster Beitrag des Pulsars an der Hintergrundintensität vorhanden ist. Auch wenn neuere Messungen ([13]) darauf hindeuten, daß im Phasenbereich zwischen 0.75 und 0.825 eine geringe, zeitlich konstante Emission des Pulsars meßbar sei, wird hier, da keine exakte Messung des Hintergrundes an der Pulsarposition vorliegt, auf die Aussage von [29] zurückgegriffen, und der Hintergrund aus der Intensität der Lichtkurve in der Phasenregion zwischen 0.7729 und 0.8446 bestimmt.

Dazu wird in der Lichtkurve in diesem Phasenbereich eine konstante Funktion angenähert, deren Wert dann die Intensität des Untergrundes darstellt (Abb. 5.2). Danach kann dieses Niveau abgezogen werden, um die Lichtkurve in Abbildung 5.6 zu erhalten.

Der für Abbildung 5.6 bestimmte Untergrund beträgt 28963 ADC-Einheiten. Die

Umrechnung in MHz Photoelektronen erfolgt durch

$$N_{pe} = \frac{ADC \cdot K}{V \cdot e} = (73 \pm 3) \text{ MHz pe} \quad (5.3)$$

In der Gleichung ist ADC der Untergrundwert in ADC-Einheiten, V die Verstärkung des PMT (Gl. 4.3), K der Konversionsfaktor zur Umrechnung von Anodenstrom zu ADC-Einheiten (Gl. 4.8) und e die Elementarladung.

Dies ist der mittlere Untergrundwert während der Messungen. Er ist mindestens 30% größer als der erwartete Wert (Gl. 4.16). Ein Vergleich mit dem Hintergrund bei den Messungen des Vela-Pulsars (Gl. 5.7) deutet aber an, daß diese Erhöhung auf den Crab-Nebel zurückzuführen ist, dessen scheinbare Helligkeit 8.4 mag, und dessen scheinbarer Winkeldurchmesser  $0.083^\circ$  beträgt.  $0.083^\circ$  entsprechen in der Brennebene der Teleskopspiegel 22 mm. Der Nebel füllt damit das Gesichtsfeld des Photomultipliers komplett aus (Vgl. Abschnitt 4.2.1).

#### 5.2.4 Phasenlage und Phasenabstand von Haupt- und Nebenmaximum

Wie bereits in Kapitel 5.2.2 beschrieben, wurde die Phasenposition des Hauptpulses in der Lichtkurve durch Anpassen einer abgewandelten Gaußfunktion ermittelt. Nach demselben Verfahren wird die Position des Nebempulses bestimmt.

Abbildung 5.7 zeigt den Nebempuls des Crab-Pulsars mit der angepaßten Funktion zur Bestimmung der Phasenposition. In Abbildung 5.8 ist der Verlauf der Position des Pulse als Funktion des Beobachtungstages aufgetragen. Der obere Bildteil entspricht Abbildung 5.4, im unteren Teil sind die entsprechenden Werte für die Position des Nebempulses dargestellt. Ihr Verlauf entspricht dem des Hauptpulses, der Fehler auf die einzelnen Positionen ist aber wegen des größeren relativen Fehlers der Datenpunkte des Nebempulses in der Lichtkurve größer.

Aus der Gesamt-Lichtkurve, Abbildung 5.6, erhält man folgende Werte für die Phasenpositionen und den Phasenabstand,

- Phasenposition des Hauptpulses :  $-0.0057 \pm 0.0004$
- Phasenposition des Nebempulses :  $0.4006 \pm 0.0020$
- Phasenabstand der Pulse :  $0.4063 \pm 0.0020$

die konsistent sind mit den Angaben in [36], [29], [6], [12].

In [36] finden sich z.B. folgende Werte für optische Wellenlängen vom V bis zum J-Band:

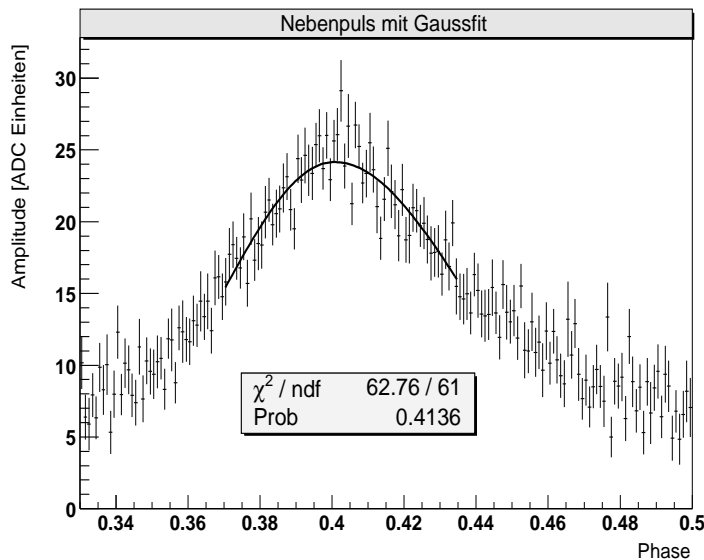


Abbildung 5.7: Nebenpuls des Crab-Pulsars mit Gaußfunktion zur Bestimmung der Maximumsposition.

- Phasenposition des Hauptpulses :  $-0.0058$
- Phasenposition des Nebenpulses :  $0.3973$
- Phasenabstand der Pulse :  $0.4031$

Wie in Kapitel 5.2.1 erläutert ist der Nullpunkt der Phase durch die Jodrell Bank Ephemeriden festgelegt und definiert als Phasenposition des Hauptpulses im Radiobereich. Die gemessene Abweichung vom Nullpunkt im Radiobereich von  $-0.0057$ , entsprechend  $190\mu s$ , tritt an jedem einzelnen Beobachtungstag auf (Abb. 5.4). Sie liegt bereits in der Größenordnung des maximalen zeitlichen Fehlers bei der Berechnung des Phasennullpunktes von  $100\mu s$  (Kapitel 4.3.2, Phasenanalyse), der für die verwendeten Pulsarephemeriden von Jodrell Bank angegeben wird. Die Abweichung könnte also auf eine unzulängliche Genauigkeit der Radiodaten zurückzuführen sein.

Damit ist aber keine eindeutige Aussage mehr über die reale Existenz der Abweichung möglich, die bedeuten würde, daß die Pulse in optischen Wellenlängenbereichen zeitlich vor den Radiopulsen emittiert werden. Eine parallel zu optischen Messungen durchgeführte Radiobeobachtung kann zur Klärung dieser Frage führen, da dann die jeweiligen Daten ohne zeitliche Extrapolation und deshalb mit höherer Genauigkeit miteinander korreliert werden können.

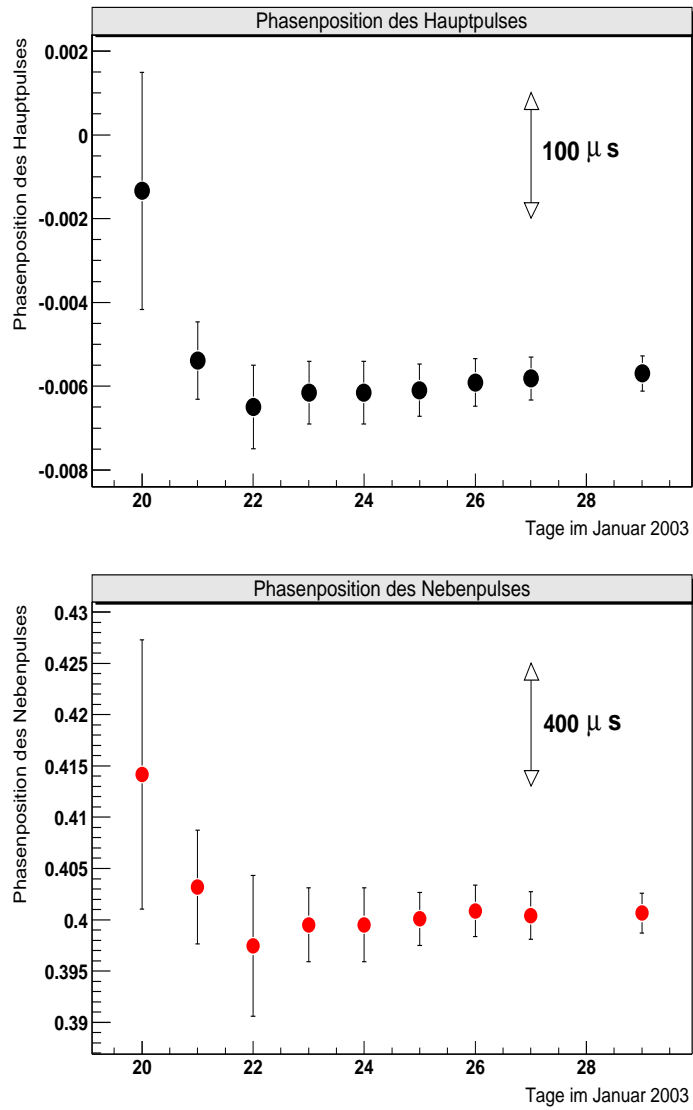


Abbildung 5.8: Phasenpositionen von Haupt- und Nebenpuls des Crab-Pulsars. Die angegebenen Fehler sind die Fehler der Näherungsfunktionen auf die Maximumsposition.

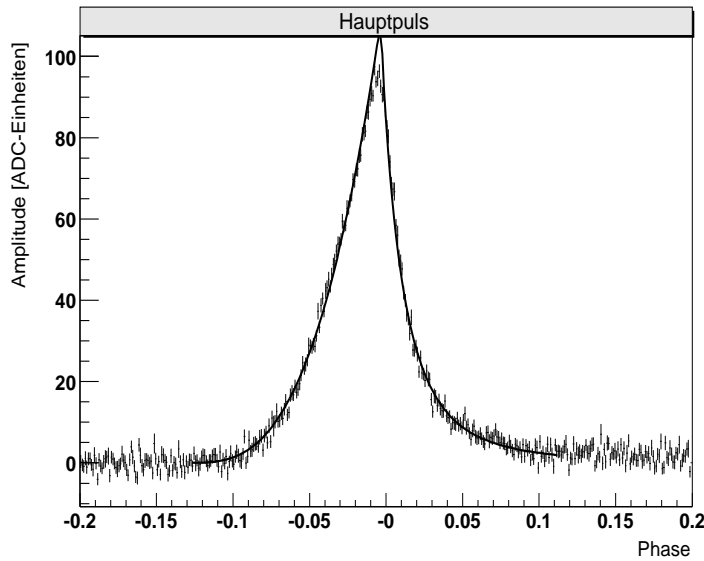


Abbildung 5.9: Hauptpuls mit Näherungsfunktionen zur Bestimmung der Halbwertsbreite.

### 5.2.5 Halbwertsbreiten von Haupt- und Nebenmaximum

Zur Veranschaulichung der unterschiedlichen Verläufe der ansteigenden und abfallenden Flanken von Haupt- und Nebenpuls sind in den Abbildungen 5.9 und 5.10 die entsprechenden Phasenbereiche vergrößert dargestellt. Durch Auswertung der als schwarze Linien überlagerten Näherungsfunktionen wird jeweils die Phasenposition berechnet, bei der die ansteigenden und abfallenden Flanken der Pulse die Hälfte des Maximalwertes erreicht haben (Abb 5.11). Bezogen auf die Position des Pulsmaximums errechnen sich daraus die Halbwertsbreiten. Die Maximalwerte und Phasenpositionen von Haupt- und Nebenpuls werden mit der in den vorangegangenen Kapiteln schon besprochenen abgewandelten Gaußfunktion bestimmt.

Die verwendete Näherungsfunktion für die ansteigenden Flanken ist allgemein durch

$$f(\phi) = p_0 \cdot (\phi - p_1)^3, \quad (5.4)$$

und für die abfallenden Flanken durch

$$f(\phi) = p_0 \cdot (\phi - p_1)^{-3} \quad (5.5)$$

gegeben.  $\phi$  ist darin die Phasenposition,  $p_0$  und  $p_1$  Näherungsparameter.

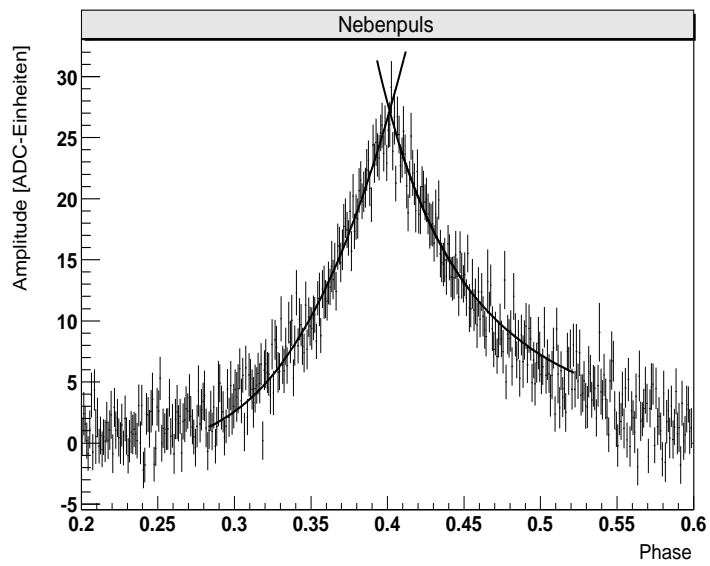


Abbildung 5.10: Nebenpuls mit Näherungsfunktionen zur Bestimmung der Halbwertsbreite.

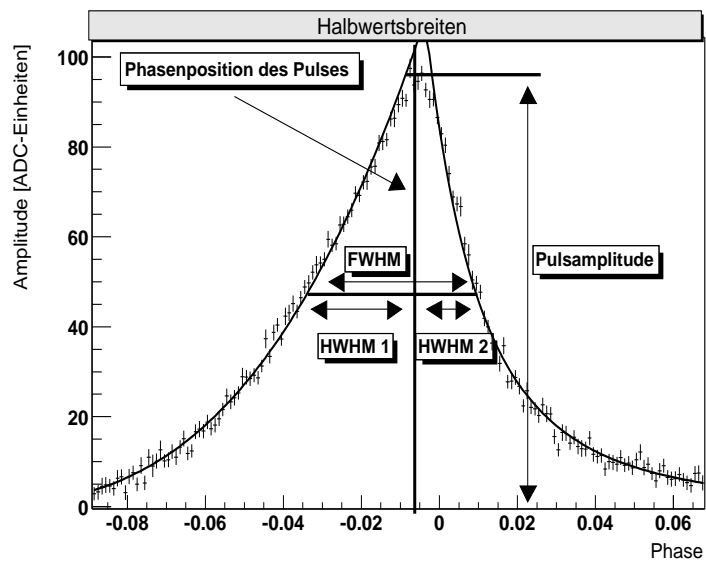


Abbildung 5.11: Am Beispiel des Hauptpulses: Veranschaulichung der halben und vollen Halbwertsbreite des Pulses.

In Abbildung 5.9 ist zu erkennen, daß der Schnittpunkt der Näherungskurven über dem Maximum des Pulses, außerhalb der Fehler der Datenpunkte liegt. Die Pulsform im Bereich der Spitze weicht vom extrapolierten Verlauf der Flanken ab, sie erscheint abgeflacht (Kapitel 5.2.8).

In Abbildung 5.10 ist keine Abflachung zu erkennen, der Schnittpunkt der Näherungskurven liegt innerhalb der Fehler der Phasenintervalleinträge. An der Abbildung wird hingegen deutlich, daß aufgrund des größeren relativen Fehlers der Datenpunkte (wegen der geringeren Amplitude des Nebenpulses) auch die Fehler der Näherungsfunktion groß sind. Dies resultiert letztlich in den großen Fehlern der Halbwertsbreiten des Nebenpulses.

In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der Halbwertsbreitenanalyse aufgelistet. Ein Vergleich der Werte für die FWHM, HWHM und das Amplitudenverhältnis mit den Angaben in [36], [29], [6], [7], [12] zeigt Übereinstimmung im Rahmen der Fehler, die aus den Fehlern der Parameter der Flankennäherungsfunktionen errechnet wurden. Der Vergleich kann jedoch nur qualitativ sein, da die Angaben in den Publikationen auf bestimmte optische Wellenlängenbänder bezogen sind und die Werte für die FWHM und HWHM nicht unabhängig vom betrachteten Band zu sein scheinen (Abb. 5.12). Die in dieser Diplomarbeit analysierten Daten setzen sich jedoch aus der Überlagerung mehrerer Wellenlängenbänder zusammen.

Pulsparameter	Wert	Fehler	Wert [ms]	Fehler [ms]
Phasenlage Hauptpuls	-0.0057	0.0004	-	-
FWHM Hauptpuls	0.0436	0.0015	1.46	0.05
HWHM Hauptpuls, ansteigende Flanke	0.0284	0.0013	0.95	0.04
HWHM Hauptpuls, abfallende Flanke	0.0152	0.0010	0.51	0.03
Phasenlage Nebenpuls	0.4006	0.0020	-	-
FWHM Nebenpuls	0.0993	0.0151	3.33	0.51
HWHM Nebenpuls, ansteigende Flanke	0.0434	0.0047	1.46	0.16
HWHM Nebenpuls, abfallende Flanke	0.0559	0.0146	1.88	0.49
Amplitude Hauptpuls [ADC]	94.25	0.60	-	-
Amplitude Nebenpuls [ADC]	24.16	0.33	-	-
Amplitudenverhältnis Haupt- zu Nebenpuls	3.90	0.06	-	-

Tabelle 5.1: Halbwertsbreiten in Phaseneinheiten und in Millisekunden.

Ausgehend von den Werten und bei Betrachtung der Abbildungen 5.6, 5.9 und 5.10 ist eine gewisse Symmetrie der Lichtkurve bezüglich des Brückenbereichs zwischen den beiden Pulsen erkennbar. Neben der leicht erhöhten Intensität der Brücke (Kapitel 5.2.6) zeigen beide innenliegenden Flanken der Pulse kleinere halbe Halbwertsbreiten als die äußeren. Auch der scheinbare Intensitätsunterschied der Pulse verringert sich, wenn man statt der Amplituden die in den Pulsen enthaltene integrierte Intensität betrachtet (Kapitel 5.2.6).

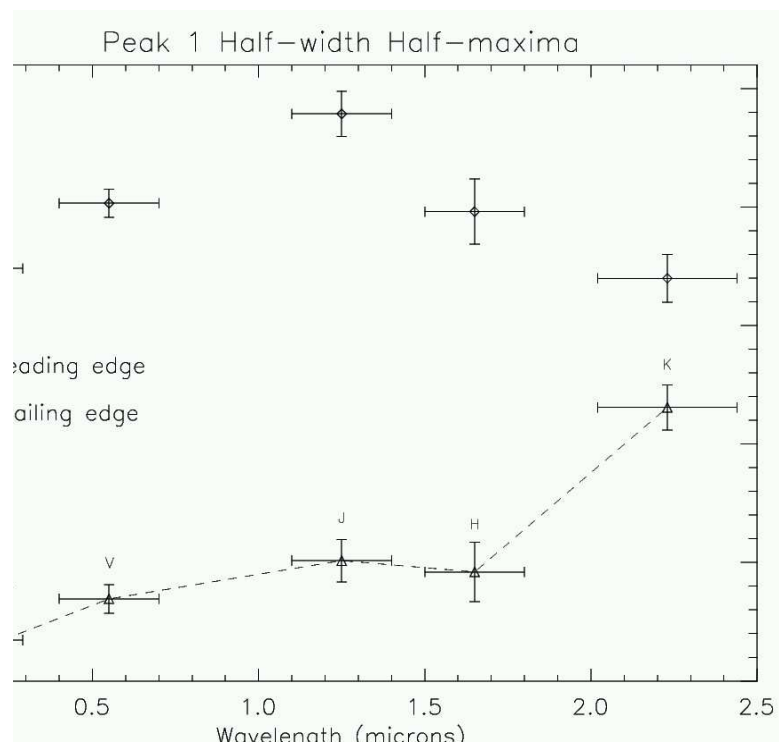


Abbildung 5.12: Aus [7]: Halbe Halbwertsbreiten (HWHM) für die ansteigende (oben) und abfallende Flanke (unten) des Hauptpulses vom K bis in das UV Band.



## 5.2.6 Photoelektronenrate und relative Intensitäten der Phasenregionen

Ausgehend von der Lichtkurve nach Abzug des Untergrundes (Abb. 5.6) wird die Photoelektronenrate pro Periode des Pulsars bestimmt, indem über die einzelnen Regionen der Phase (Tabelle 5.2) integriert wird. Die dazu verwendete Lichtkurve ist in 1000 Phasenintervalle eingeteilt, ein Intervall hat also, bei einer Periode des Crab-Pulsars von 33.54 ms, eine zeitliche Breite von  $dt = 33.54\mu s$ .

Für das Integral wird die Summe der Einträge der Phasenintervalle multipliziert mit  $dt$  gebildet. Der Wert des Integrals  $I$  hat dann die Einheit  $ADC \cdot s$ . Sein Fehler wird aus den Fehlern auf die Einträge der Phasenintervalle berechnet. Mit den Werten für die Verstärkung  $V$  des PMT (Gl. 4.3), den Konversionsfaktor Strom  $\rightarrow$  ADC  $K$  (Gl. 4.8) und die Elementarladung  $e$  errechnet sich dann die Anzahl der Photoelektronen gemäß

$$N_{pe} = \frac{I \cdot K}{V \cdot e}. \quad (5.6)$$

Der Fehler auf die Anzahl der Photoelektronen wird aus den Fehlern der eingehenden Faktoren bestimmt. Tabelle 5.2 zeigt die zugrundegelegten Phasenregionen.

Im Gegensatz zu den Angaben in Tabelle 4.2 wird hier, um die komplette Pulsarphase mit den Regionen abzudecken, die Nebenpulsregion bis zur Phasenposition 0.769 ausgeweitet und die Untergrundregion von 0.770 bis 0.879 definiert. Tabelle 5.3 listet die Ergebnisse auf.

Bezeichnung	Phasenintervall
Hauptpuls	-0.120 - 0.120
Brücke	0.121 - 0.270
Nebenpuls	0.271 - 0.769
Untergrund	0.770 - 0.879

Tabelle 5.2: Definitionen der Pulsar-Phasenregionen wie sie für die Analyse der Photoelektronenraten verwendet werden (Vgl. Tabelle 4.2).

Da die Untergrundregion im Phasenbereich von 0.7729 bis 0.8446 dazu diente, den Hintergrund des gepulsten Signals zu bestimmen (Kapitel 5.2.3) wurde das Integral im neu definierten Untergrundbereich zur Kontrolle ausgeführt. Die erhaltene Photoelektronenrate ist konsistent mit 0.

Die Gesamtrate von  $(751 \pm 48)$  Photoelektronen pro Periode stimmt im Rahmen der Fehler mit der aus den Angaben in [29] erhaltenen Abschätzung von  $(843 \pm 12)$  überein (Kapitel 4.4.1). Die Rate im Brückenbereich ist gegenüber dem Untergrundintervall erhöht, wie auch Abbildung 5.13 zeigt. Die untere eingezeichnete Näherungsfunktion (schwarze Gerade) stellt die mittlere Intensität des

Bezeichnung	Anzahl Photoelektronen	Fehler
Hauptpuls	460	41
Nebenpuls	270 (262)	24 (23)
Brücke	20	3
Untergrund	1	3
Insgesamt	751	48

Tabelle 5.3: Photoelektronenraten in den Phasenintervallen und insgesamt pro Pulsarperiode. Beim Nebenpuls ist in Klammern der Wert angegeben, den man bei Verwendung der in Tabelle 4.2 angegebenen Phasenregion erhält.

Untergrundes dar, die obere (rote Gerade) die mittlere Intensität in der Brückenregion. Die Signifikanz der erhöhten Intensität ist  $7.3 \sigma$ .

Relation	Wert [%]	absoluter Fehler [%]
Hauptpuls/Gesamtwert	61	0.7
Nebenpuls/Gesamtwert	36	0.4
Brücke/Gesamtwert	2.7	0.1
Nebenpuls/Hauptpuls	59 (57)	0.9
Brücke/Hauptpuls	4.3	0.1

Tabelle 5.4: Relative Intensitäten in %.

Die relativen Intensitäten berechnen sich aus den Verhältnissen der Photoelektronenraten. Sie sind in Tabelle 5.4 aufgelistet (Vgl.[6], [13]). Während die Amplitude des Hauptpulses um fast einen Faktor vier größer als die des Nebenpulses ist unterscheiden sich ihre Intensitäten lediglich um etwa einen Faktor 1.7 .

## 5.2.7 Signifikanz der Phasenregionen

Aus der Gesamt-Lichtkurve vor Abzug des Untergrundes (Abb. 5.2) lassen sich die Signifikanzen der einzelnen Phasenregionen nach der Gesamtmeßzeit berechnen, indem die ADC-Mittelwerte in den Regionen und die Fehler der Mittelwerte betrachtet werden. Zur Berechnung der Mittelwerte wurden konstante Funktionen an die Regionen der Lichtkurve angepaßt (Abb. 5.13, 5.14).

Der Wert der Konstanten entspricht jeweils dem Mittelwert in der Phasenregion, der Fehler auf den Wert der Konstanten dem Fehler des Mittelwerts (Tabelle 5.5). Die Signifikanzen nach Gleichung A.7 ([21]) sind Tabelle 5.6 zu entnehmen.

Da insgesamt etwa  $3 \cdot 10^5$  Perioden des Crab-Pulsars beobachtet wurden, ist die aus der Gesamtsignifikanz des Hauptpulses abgeleitete Signifikanz nach Messung einer Periode:  $S_{per} = \frac{S_{ges}}{\sqrt{N_{per}}} = \frac{114}{\sqrt{3 \cdot 10^5}} = 0.21\sigma$ . Eine Signifikanz von  $3 \sigma$  erhält

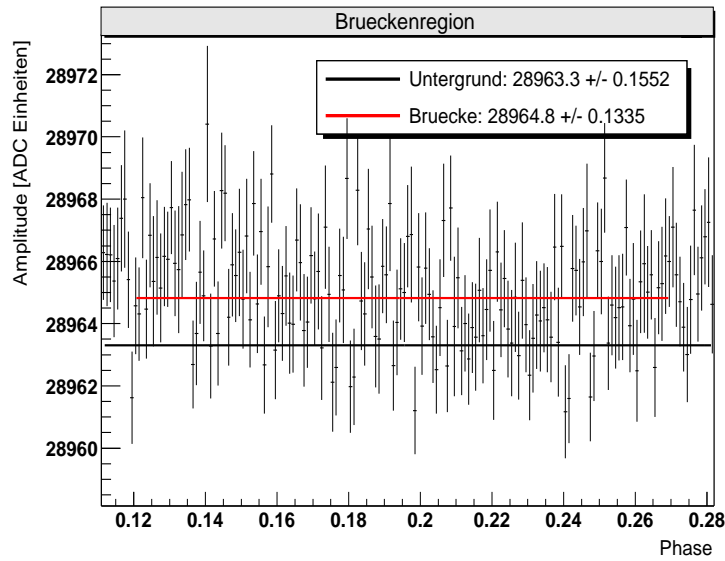


Abbildung 5.13: Brückenregion der Pulsarphase zur Veranschaulichung der höheren Intensität in diesem Bereich. Ausgehend von den  $1\sigma$ -Fehlern der angenäherten Konstanten ist die Signifikanz der erhöhten Intensität  $7.3 \sigma$ .

Region	Phasenintervall	Mittelwert [ADC-Einheiten]
Hauptpuls	-0.120 - 0.120	$28985.4 \pm 0.1$
Nebentpuls	0.271 - 0.769	$28969.6 \pm 0.1$
Brücke	0.121 - 0.270	$28964.8 \pm 0.1$
Untergrund	0.770 - 0.879	$28963.3 \pm 0.2$

Tabelle 5.5: ADC-Mittelwerte in den Phasenregionen.

man nach Messung von etwa 200 Perioden, entsprechend einer Meßzeit von etwa 7 Sekunden.

## 5.2.8 Abflachung des Hauptpulses

Wie bei der Bestimmung der Halbwertsbreiten der Pulse (Kapitel 5.2.5) gesagt wurde, scheint im Bereich des Maximums des Hauptpulses eine Abflachung des Intensitätsverlaufs, abweichend vom Verlauf der Näherungsfunktionen für die Pulsflanken, vorhanden zu sein. Um dies näher zu untersuchen wurde eine Lichtkurve des Pulsars mit 2000 Phasenintervallen erstellt. Der Zeitabstand zwischen zwei dargestellten Datenpunkten beträgt somit  $16.8\mu s$ , also die Hälfte des Zeitabstandes zwischen zwei Datenpunkten in den bisher verwendeten Lichtkurven mit 1000

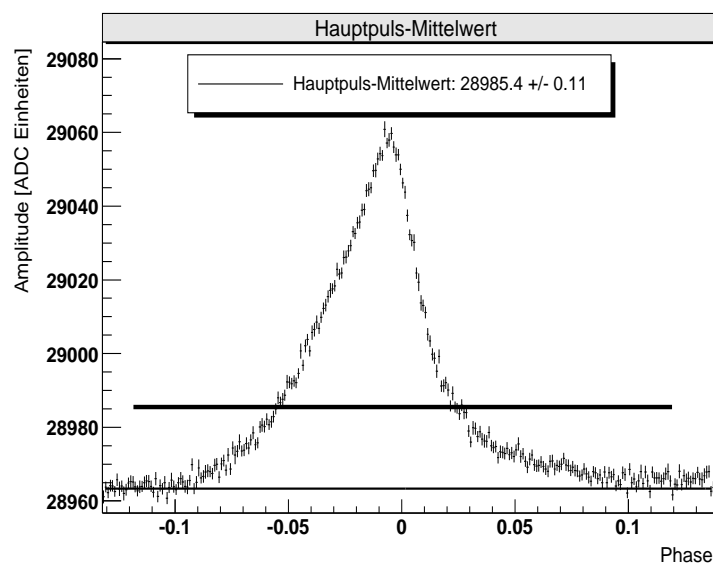


Abbildung 5.14: Bestimmung des Mittelwertes im Phasenbereich des Hauptpulses durch Anpassen einer konstanten Funktion. Die obere Linie ist der Mittelwert im Hauptpulsbereich, die untere zeigt das Niveau des Untergrundes. Aus der Differenz der Konstanten und ihren Fehlern errechnet sich die Signifikanz des Hauptpulses.

Region	Phasenintervall	Signifikanz [ $\sigma$ ]
Hauptpuls	-0.120 - 0.120	$114 \pm 1$
Nebenspuls	0.271 - 0.769	$36 \pm 2$
Brücke	0.121 - 0.270	$7.3 \pm 0.1$

Tabelle 5.6: Signifikanzen der Phasenregionen nach der Gesamtmeßzeit.

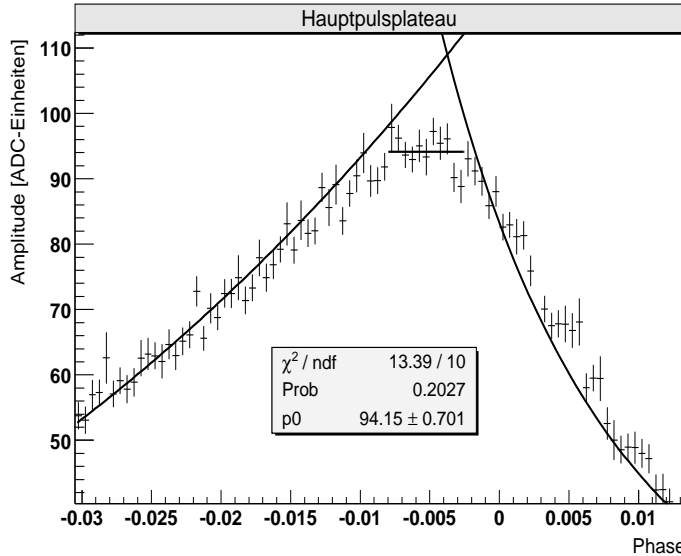


Abbildung 5.15: Phasenbereich um das Hauptpulsmaximum

Intervallen pro Phase. Bei gleichbleibender zugrundegelegter Datenmenge enthalten die einzelnen Phasenintervalle durch die höhere zeitliche Auflösung weniger Einträge, so daß die Fehler der Datenpunkte größer werden.

In Abbildung 5.15 ist der Phasenbereich um das Maximum des Hauptpulses zusammen mit mehreren Näherungsfunktionen dargestellt.

Die in der Abbildung eingezeichneten Funktionen sind die bei der Bestimmung der Halbwertsbreiten verwendeten Näherungen der Pulsflanken, sowie eine unter der Annahme konstanter Amplitude im Phasenbereich von -0.008 bis -0.0025 angepaßte konstante Funktion. Dieses Intervall wurde so gewählt, daß keine Überschneidung mit den für die Flankennäherung verwendeten Phasenbereichen vorliegt.

Unter der Annahme eines idealisierten Pulses entsprechend der extrapolierten Flankenverläufe ist die Maximalamplitude durch den Schnittpunkt der beiden Näherungsfunktionen gegeben. Ausgehend vom  $1\sigma$ -Fehler der Näherungskonstanten beträgt die Signifikanz der Abweichung des Mittelwerts im genannten Phasenintervall von dieser Maximalamplitude  $21 \sigma$ .

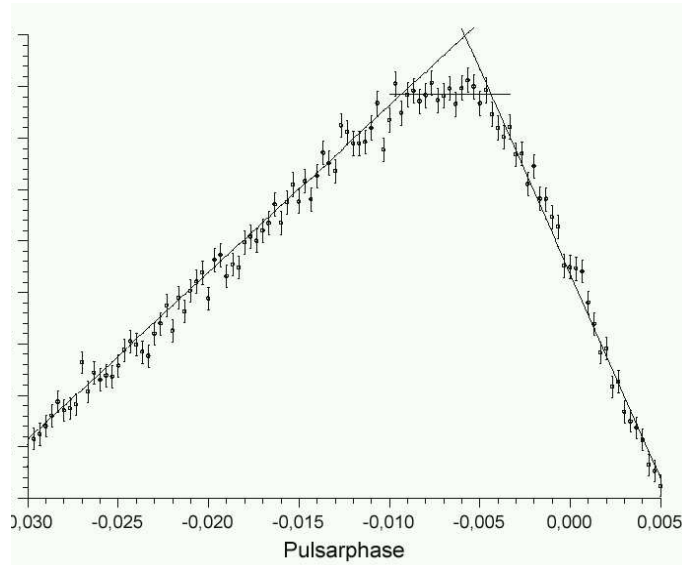


Abbildung 5.16: Aus [36]: OPTIMA Messung des Phasenbereichs um das Hauptpulsmaximum. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Phasenintervallen beträgt  $11.2\mu s$ . Der Plateaubereich hat eine Ausdehnung von etwa  $165\mu s$ .

Das Phasenintervall von  $-0.008$  bis  $-0.0025$  entspricht einer Zeitdauer von  $185\mu s$ . Eine exakte Festlegung der Länge des Plateaubereichs ist jedoch aus mehreren Gründen schwierig. Einerseits ist die Abweichung der Pulsform vom Verlauf des durch die Flankennäherungen gegebenen idealisierten Pulses klar erkennbar. Andererseits zeigt die Verteilung der Datenpunkte im Bereich des Pulsmaximums keinen so deutlich konstanten Verlauf, wie er z.B. in [36] deutlich wird (Abb. 5.16).

Außerdem hängt die Form und Amplitude des idealen Pulses stark von den verwendeten Näherungsfunktionen für die mathematisch schwer exakt beschreibbaren Pulsflanken ab. Anhand Abbildung 5.15 ist ersichtlich, daß besonders der Verlauf der abfallenden Flanke durch die angenäherte Funktion nicht optimal beschrieben wird. Eine kleine Veränderung der Funktionen oder die Verwendung eines anderen mathematischen Modells kann zu einem geänderten Verlauf und einem anderen Schnittpunkt führen. Der zwischen den Flankenfunktionen liegende Phasenbereich kann sich dadurch deutlich verringern und die durch ihren Schnittpunkt gegebene Amplitude verkleinern. Das scheinbare Intensitätsdefizit würde dann ebenfalls kleiner.

Hinzu kommt noch der Einfluß des pulsformenden Verstärkers. Aufgrund seiner Integrationszeit von etwa  $40\mu s$  erscheint selbst ein deltaförmiger Lichtpuls in der gemessenen Lichtkurve abgeflacht. Abbildung 5.17 zeigt die Lichtkurve eines

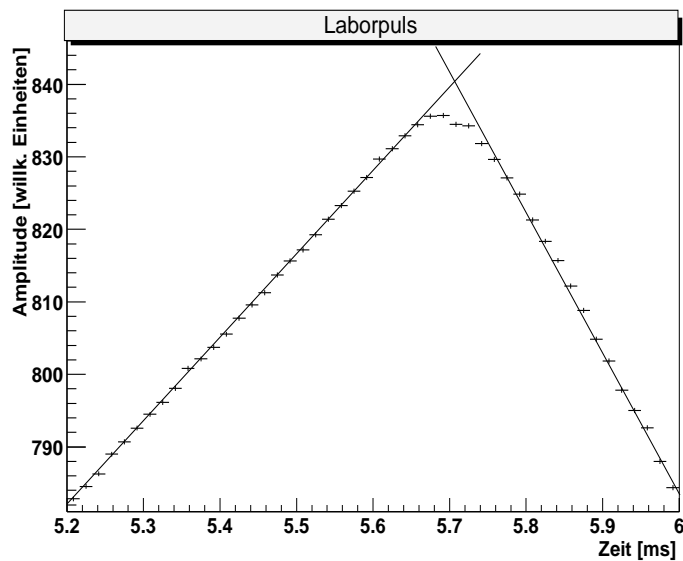


Abbildung 5.17: Bereich um das Pulsmaximum eines im Labor simulierten Lichtpulses. Der Abstand zwischen zwei Zeitintervallen beträgt  $16.7\mu s$ . Die eingezeichneten Funktionen sind Näherungen der linear ansteigenden bzw. abfallenden Pulsflanken.

simulierten deltaförmigen Pulsarpulses. Meßaufbau und Durchführung der Messung zur Erstellung der Lichtkurve eines simulierten Pulsarpulses sind in Kapitel 4.4.2 beschrieben.

Der Abstand zwischen zwei Zeitintervallen in Abbildung 5.17 beträgt  $16.7\mu s$ . Der Bereich um das Pulsmaximum weist eine Abflachung auf, deren Ausdehnung etwa vier bis fünf Zeitintervalle, also etwa  $67$  bis  $84\mu s$ , ist. Dies ist deutlich weniger als die Ausdehnung des Plateaus in Abbildung 5.15. Die Abflachung des Hauptpulses des Crab-Pulsars kann somit nicht komplett auf Meßeffekte zurückgeführt werden.

Anhand der vorliegenden Daten kann nicht unterschieden werden zwischen einem wirklich konstanten Verlauf, einem Verlauf mit leicht ansteigender Intensität und kontinuierlichem Übergang von den Flanken zum Plateau, oder einem sprunghaften Übergang. Unter der Annahme eines kontinuierlichen Übergangs, weniger steil verlaufender Flankennäherungen und unter Berücksichtigung der durch die Verstärkerintegration hervorgerufenen Abflachung, erscheint die Angabe des Wertes von  $120\mu s$  als obere Grenze für die Länge des Plateaubereichs angemessen (Vgl. [36], [29], [12]).

Abbildung 5.18 zeigt den Nebenpuls mit der gleichen zeitlichen Auflösung wie in Abbildung 5.15. Eine Abweichung des zentralen Bereichs um das Maximum vom

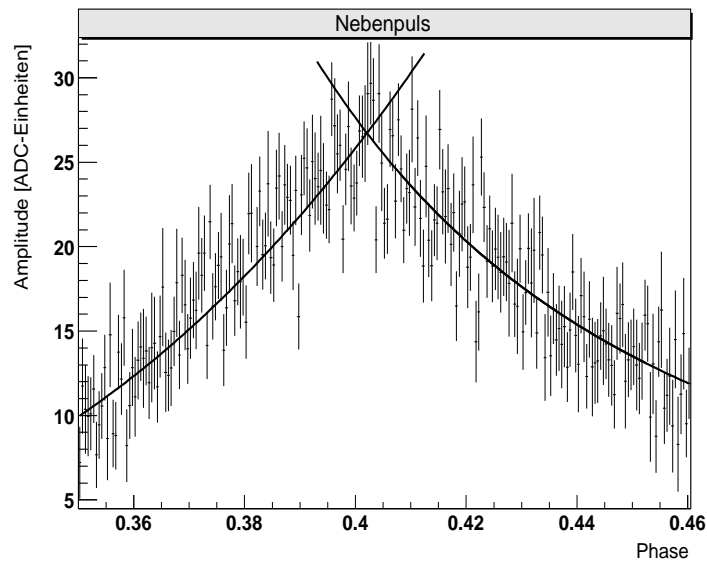


Abbildung 5.18: Phasenbereich um das Nebenpulsmaximum. Es ist kein Plateau erkennbar.

Verlauf der Näherungsfunktionen für die Flanken ist nicht erkennbar.

### 5.2.9 Suche nach optischen Riesenpulsen

Im Radiobereich treten beim Crab-Pulsar sogenannte Riesenpulse (engl. giant pulses) auf, die durch folgende Eigenschaften charakterisiert sind ([23]):

- Unregelmäßigkeit: Im statistischen Mittel tritt etwa jede vierzigste Periode ein Riesenpuls auf.
- Riesenpulse wurden bisher nur auf den Crab-Hauptpuls zentriert beobachtet.
- Die Amplituden der Riesenpulse liegen um einen Faktor 33 bis 2000 über der durchschnittlichen Amplitude im Radiobereich.
- Die Pulsbreite ist etwa einen Faktor fünf kleiner als die des Durchschnittspulses.

Pulse in optischen Wellenlängen, die in ihren Eigenschaften diesen Riesenpulsen im Radiobereich entsprechen, wurden bisher nicht gefunden. Neue Ergebnisse



([33]), die durch parallele Beobachtung des Crab-Pulsars im Radiobereich und bei optischen Wellenlängen gewonnen wurden, deuten darauf hin, daß optische Pulse, die mit Riesenpulsen im Radiobereich assoziiert sind, im Mittel drei Prozent heller als durchschnittliche optische Pulse sein könnten. Das Auftreten optischer Riesenpulse in Verbindung mit Radio-Riesenpulsen würde, ausgehend von bestehenden Emissionsmodellen, auf einen physikalischen Zusammenhang zwischen den Emissionsgebieten für optische und Radio-Pulsarstrahlung hindeuten.

In den vorliegenden Daten wurde eine Suche nach optischen Riesenpulsen auf statistischer Basis durchgeführt. Im Gegensatz zur Datenbehandlung für die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebene Analyse wurde zu diesem Zweck auf eine Korrektur des Überabtastung (Abschnitt 4.3.2) verzichtet, um die Zeitauflösung bei der Betrachtung der Meßwerte zu verbessern. ADC-Werte sind im Folgenden die Werte, wie sie in den Rohdaten vorliegen und nicht die Mittelwerte vier aufeinanderfolgender Werte.

Beim Einlesen der Rohdaten wurden zwei ADC-Verteilungen erzeugt. Eine für ADC-Werte, die im Phasenbereich des Hauptpulses digitalisiert wurden und eine für ADC-Werte aus dem Untergrundbereich (Tabelle 5.2). Falls Riesenpulse in den Daten vorhanden sind, sollten sie sich in der Verteilung für den Hauptpuls als starke Abweichung von der Poisson-Statistik zeigen. Abbildung 5.19 zeigt ADC-Verteilungen für den Phasenbereich des Hauptpulses und den Untergrund in logarithmischer Darstellung. Beide zeigen deutliche Abweichungen von der Gaußform. In einem nächsten Schritt wurden die Einträge in den Histogrammen, die nicht gaußverteilt sind, näher untersucht. Es sollte geklärt werden, ob die Einträge einzelne ADC-Werte sind oder zeitlich zusammenhängende Gruppen von Werten auftauchen. Dazu wurden aus den Rohdaten alle Werte, unabhängig von ihrer Phase, extrahiert, die mehr als  $5\sigma$  vom Mittelwert der jeweils aktuellen 10 Sekunden-ADC-Verteilung abweichen. Neben den ADC-Werten wurden ebenfalls zugehörige Zeiten, Phasen, ADC-Mittelwerte und Teleskopausrichtungen gespeichert.

Neben einzelnen ADC-Werten treten zeitlich zusammenhängende Gruppen (im folgenden 'Ereignisse') mit unterschiedlicher Dauer und unterschiedlichem Verlauf der ADC-Werte auf (Abb. 5.20, 5.21). Abbildung 5.22 zeigt Verteilungen der zeitlichen Länge und der Maximalamplituden der Ereignisse. Ihre Mittelwerte liegen bei einer Ereignisdauer von 57 ms und einer Amplitude von 2500 ADC-Einheiten. Die pulsförmigen Ereignisse, die weniger als 1% aller Ereignisse ausmachen, haben eine Dauer zwischen 1 und 2 ms. Insgesamt zeigt das Auftreten der Ereignisse keine Abhängigkeit von der Pulsarphase oder der Elevation-Azimuth-Teleskopausrichtung.

Um eine Aussage über das mögliche Auftreten von optischen Riesenpulsen mit den Eigenschaften der Radio-Riesenpulse machen zu können wurden Schnitte bezüglich Amplitude und Dauer auf die vorliegenden Ereignisse angewandt. Ausgehend von der durchschnittlichen Amplitude und der vollen Halbwertsbreite

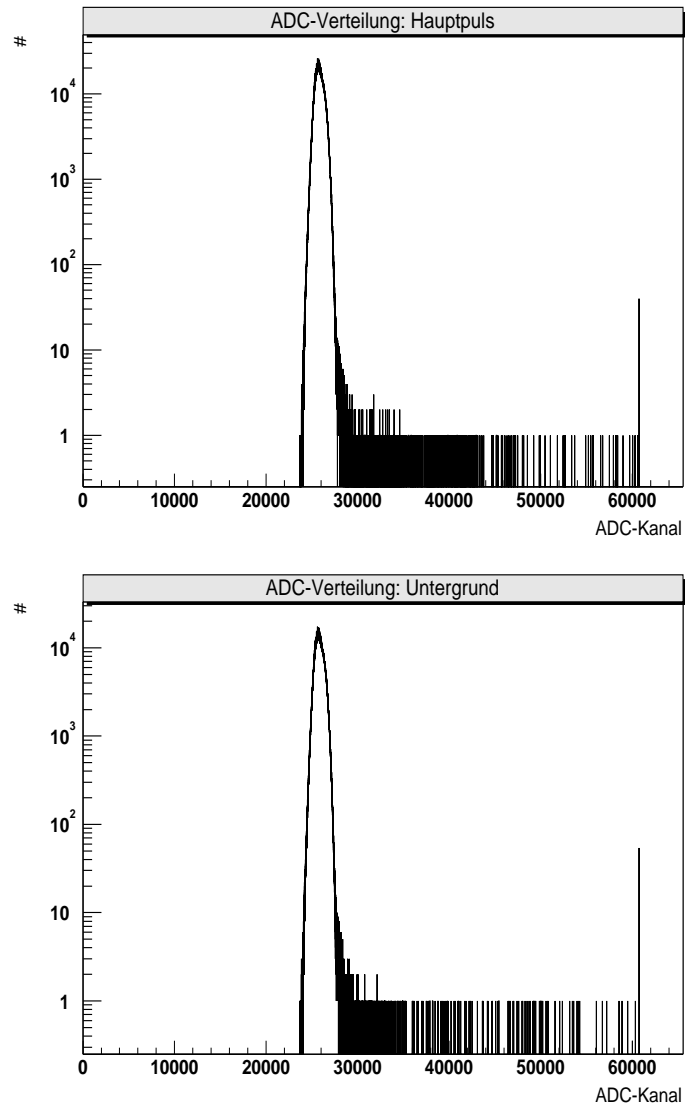


Abbildung 5.19: ADC-Verteilungen für den Phasenbereich des Hauptpulses und den Untergrund in logarithmischer Darstellung. Beide zeigen deutliche Abweichungen von der Gaußform.

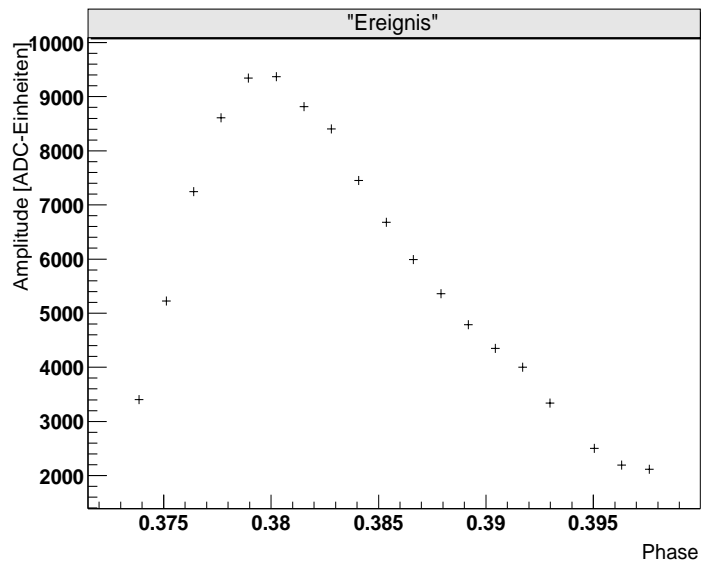


Abbildung 5.20: Pulsförmiges Ereignis. Die Amplitude ist definiert als die Differenz des jeweiligen ADC-Wertes zum Mittelwert der aktuellen 10 Sekunden-Verteilung.

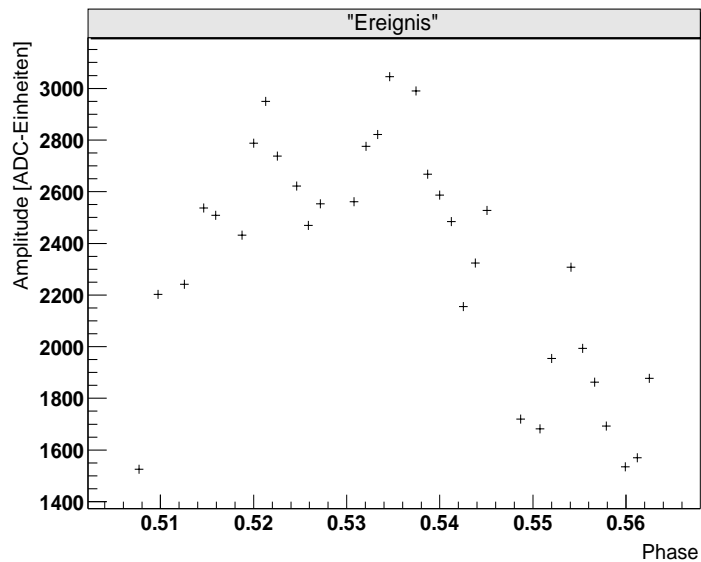


Abbildung 5.21: Nahezu strukturloses Ereignis.

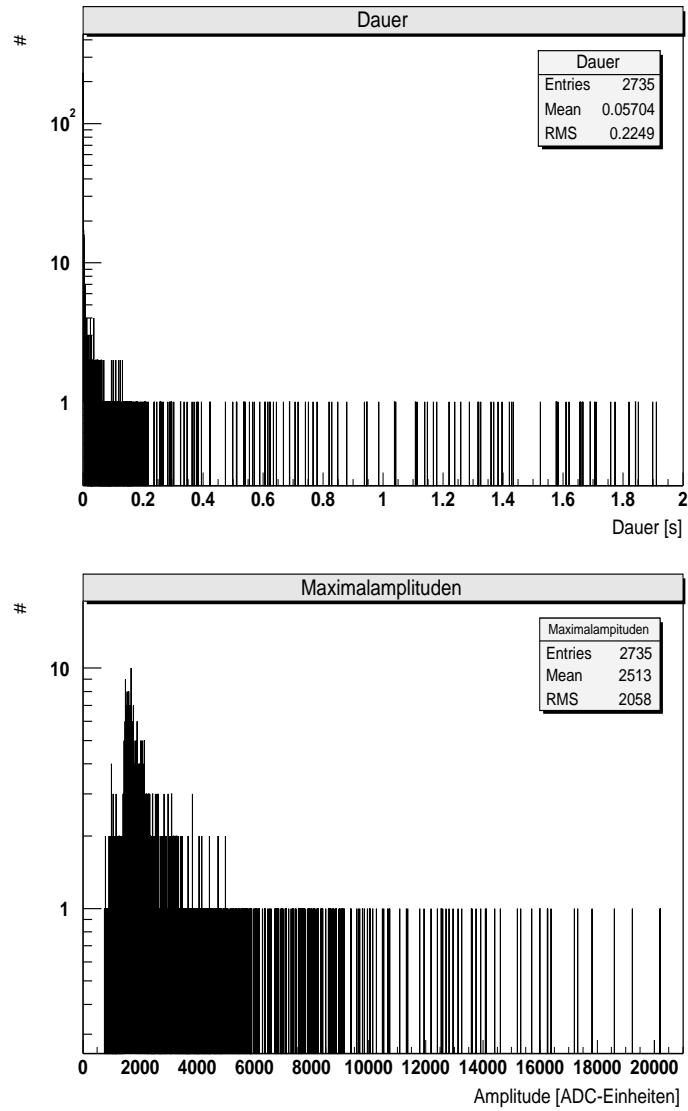


Abbildung 5.22: Oben: Zeitverteilung der in den Daten auftretenden Ereignisse.  
 Unten: Verteilung der Maximalamplituden aller Ereignisse.

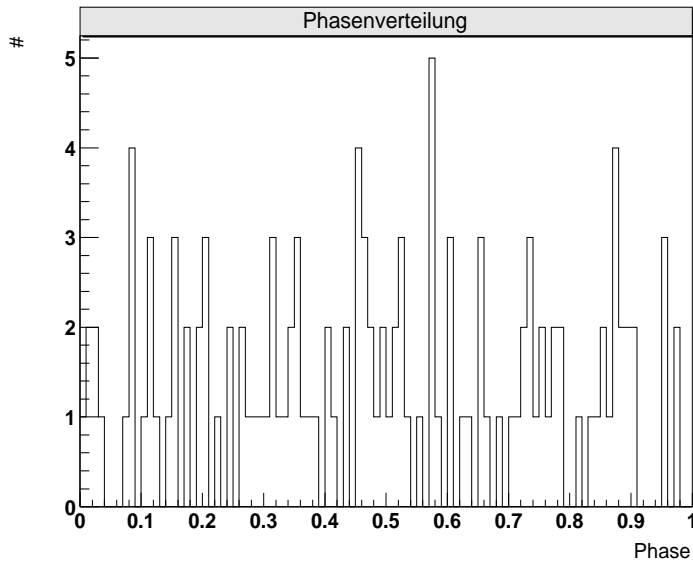


Abbildung 5.23: Phasenverteilung der Ereignisse mit den im Text beschriebenen Schnitten.

des Hauptpulses (Tabelle 5.1) wurden nur Ereignisse als Funktion ihrer Phasenposition betrachtet, deren Maximalamplitude mindestens einen Faktor zwanzig über der Durchschnittsamplitude liegt, und deren Dauer kürzer als  $500\mu s$  ist. Die Phasenposition eines Ereignisses ist dabei durch die Phase des maximalen ADC-Wertes des Ereignisses definiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.23.

Im Phasenbereich des Hauptpulses erhält man  $N_{On} = 27$  Einträge. Da die Rieserpulse im Radiobereich nur auf den Hauptpuls zentriert beobachtet wurden, wurde der gesamte restliche Phasenbereich als 'Off'-Region definiert. In ihm befinden sich  $N_{Off} = 99$  Einträge. Das Verhältnis der Ausdehnung der Phasenbereiche ist  $\alpha = \frac{N_{On}}{N_{Off}} = \frac{1}{3}$ . Nach den Formeln in [21] ist die Signifikanz für die Einträge in der Hauptpulsphase  $0.94 \sigma$ .

Um eine Signifikanz von  $3\sigma$  zu erhalten, wären, bei gleichem  $N_{Off}$ ,  $55 N_{On}$  Einträge nötig. Der Exzess wäre dann  $N_{On} - \alpha \cdot N_{Off} = 22$  (nach [21]). 22 der insgesamt beobachteten etwa  $3 \cdot 10^5$  Pulsarperioden hätten Rieserpulse enthalten müssen, um eine  $3\sigma$  Signifikanz zu erhalten. Als obere Grenze für das Auftreten von optischen Rieserpulsen läßt sich somit sagen, daß während maximal 1 von 14000 Perioden ein auf den Crab-Hauptpuls zentrierter optischer Rieserpuls unter den oben beschriebenen Randbedingungen für Amplitude und Breite aufgetreten sein kann.

Zumindest für die pulsförmigen Ereignisse kommen Himmelserscheinungen, Sternschnuppen bzw. Meteore, als mögliche Erklärung in Frage. Pro Tag erreichen etwa 100 Millionen Meteore mit einer Helligkeit über  $5^m$  die Erde ([15]). Ihre geozen-

trischen Geschwindigkeiten liegen dabei zwischen 40 und  $70 \frac{km}{s}$ . Die Höhen, in denen Leuchtspuren erzeugt werden liegen zwischen 50 und 150 km über dem Erdboden.

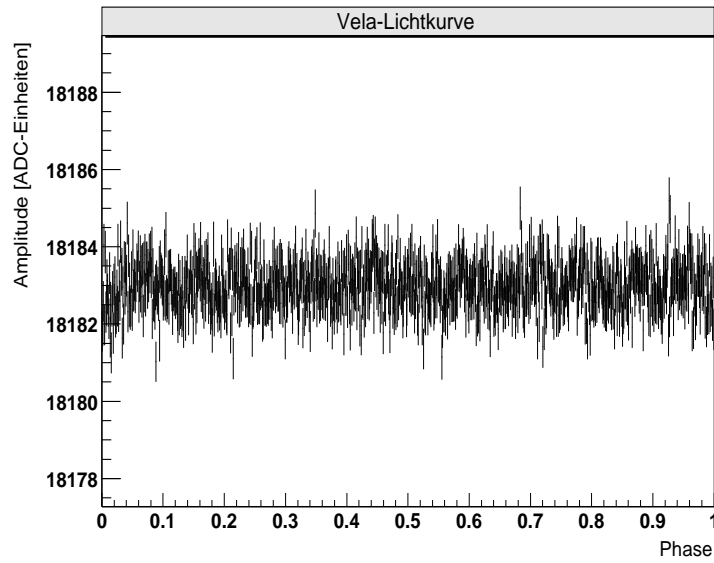
Der Durchmesser der Blendenöffnung des PMT, abgebildet auf die Himmelsphäre, entspricht in 100 km Höhe einer Strecke von etwa 150 m. Unter der groben Annahme, daß ein Meteor senkrecht zum Sehstrahl durch die Atmosphäre läuft, liegt die Zeit, die er benötigt, um diese Strecke zurückzulegen zwischen zwei und drei Millisekunden. Dies entspricht etwa der typischen Dauer der pulsformigen Ereignisse. Unter der stark vereinfachten Annahme, daß die Meteorleuchtspuren über die Himmelssphäre gleichverteilt sind, ist die Häufigkeit, mit der eine Leuchtspur zufällig im Sichtfeld des Photomultipliers liegen kann, 0.02 pro Sekunde. Die pulsformigen Ereignisse treten etwa 0.003 mal pro Sekunde auf. Im Rahmen einer Größenordnung sind die Häufigkeiten konsistent.

## 5.3 Vela-Pulsar

Wie ein Vergleich der auf den Vela-Pulsar verwendeten Meßzeit (Kapitel 4.5.2) mit der Abschätzung in Abschnitt 4.4.3 zeigt, wurden nicht genügend Daten aufgezeichnet, um eine signifikante Lichtkurve zu erhalten. Die vorliegenden Daten wurden trotzdem einer Phasenanalyse unterzogen, und der Untergrund an der Himmelsposition des Vela-Pulsars konnte bestimmt werden. Anhand der Signifikanz des Hauptpulses des Crab-Pulsars und der unterschiedlichen Untergrundwerte kann eine neue Abschätzung für die zu erwartende Meßzeit vorgenommen werden.

### Phasenanalyse und Lichtkurve

Da der Vela-Pulsar nicht der gleichen Überwachung unterliegt wie der Crab-Pulsar und Ephemeridendaten nicht regelmäßig veröffentlicht werden, wurden für die Phasenanalyse der Meßwerte Ephemeriden verwendet, die Anfang 2002 mit Hilfe eines Radioteleskops der Universität von Tasmanien bestimmt wurden ([10]). Nach der Datenauswahl, mit den gleichen qualitativen Kriterien wie für die Crab-Daten, verbleiben acht Stunden Rohdaten, die etwa  $3 \cdot 10^5$  Perioden des Vela-Pulsars entsprechen. Es wurden also effektiv ebensoviele Perioden wie im Fall des Crab-Pulsars beobachtet. Aus den Daten konnte eine Lichtkurve erstellt werden. Sie ist in Abbildung 5.24 zu sehen.



U

Abbildung 5.24: Lichtkurve des Vela-Pulsars inklusive Untergrund mit 1000 Phasenintervallen.

## Untergrund

Da die gepulste Emission des Vela-Pulsars sehr schwach ist, kann der mittlere ADC-Wert der Daten zur Bestimmung des Untergrundes herangezogen werden. Man erhält nach Gleichung 5.1 eine Rate von:

$$N_{pe} = (46 \pm 4) \text{ MHz pe} \quad (5.7)$$

Der Wert entspricht den Abschätzungen in Kapitel 4.4.2, er ist aber 37% geringer als der Wert für den Crab-Pulsar. Da Vela nicht von einem hellen Emissionsnebel umgeben ist, spricht der deutliche Unterschied der Untergrundwerte für den Crab-Nebel als dominierenden Faktor des Crab-Pulsar Hintergrundes.

## Signifikanzabschätzung

Die Signifikanz des Crab-Hauptpulses beträgt nach der Meßzeit von etwa 169 Minuten (etwa  $3 \cdot 10^5$  Perioden) :

$$S_{Crab} = (114 \pm 1) \sigma, \quad (5.8)$$

bei einem Untergrund UG von  $(73 \pm 3)$  MHz Photoelektronen. Wie in Kapitel 4.4.3 gesagt, ist die Intensität des Vela-Pulsars etwa einen Faktor 600 geringer, als die des Crab. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Untergrundwerte kann eine Signifikanz von  $3 \sigma$  erwartet werden nach einer Meßzeit T von:

$$3\sigma = \frac{S_{Crab}}{600} \cdot \sqrt{\frac{UG_{Crab}}{UG_{Vela}}} \cdot \sqrt{\frac{N_{period}}{3 \cdot 10^5}} \quad (5.9)$$

$$\longrightarrow N_{period} = 3 \cdot 10^5 \cdot \left( \frac{3 \cdot 600}{S_{Crab} \cdot \sqrt{\frac{UG_{Crab}}{UG_{Vela}}}} \right)^2 \quad (5.10)$$

$$\longrightarrow T_{3\sigma} = N_{period} \cdot P_{Vela} \approx 4 \cdot 10^6 s \approx 1100h \quad (5.11)$$



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Diplomarbeit war der Nachweis der Eignung des Zeitnahmesystems und der Analysesoftware von H.E.S.S. für Pulsationsmessungen. Im Januar 2003 wurde während acht Nächten die optische Emission des Crab-Pulsars beobachtet und die gewonnenen Daten einer Phasenanalyse unterzogen. Über den Beobachtungszeitraum einer Woche erwies sich das Zeitnahmesystem als stabil mit einer Genauigkeit besser als  $10\mu s$ . Unter Anwendung wichtiger Komponenten der Analysesoftware läßt sich aus den Daten der einzelnen Beobachtungstage die Ankunftszeit des Hauptpulses des Crab-Pulsars innerhalb der Periode mit Genauigkeiten zwischen 10 und  $30\mu s$  bestimmen. Die dafür nötigen Meßzeiten liegen im Bereich einer halben Stunde. Bereits nach einer Meßzeit von weniger als zehn Sekunden zeigt der Hauptpuls der Lichtkurve eine Signifikanz von drei Sigma. Um die langfristige Stabilität über Monate und Jahre zu verifizieren, sollten die Beobachtungen jedoch wiederholt werden, um einen Vergleich mit den Januar-Daten vornehmen zu können.

Zusätzlich zu diesem für die Cherenkov-Anwendung wichtigen Ergebnis konnte die Lichtkurve des Pulsars einer genaueren Analyse unterzogen werden. Trotz der, im Vergleich zu optischen Teleskopen, schlechten Abbildungsqualität des Cherenkovteleskops erwies sich die Datenqualität als so gut, das Details der Lichtkurve zum Vorschein traten, die bisher nur bei aufwendigeren Experimenten beobachtet werden konnten. Die Ergebnisse der quantitativen Analyse der Details (wie z.B. der Halbwertsbreiten von Haupt- und Nebenpuls, ihren Phasenpositionen, Intensitätsverhältnissen, usw.) zeigen Übereinstimmung mit Werten, wie sie unter Anderem aus Beobachtungen mit dem Hubble Space Teleskop gewonnen wurden. Es wurde außerdem eine Suche nach Riesenpulsen des Pulsars, die bisher nur im Radio-, nicht aber im optischen Wellenlängenbereich nachgewiesen wurden, auf statistischer Basis durchgeführt. Während maximal einer von 14000 Perioden kann ein optischer Riesenpuls aufgetreten sein.

Neben dem Wunsch einer Wiederholung der Messungen, zur Überprüfung der langfristigen Stabilität des Zeitnahmesystems, geben die zusätzlich gewonnenen Ergebnisse eine weitere Anregung zu einer Fortführung des Experiments mit verbesserten Voraussetzungen. Geplant ist eine erneute Beobachtungsreihe im Oktober und November 2003, nicht nur des Crab-Pulsars, sondern auch anderer, schwächerer Pulsare.

Die verfügbare Zeit zweier Dunkelperioden, während der ein Teleskop einzig und allein für optische Pulsarmessungen genutzt werden kann, bietet die Gelegenheit, sehr viel mehr Daten zu nehmen, als es im Januar möglich war. Das neue Experiment soll das H.E.S.S.-Teleskop CT1 nutzen, an dem noch keine reguläre Kamera angebracht ist.

Da optische Rieserpulse nach wie vor nicht eindeutig identifiziert wurden, ist ihre Untersuchung ein weiteres Ziel des neuen Experiments. Dazu werden parallel zu den Beobachtungen in Namibia Beobachtungen mit Radioteleskopen durchgeführt. Damit wird ein direkter Vergleich zwischen im Radiobereich aufgetretenen Rieserpulsen und ihren optischen Gegenstücken möglich.

# Anhang A

## Signifikanz

Allgemein ist Signifikanz gegeben durch ([21]):

$$S = \frac{\text{Meßwert}}{\text{Fehler auf den Meßwert}} \quad (\text{A.1})$$

Für den Fall gaußverteilter, voneinander unabhängiger Werte kann die Signifikanz in Einheiten von  $\sigma$  angegeben werden, da dann für die Fehler auf die Meßwerte  $\Delta_{\text{Wert}} = \sigma_{\text{Wert}}$  gilt. Ein Beispiel:

Bei einem Experiment sei  $a$  der gemessene Meßwert während eines Pulses,  $b$  der Meßwert des Untergrundes.  $a$  und  $b$  seien ADC-Werte, sie entsprechen durch einen Umrechnungsfaktor  $k$  einer Anzahl Photoelektronen. Es ist

$$a = k \cdot N_{pe,on} \quad \text{und} \quad b = k \cdot N_{pe,off}. \quad (\text{A.2})$$

Ihre Fehler sind

$$\Delta a = k \cdot \sqrt{N_{pe,on}} \quad \text{und} \quad \Delta b = k \cdot \sqrt{N_{pe,off}}. \quad (\text{A.3})$$

Das Signal, dessen Signifikanz berechnet werden soll ist

$$y = (a - b) = k \cdot (N_{pe,on} - N_{pe,off}) \quad (\text{A.4})$$

mit Fehler

$$\Delta y = \sqrt{\Delta a^2 + \Delta b^2} = k \cdot \sqrt{N_{pe,on} + N_{pe,off}}. \quad (\text{A.5})$$

Desweiteren sei die Messung durch den Untergrund dominiert, also  $a \approx b$ . Daraus folgt  $\Delta a \approx \Delta b$ ,  $y \ll b$  und  $\Delta y \approx \sqrt{2} \cdot \Delta b = \sqrt{2} \cdot k \cdot \sqrt{N_{pe,off}}$ . Die Signifikanz ist demnach

$$S = \frac{y}{\Delta y} = \frac{a - b}{\sqrt{\Delta a^2 + \Delta b^2}} \approx \frac{a - b}{\sqrt{2} \cdot \Delta b} = \frac{N_{pe,on} - N_{pe,off}}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{pe,off}}} \quad (\text{A.6})$$

Wenn viele Messungen  $n$  durchgeführt und gemittelt werden wird die Signifikanz zu

$$S = \frac{\bar{a} - \bar{b}}{\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}} \approx \frac{\bar{a} - \bar{b}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{\bar{b}}} = \frac{\bar{a} - \bar{b}}{\sqrt{2} \cdot RMS_b} \cdot \sqrt{n} = \frac{\overline{N_{pe,on}} - \overline{N_{pe,off}}}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{pe,off}}} \cdot \sqrt{n}, (\text{A.7})$$

mit der Standardabweichung des Mittelwerts

$$(\text{allg.}) \sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}} = \frac{RMS_x}{\sqrt{n}}. \quad (\text{A.8})$$

# Anhang B

## Tabellen

Die folgende Tabelle enthält die Werte für

1. Die Quanteneffizienz des Photomultipliers sowie ihre Fehler in %,
2. die Sammeleffizienz des Photomultipliers sowie ihre Fehler in %,
3. die Reflektivität des Umlenkspiegels in %,
4. die Reflektivität der H.E.S.S. Spiegel in % und
5. die Transmission der Atmosphäre in %,

für das Wellenlängenintervall von 250 bis 640 nm.

$\lambda$	QE	$\Delta$ QE	CE	$\Delta$ CE	Umlenkspiegel	<i>Spiegel</i> <sub>H.E.S.S.</sub>	Transmission
250	2.3	0.2	75.6	17.9	5.4	79	0
260	4.7	0.2	60.1	9.0	5.3	79	0
270	9.2	0.4	64.4	9.6	5.2	79	0
280	14.2	0.5	65.6	8.6	5.2	79	0
290	19.1	0.9	66.7	8.5	5.1	79	0
300	24.3	0.9	65.1	7.9	5.0	79.8	2.8
310	26.5	0.9	67.2	7.9	5.1	80.7	20.6
320	25.0	1.1	76.1	9.1	9.4	81.5	36.4
330	25.5	1.1	76.4	9.0	34.3	81.5	44.9
340	27.8	1.1	69.3	8.0	57.6	82.1	49.9
350	25.7	1.0	74.9	8.6	71.4	83	53.9
360	25.3	1.0	75.9	8.7	79.1	83	57.2
370	24.7	1.0	76.2	8.8	83.2	83	60.2
380	24.2	0.9	78.4	8.9	84.8	84	62.9
390	23.6	0.9	80.7	9.2	87.4	84	65.4
400	23.5	0.9	81.4	9.3	89.2	84	67.7
410	22.6	0.9	81.5	9.3	90.2	84	69.8
420	21.9	0.9	81.5	9.3	90.8	84	71.7
430	20.5	0.8	84.9	9.7	91.5	84	73.5
440	20.1	0.9	82.2	9.4	92.0	84	75.1

Tabelle B.1: Teil 1

Fortsetzung der Tabelle:

$\lambda$	QE	$\Delta$ QE	CE	$\Delta$ CE	Umlenkspiegel	<i>Spiegel</i> <sub>H.E.S.S.</sub>	Transmission
450	20.0	0.7	77.1	8.8	92.6	84	76.6
460	18.7	0.7	76.1	8.7	93.2	84	77.8
470	17.4	0.6	87.3	8.9	93.8	84	79.1
480	16.5	0.6	77.7	8.9	94.1	84	80.0
490	15.4	0.5	77.6	8.8	94.5	84	81.1
500	14.6	0.5	76.3	8.7	94.8	84	81.8
510	12.1	0.5	78.0	8.9	95.0	84	82.5
520	9.4	0.4	79.0	9.0	95.3	84	83.2
530	8.0	0.4	76.5	8.7	95.5	84	83.5
540	7.1	0.4	75.8	8.6	95.7	84	84.1
550	6.2	0.4	76.3	8.7	95.8	84	84.5
560	5.6	0.2	77.1	8.8	95.9	84	84.7
570	4.9	0.2	76.5	8.7	96.0	84	84.1
580	4.2	0.2	77.3	8.7	96.0	84	85.2
590	3.5	0.1	78.4	8.9	96.0	84	82.2
600	2.9	0.1	77.2	9.1	96.0	84	85.2
610	2.3	0.1	73.1	9.0	96.0	84	86.7
620	1.8	0.1	72.7	8.6	96.0	84	87.5
630	1.3	0.1	72.6	9.2	96.0	85	87.2
640	0.9	0.1	90.4	2.0	96.0	85	88.8

Tabelle B.2: Teil 2

# Literaturverzeichnis

- [1] Auger Collaboration, Pierre Auger Project Design Report, S.8. , 1996
- [2] Cheng, K. et al. , ApJ, 300, 500, 1986
- [3] Cordes, J.M., Chernoff, D.F. , ApJ, 505, 315
- [4] Daugherty, J.K. , Harding, A.K. , ApJ, 252, 337, 1982
- [5] Davies, J. , Cotton,E. , Journal of Solar Energy Sci. and Eng. , 1957
- [6] Eikenberry, S.S., et al. , ApJ, 477, 465, 1996
- [7] Eikenberry, S.S., et al. , astro-ph/9607108 , 1996
- [8] Fisher, R. , Homepage, NRAO, Greenbank, West Virginia, USA
- [9] Gillessen, S. , Diplomarbeit, MPI-K Heidelberg, 1999
- [10] Gillessen, S. , persönliche Kommunikation mit Dion Lewis, Universität von Tasmanien
- [11] Gold, T. , Nature, 218, 731, 1968
- [12] Golden, A. et al. , Astron. Astrophys. , 363, 617, 2000
- [13] Golden, A. et al. , ApJ, 535 , 373, 2000
- [14] Harding, A.K. , Gamma-Ray-Pulsars, astro-ph/0012268, 2000
- [15] Herrmann, J. , DTV-Atlas zur Astronomie, 11. Auflage 1993, Deutscher Taschenbuch Verlag, München
- [16] Hofmann, W. , H.E.S.S. Informationsbroschüre, MPI-K Heidelberg
- [17] Hofmann, W. , et al., The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part I+II, MPI-K Heidelberg, 2002



- [18] Kohnle, A. , Koch, A. , Quantum and Collection Efficiency Measurements of the Photonis XP2960 Photomultipliers, 2001, H.E.S.S. Internal Notes 01/07
- [19] Jodrell Bank Observatory, [www.jb.man.ac.uk/research/pulsar/](http://www.jb.man.ac.uk/research/pulsar/)
- [20] Knoll, Glenn F. , Radiation Detection and Measurement, 2. Edition 1989, Wiley, New York
- [21] Li, T. , Ma, Y. , ApJ, 317, 272, 1983
- [22] Link, B. , et al. , ApJ, 403, 285, 1993
- [23] Lundgren, S. et al. , ApJ, 453, 433, 1995
- [24] Lyne, A. G. , Smith, F. G. , Pulsar Astronomy, Cambridge University Press, 1990
- [25] Mattes, J. , Diplomarbeit, MPI-K Heidelberg, 1999
- [26] Meinberg, W. , Bedienungsanleitung GPS167BGT, Bad Pyrmont, 2002
- [27] Meinberg Funkuhren, Homepage, [www.meinberg.de](http://www.meinberg.de)
- [28] Panter, M, private Kommunikation mit Daniel Guérin bei Photonis, 1999
- [29] Percival, J.W. , et al. , ApJ, 407, 276, 1993
- [30] Pühlhofer, G. , A scan of the galactic plane in the TeV-band with the HEGRA stereoscopic IACT system, Proceedings of the 26. ICRC, OG.2.4.11., 1999
- [31] Ruderman, M.A. , Sutherland, P.G. , ApJ, 196, 51, 1975
- [32] Shapiro, I. I. , Physical Review Letters, 13, 789, 1964
- [33] Shearer, A. , et al. , astro-ph/0308271, 2003
- [34] Standish, E.M. , Orientation of the JPL Ephemerides, DE200/LE200, to the Dynamical Equinox of J2000, A&A, 114, 297-302, 1982
- [35] Standish, E.M. , The Observational Basis for JPL's DE200, the planetary ephemeris of the Astronomical Almanac, A&A, 233, 252-271, 1990
- [36] Straubmeier, C.M. , Doktorarbeit, TU München, 2000
- [37] Sturrock, P.A. , ApJ, 164, 529, 1971
- [38] Taylor, J.H. , et al. , 1993, ApJ Supplement Series, 88, 529
- [39] Taylor, J.R. , Fehleranalyse, VCH Verlag Weinheim, 1988

[40] Thompson, D.J. , NASA/GSFC, <http://coss.c.gsfc.nasa.gov/images/epo/gallery/pulsars/>

[41] XVME-545 Manual, XYCOM Inc. , Michigan, USA, 1990

# Danksagung

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Werner Hofmann dafür danken, diese interessante Diplomarbeit in der H.E.S.S. Arbeitsgruppe möglich gemacht und betreut zu haben.

Herrn Prof. Karl-Tasso Knöpfle danke ich dafür, das Zweitgutachten übernommen zu haben.

Von allen Leuten, ohne die die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre, möchte ich zuerst Dr. German Hermann und Dr. Jim Hinton für ihre Geduld und Hilfsbereitschaft bei allen meinen Fragen und Problemen danken.

Durch ihre langjährige Erfahrung wurde mir viel Wissen hinsichtlich Laborarbeit, Programmierung, aber auch allgemeineren Arbeitsweisen eines Physikers vermittelt.

Stefan Gillessen gebührt Dank für seinen wesentlichen Anteil an diesem Projekt, seine unermüdliche Hilfe in Softwarefragen und beim Korrekturlesen, genauso wie Oliver Bolz und Ira Jung.

Ebenfalls zu Danken habe ich allen anderen Mitgliedern der H.E.S.S./HEGRA Gruppe, die mir hilfreich zur Seite standen. Ganz besonders meinen Zimmergenossen Dr. Menkir Girma, Dr. Bruno Khelifi, Dominik Hauser sowie Stefan Funk für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die Hilfe bei allen möglichen Problemen.

Peter Krötz danke ich für die gute Zusammenarbeit während der letzten Monate. Frank Garrecht, Peter Gaa und allen andern Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt danke ich für die immer hochgenaue und pünktliche Durchführung aller Sonderwünsche.

Thomas Wagner und den anderen Mitarbeitern der Elektronik Werkstatt danke ich für die Unterstützung bei der schnellen Erledigung des Baus und der Reparatur des Verstärkers.

Toni Hanke, Eben Tjingaete and Mavepei Kandjii für ihre ausgezeichnete Unterstützung während der Messungen in Namibia.

Herrn Bulian danke ich für seine wertvolle Hilfe bei den Kalibrationsmessungen des Photomultipliers.

Frau Suppanz danke ich für ihre stete Hilfsbereitschaft bei allen organisatorischen Fragestellungen.

Zu guter Letzt möchte ich noch ganz besonders meinen Eltern danken, die durch ihre Unterstützung mein Studium erst möglich gemacht haben.



**Erklärung:**

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

Heidelberg, den \_\_\_\_\_